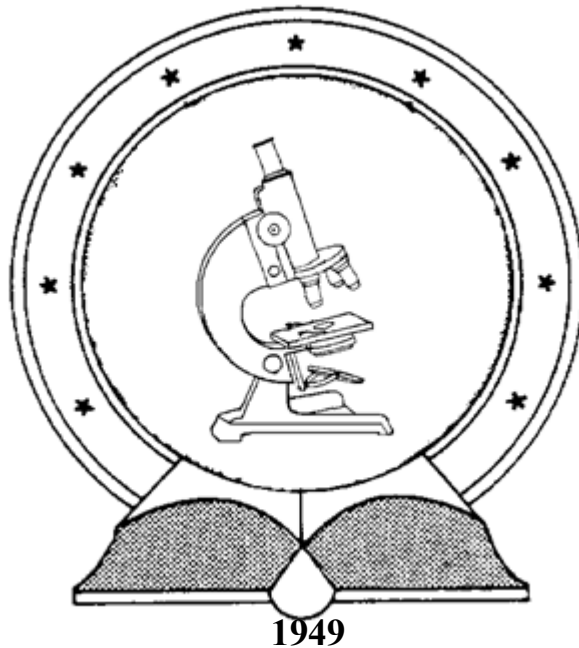


DE TTK



**A vason túli elemek keletkezése a csillagokban,
nukleoszintézis neutronbefogással**

doktori (PhD) értekezés
Kiss Miklós

Témavezető:
Dr. Trócsányi Zoltán

DEBRECENI EGYETEM
Természettudományi Doktori Tanács
Fizikai Tudományok Doktori Iskola
Debrecen, 2012

*Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi Doktori Tanács
.....Doktori Iskolaprogramja keretében készítettem a Debreceni
Egyetem természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.*

Debrecen, 2012.

a jelölt aláírása

*Tanúsítom, hogy doktorjelölt 200.- 200. . . között a fent
megnevezett Doktori Iskolaprogramjának keretében irányításommal
végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó
tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását
javasolom.*

Debrecen, 2012.

a témavezető aláírása

A vason túli elemek keletkezése a csillagokban, nukleoszintézis neutronbefogással

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében
a fizika tudományágban

Írta: Kiss Miklós okleveles középiskolai tanár

Készült a Debreceni Egyetem Fizika Doktori Iskolája
Részecskefizika programja keretében

Témavezető: Dr. Trócsányi Zoltán

A doktori szigorlati bizottság:

elnök:	Dr. Angeli István
tagok:	Dr. Horváth Dezső
	Dr. Raics Péter

A doktori szigorlat időpontja: 2009. október 22.

Az értekezés bírálói:

Dr. Csótó Attila.....
Dr. Somorjai Endre.....
Dr.

A bírálóbizottság:

elnök:	Dr. Sailer Kornél.....
tagok:	Dr. Fülöp Zsolt.....
	Dr. Tímár János.....
	Dr. Kiss Ádám.....
	Dr. Horváth Ákos

Az értekezés védésének időpontja: 2012.....

Tartalom

1. Bevezetés.....	1
1.1 Célkitűzés.....	1
1.2 Az elemek és atommagok rendszerezése.....	3
1.3 Csillagfejlődés.....	5
1.4 Túl a vason.....	9
1.5 A neutronbefogási folyamat meghatározó mennyiségei.....	9
1.6 A klasszikus megközelítés.....	13
1.7 A klasszikus megközelítés finomítása.....	14
2. Elemek keletkezésének képszerű megjelenítése.....	17
2.1 Bevezetés.....	17
2.2 A figyelembe vett magátalakulások.....	19
2.3 Feltevések:.....	21
2.4 A számítás lépései.....	22
2.5 Atommagátalakulásokat jellemző adatok.....	23
3. A modell jóslatainak szemléltetése: állandó fluxus.....	23
3.1 Atommagok keletkezésének grafikus megjelenítése.....	23
3.2 Mi történik az első bétabomló vasizotópnál?.....	27
3.3 A folyamatok szemléletes modellezése, átjutási mennyiség.....	31
3.4 Az első lépések ábrákon.....	32
3.5 Hozamok.....	36
4. Az időalap megválasztása.....	40
4.1 Egyéves futásidő.....	40
4.2 Sáv, időalap.....	42
4.3 Lehet-e gyorsítani a futást nagyobb időalappal, avagy $10 \times 1 = 1 \times 10^?$	47
4.4 Futás kevés kiinduló maggal, nagy időalappal.....	51
4.5 A kezdeti mennyiség szerepe.....	52
4.6 Futások különböző nagyságú, állandó neutronfluxus esetén.....	54
4.7 A $\sigma \cdot N$ ábrák.....	59
5. Meglepő jóslatok.....	61
5.1 Elágazási arányok.....	61
5.2 r-magok megjelenése.....	67
5.3 r-folyamatra jellemző neutronsűrűség.....	68
5.4 Az alapfutás érdekességei.....	78
5.5 r-s magpárok hozamainak aránya.....	80
5.6 Határ-e a bizmut?.....	81
5.7 Mekkora neutronsűrűség szükséges a bizmut kikerüléséhez?.....	82
5.8 Az állandó fluxusú futások tapasztalatai.....	83
5.9. Elmélet és gyakorlat összevetése: gyakoriságok.....	83
6. Változó fluxus.....	85
6.1 AGB állandó neutronfluxussal.....	85
6.2 . AGB IP és TP modellezése időfüggő neutronfluxussal.....	89

7. Izotópeloszlások	93
8. A 30 keV-es neutronbefogási hatáskeresztmetszetek fenomenologikus leírása.....	97
8.1 Bevezetés	97
8.2 A maximális hatáskeresztmetszetek elhelyezkedése.....	98
8.3 A maximális hatáskeresztmetszetek értéke	102
8.4 A hatáskeresztmetszetek normálása és eltolása.....	104
8.5 Hiányzó hatáskeresztmetszetek becslése.....	105
8.6 Következtetések.....	107
9. Összegzés.....	109
Summary.....	112
Köszönetnyilvánítás.....	114
Irodalomjegyzék	115

„Everything should be made as simple as possible, but not simpler.”

Albert Einstein

„An approximate answer to the right problem is worth a good deal more than an exact answer to an approximate problem.”

John Wilder Tukey

1. Bevezetés

1.1 Célkitűzés

Izgalmas kérdéscsoport, honnan származik a környezetünket és bennünket felépítő anyag, hol, mikor és hogyan keletkezett? Melyik elemből mennyi van, és miért pont annyi? Mai tudásunk szerint ezekre a kérdésekre meggyőző választ lehet adni: a csillagokban az energiatermelés forrása az atommagok fúziója, amelynek során könnyebb magok egyesülése révén nehezebb magok jöhetnek létre. A nehezebb magokban az egy nukleonra eső kötési energia a tömegszámmal együtt nő egészen a vasig, ezért két vasnál könnyebb atommag összeolvadása erősebben kötött atommagot hoz létre sugárzási energia kibocsátása mellett. Ezt elfogadva még mindig nyitott kérdés marad, hol, és hogyan keletkeznek a vasnál nagyobb rendszámú elemek?

Manapság már nemcsak a csillagbéli fúziós folyamatokról vannak részletes ismereteink, hanem a vason túlvezető neutronbefogásos folyamatokról is. Az ezekre alapuló elemkeletkezési modell alapjait Burbidge, Burbidge, Fowler és Hoyle (szokásos rövidítéssel B²FH), illetve Cameron fektette le 1957-ben [1, 2]. (Tudománytörténeti érdekesség, hogy munkájuk fő célkitűzése az állandó állapotú Világegyetemre vonatkozó elméleti modell „védelme” volt az akkoriban egyre inkább tért nyerő Ósrobbanással szemben, amiről azóta már tudjuk, hogy nem járt sikerrel.) A B²FH elképzelés lényege, hogy a vasnál nagyobb tömegszámú stabil elemek az ún. *asztrofizikai s- és r-folyamat* egyes lépéseiben keletkeznek. Az s-folyamat lényege, hogy a csillagban jelen lévő szabad neutronok befogásával egy stabil atommagból eggyel nagyobb tömegszámú stabil vagy instabil mag keletkezik. Az instabil mag béta-bomlás során csakhamar eggyel nagyobb rendszámú stabil atommagba alakul át. Az s-folyamatot a stabilitási völgy mentén húzódó *s-úttal* szokták szemléltetni. Az s betű az angol *slow*, azaz lassú szóra utal, ami azt jelzi, hogy a folyamat viszonylag lassan zajlik, mert a neutronok sűrűsége egy csillagban sok nagyságrenddel kisebb, mint a csillag életének végét jelző szupernóva robbanásban. Az utóbbit a nagy neutronsűrűség miatt a gyors neutronbefogással jellemzett *r-folyamat* kíséri (*r = rapid*, azaz gyors). Az s-folyamatot elég jól értjük, segítségével a környezetünk elemgyakoriságát néhány százalékos pontossággal meg lehet jósolni. A részletekről azonban a közelmúltban is születtek meglepően új eredmények. Ilyenek például az ún. AGB csillagokban lezajló folyamatokról való új ismereteink, amelyek nemcsak a csillagok

fejlődése szempontjából érdekesek, hanem az elemkeletkezés jelentős helyszínei lehetnek.

Dolgozatunkban először áttekintjük a nehéz elemek keletkezésének fizikai alapjait, majd ismertetjük a szokásos s- és r-folyamatokat. Ezután bemutatjuk saját modellünket [3]. Az s-, valamint r-ösvény elnevezés a megfelelő differenciálegyenlet-rendszerek megoldásának szemléletes képi megjelenítése. Úgy éreztük azonban, hogy ez a szóhasználat félrevezető, azt sugallja, hogy a valóságban is csupán az ösvény mentén történnek atommagfizikai átalakulások. Célul tűztük ki egy olyan számítógépes szimulációs program elkészítését, amellyel valamilyen módon képszerűvé lehet tenni a valóságban lezajló elemkeletkezés menetét. Erre lehetőséget adtak azok a jól programozható, egyszerű lépések, amelyek bekövetkeznek a magszintézis során. Ezen lépések és a fizikai háttér alapján kialakítottuk statisztikus modellünket, amely számítógép segítségével láthatóvá teszi a magszintézis neutronbefogásos folyamatait, ezáltal diákok és a szélesebb közönség számára érthetőbbé teszi ezeket. A modellt és számítógépes megvalósítását mutatja be a második és harmadik fejezet.

A kapott modell azonban nemcsak demonstrációs célokra alkalmas. Megfelelő adatokkal, amelyek egy része a magokra jellemző (bomlási módok, felezési idők, elágazási arányok, hatáskeresztmetszetek), másik része a körülményekre és a kezdeti feltételekre (hőmérséklet, neutronsűrűség, kiindulási vasmennyiség, besugárzási idő), a folyamatok is vizsgálhatók. A kapott eredmények nagyon függenek a felhasznált adatoktól, ezért fontos újabb és pontosabb magfizikai adatok megismerése. Modellünk a megfelelő paraméterek változtatásával széles neutronsűrűség tartományban alkalmazható, működtetésével észrevételeket is tehetünk a magszintézis folyamataival kapcsolatban. Dolgozatunk további részeiben ezeket fejtjük ki.

Vizsgálatunknak *nem volt célja csillagmodellen alapuló teljes vizsgálat*. Arra voltunk kíváncsiak, hogy hogyan működik modellünk adott, esetleg változó körülmények között, hogyan képződnek a magok. Ez a környezet természetesen egy adott állapotú csillagban alakul ki, de ezt is érdemes vizsgálni, hogy ezen adott körülmények között mitől függenek, és hogyan alakulnak a folyamatok. Modellünk alapján az r-magok zöméről is kiderül, hogy nem csak r-folyamatban keletkezhetnek és az s-magok nagy része feltehetően képződik mérsékelt nagy neutronsűrűség esetén is. Ez az adott körülményekre jellemző neutronsűrűségen múlik. Kis neutronsűrűség esetén csak kevés r-mag keletkezik, míg nagy neutronsűrűség esetén csak akkor keletkeznek s-magok, némi kivétellel, ha sok kiindulási maggal működtetjük a modellt. Az AGB körülmények lehetőséget adnak mérsékelt neutronsűrűségű folyamatok esetén is a bizmuton való túljutásra. Az m-folyamattal gazdagítva a lehetőségeket, új megközelítésben tekinthetünk az egyes elemek izotópeloszlására, és az elemek gyakoriságára is.

1.2 Az elemek és atommagok rendszerezése

Manapság 118 elemet ismerünk, amelyek közül a Földön, természetes módon 90 fordul elő. Az elem fajtáját az atommagjában található protonok száma határozza meg. Az *izotóp* fogalma közismert, az elemfogalomhoz kötődik. Az elemek relatív atomtömege nem egész szám, és ennek oka, hogy az adott elem atommagjában a Z darab *proton* mellett különböző mennyiségű *neutron* állhat. A természetben fellelhető anyag izotópoknak a keveréke. Az izotópok egy része stabil, vagy nagyon lassan *bomlik*. A hidrogénnek két stabil izotópja (a prócium és a deutérium), valamint egy bomló izotópja (a trícium) közismert. Az ónnak ($Z = 50$) tíz, a xenonnak ($Z = 54$) kilenc, a tellúrnak, ($Z = 52$) nyolc stabil izotópja van, míg a technéciumnak ($Z = 43$) és a prométiumnak ($Z = 61$) egy sincs. Ezért ismerünk csak kilencven természetes elemet és nem kilencvenkettőt. Az elemeket kémiai tulajdonságaik alapján Mengyelejev rendszerezte a jól ismert periódusos rendszerbe.

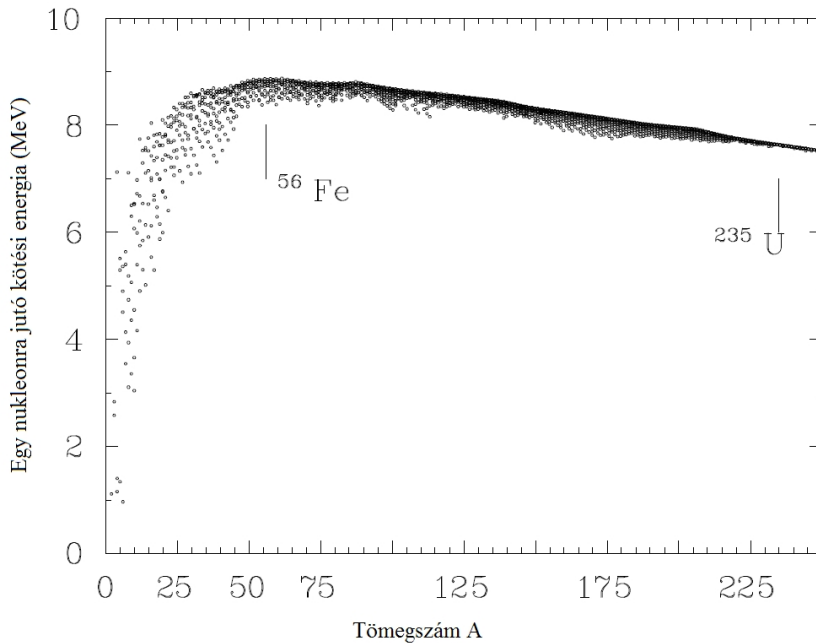
Kevésbé közismert az *atommagok* táblázata [4,5]. Egy atommag Z db protonból és N db neutronból áll. A táblázatban az izotópok vízszintesen vannak egymás mellett ($Z =$ állandó) például ${}^{98}_{50}\text{Sn}$ és ${}^{100}_{50}\text{Sn}$, vagy közismertebb példa ${}^{12}_6\text{C}$ és ${}^{13}_6\text{C}$. Ha $N =$ állandó, akkor a megfelelő magokra az *izotón* szót használjuk (függőlegesen egymás fölött), például ${}^{13}_6\text{C}_7$ és ${}^{14}_7\text{N}_7$. Itt a jelölést teljessé tettük a neutronok számának megadásával. Nincs stabil izotón $N = 19, 21, 35, 39, 45, 61, 71, 89, 115$ és 123 esetén. Szokás még beszélni *izobár* magokról, ekkor a tömegszám, $A = Z + N$ az állandó (a magok átlósan helyezkednek el), például ${}^{13}_6\text{C}_7$ és ${}^{13}_7\text{N}_6$. A negyedik lehetőség, amikor az $N - Z$ mennyiség állandó (ez a másik 45° -os átló) nem kapott külön nevet, nincs különösebb jelentősége.

A magok tömegéből következtethetünk a mag kötési energiájára. A magok tömege ugyanis kisebb, mint az alkotórészek tömegének összege:

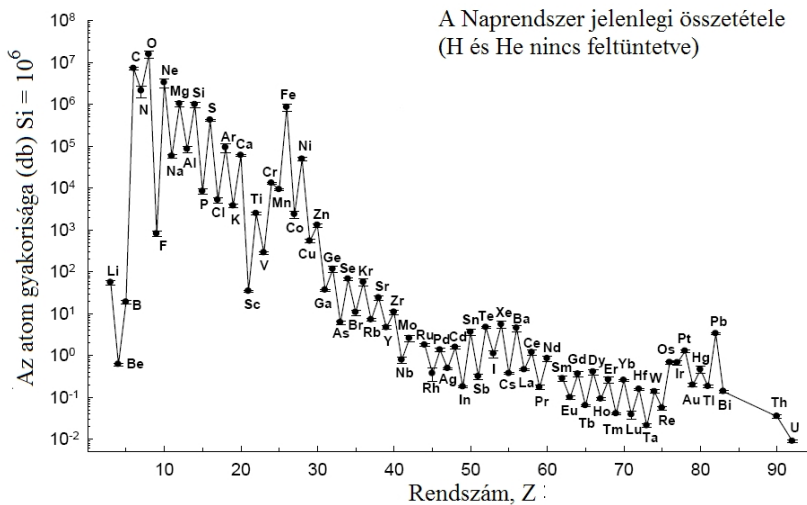
$$m(Z, N) = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - \Delta m .$$

A különbségből számolható a kötési energia az $E = m \cdot c^2$ összefüggést figyelembe véve, ha m helyére a tömeghiányt írjuk: $E_k = \Delta m \cdot c^2$.

Az egyes magokat jellemezhetjük azzal, hogy mennyi bennük az egy nukleonra (nukleon: proton, neutron) jutó kötési energia. Ehhez a kötési energiát kell osztanunk A -val, a tömegszámmal, ami éppen a nukleonok száma. Stabil magok esetére ennek nagyságát az 1. ábrán láthatjuk [6,7,8], amely mutatja, hogy mennyire kötöttek az egyes nukleonok. A maximumból látható, hogy átlagosan a vas 56-os izotópjának (${}^{56}_{26}\text{Fe}_{30}$) nukleonjai vannak a legmélyebb energiájú állapotban. Az ábráról azt olvashatjuk ki, hogy könnyebb magok egyesítése energianyereséges egészen addig, míg nem lépünk túl a vason (fúzió), illetve, hogy a nagyon nehéz magok kettébontása (maghasadás) is energianyereséges. Egy nehéz mag alkotórészeinek összes energiája csökkenhet, ha elbomlik, és így két mélyebben kötött mag jöhet létre.



1. ábra Az egy nukleonra jutó kötési energia a tömegszám függvényében



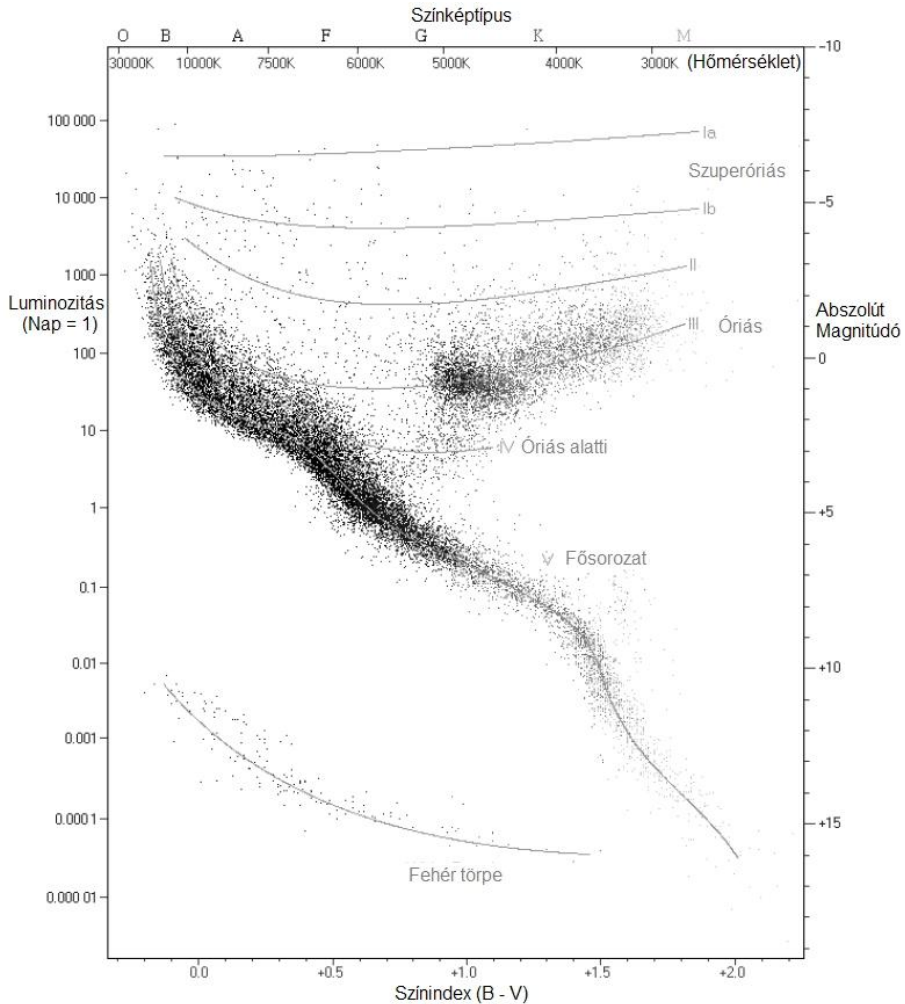
2. ábra Az elemek viszonylagos gyakorisága a rendszám függvényében 10^6 db Si atomra vonatkoztatva [9].

Az elemek keletkezése szempontjából lényeges, hogy amíg a kötési energia negatív, addig az adott mag létezhet. Ha tehát az említett vas izotóphoz hozzáveszünk még egy neutron, akkor ott már az egy nukleonra eső kötési energia ugyan nem lesz minimális, de attól még az a mag létrejöhet.

Az egyes izotópok naprendszerbeli gyakoriságát (hidrogén és hélium nélkül) a 2. ábra mutatja [9]. Az Ősrobbanásakor keletkező hidrogénből és héliumból a

többi elemnél sokkal több van. A fő irány, hogy a gyakoriság a rendszámmal csökken, de az egyes elemek gyakorisága fűrészfogszerűen ingadozik, és van néhány elem, amely kilóg a sorból. Némelyikből kevés van (lítium, berillium, bór), másokból sok (vas, nikkel, xenon, platina, ólom), legalábbis az ábra fő irányát alapul véve.

1.3 Csillagfejlődés



3. ábra A Hertzsprung-Russell-diagram [6].

A csillagok rendszerezhetők, ha fényességük és felszíni hőmérsékletük alapján ábrázoljuk őket. Így kapjuk a Hertzsprung-Russell-diagramot (HRD) (3. ábra), amelyben a csillagok elsődlegesen három területen helyezkednek el: a főszorozatban, felette jobbra a vörös óriások, alatta balra a fehér törpék. Egyes csillagok fényesebbek és vörösebbek ugyanakkor hidegebbek, mások halványabbak, kékebbek és forróbbak, mint a főszorozatbeliek. A HRD egy pillanatfelvétel a csillagok állapotáról. Ha egy területen sok csillag látható, az

azt jelenti, hogy adott pillanatban, ebben a fejlődési állapotban sok csillag van, vagyis ez az állapot hosszú ideig tart. Láthatóan a fősorozatban van a legtöbb csillag, valamint a vörös óriás állapotban. [6,10]

Az elemek keletkezése az Ősrobbanás után kezdődik, az úgynevezett. elsődleges (primordial nucleosynthesis) atommag-keletkezéssel, amikor kialakul a hidrogén és a hélium, pontosabban a hélium egy része és még néhány könnyű elem. A történet a csillagokban folytatódik. A bennük zajló energiatermelő folyamatok során felépülnek az elemek a hidrogéntől lényegében a vasig.

1. táblázat: Az egyes tömegtartományokba eső csillagok fejlődése

Kezdeti tömeg	Elsődleges energiatermelő folyamat	A fúziós folyamatokban keletkező nehezebb elemek	Másodlagos elemkeletkezés	Végállapot
$<0,08 M_{\odot}$				barna törpe
$0,08 M_{\odot}$	H égetés p-p, vagy CNO	He		He fehér törpe
$0,5 M_{\odot}$	He égető 3α	C, N, O	s-folyamat	C-N-O fehér törpe
$0,8-8 M_{\odot}$	AGB	He, C, N, O	s-, illetve m-folyamat	He, vagy C-N-O fehér törpe + planetáris köd
$>8 M_{\odot}$	C égetés	Ne, Na, Mg	s-folyamat	
$>10 M_{\odot}$	Ne égetés, O égetés	Mg	s-folyamat	
$>11 M_{\odot}$	Si égetés	Mg, S, Ar, Ca, Ti, Cr, Fe, Ni	s-, majd r-folyamat	szupernóva, majd neutroncsillag vagy fekete lyuk

A csillagok fejlődése a gravitációs összehúzódással keletkező anyagmennyiség tömegén múlik. Az összehúzódó anyag főleg hidrogénből és héliumból áll, de a keletkezés időpontjában már korábbi csillagfejlődésben keletkezett anyag is bekerülhet a gázfelhőbe. (Populáció I-III. csillagok.) A héliumnál nehezebb elemeket asztrofizikai szóhasználattal egyszerűen fémnek (metálnak) nevezzük. Hogy ezekből mennyit tartalmaz a csillag, a metallicitás fogalmával jellemezzük [10].

Az elemkeletkezéssel kapcsolatos legfontosabb csillagfejlődési lehetőségeket az 1. táblázatban foglaljuk össze. A nehéz elemek keletkezése jellemzően a Napnál nagyobb tömegű csillagokban lehetséges, ezért részletesebben csak

ezekkel foglalkozunk. A csillagok fejlődési üteme tömegfüggő: minél nagyobb a tömegük, annál gyorsabbak a folyamatok. A Napnál sokkal nehezebb csillagok életideje néhány tízmillió év. A 4. ábrán a csillag életideje és tömege közötti összefüggés látható. Kisebb tömeg esetén a csillag nem megy keresztül minden fejlődési állomáson, de a csillag életideje, és így az egyes szakaszoké is sokkal nagyobb [11].

A csillagfejlődés egyes jellegzetes szakaszának időtartamát, a jellemző hőmérsékletet és energiát egy 25 naptömegnyi csillag esetére a 2. táblázat mutatja.

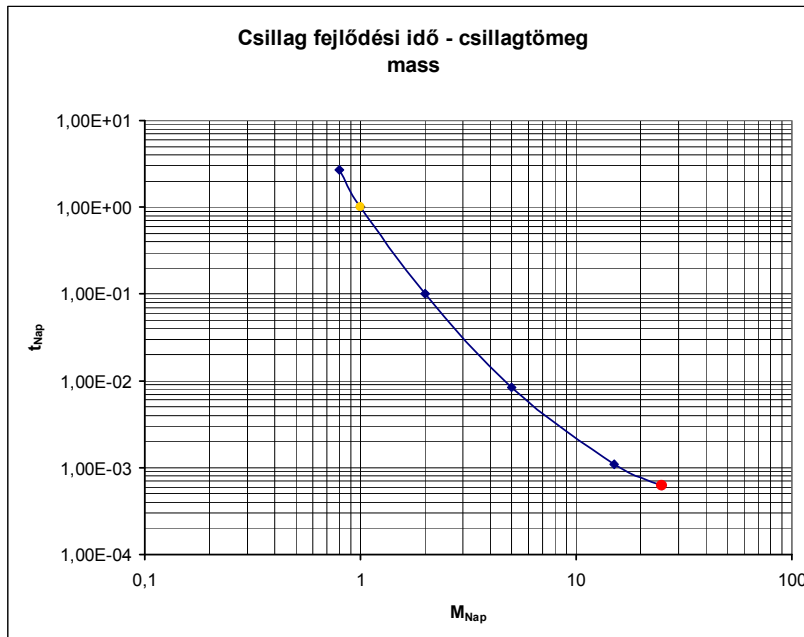
2. táblázat: Hőmérséklet, energia és időtartam az egyes csillagfejlődési állapotokban egy $25M_{\odot}$ csillag esetén [12]

Folyamat	Hőmérséklet T_9	Energia (keV)	Időskála
Hidrogénégés	0,06	5,17	7×10^6 év
Héliumégés	0,23	19,82	5×10^5 év
Szénégés	0,93	80,14	600 év
Neonégés	1,7	146,49	1 év
Oxigénégés	2,3	198,20	6 hónap
Si-égés	4,1	353,31	1 nap
SN mag összeomlás	8,1	698,00	másodperc
SN mag visszalökődés	34,8	2343,92	milliszekundum
Explozív égés	1,2-7,0	103,41-603,21	0,1-10 s

A HRD fősorozatbeli csillagok p-p ciklusának első lépése a $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ reakció, ahol két protonból egy deutron keletkezik. Eközben az egyik protonnak pozitív bétabomlással neutronná kell alakulnia, ami gyenge kölcsönhatással valósul meg, ezért ez a folyamat lassú. A csillagok emiatt a fősorozatban teljes élettartamukhoz képest sokáig tartózkodnak. A hidrogénégető csillagok a fősorozatban tartózkodnak egészen addig, amíg a hidrogénátalakulás a csillag magjában zajlik. Ezután a hidrogén égése a kialakuló hélium mag körüli héj mentén folytatódik. A mag gravitációs összehúzódása következtében a hőmérséklet emelkedik, a hidrogén burok kiterjed, és a csillag vörös óriássá válik. A 80-as évek kutatási eredményei alapján a csillag fejlődése, ha a tömege $0,8-8 M_{\odot}$ esik, a vörös óriás állapot után az aszimptotikus óriás-ágon folytatódik (röviden AGB). Az elnevezést a HRD-n való elhelyezkedésük indokolja. Az 5. ábrán egy $5 M_{\odot}$ tömegű csillag vándorlása látható a HRD-n [11,13].

Az AGB csillagok érdekes fejlődést mutatnak magjuk héliumkészletének kimerülése után. A mag ekkor szénből, oxigénből áll. A csillag a mag körüli vékony héjban héliumot éget, egy külső héjon hidrogént. A rövid héliumégési szakasz (TP) után a héjak közötti tartomány felkeveredik a külső hidrogén burokba (TDU). Ezt egy hosszabb, nyugodt hidrogénégető szakasz követi a

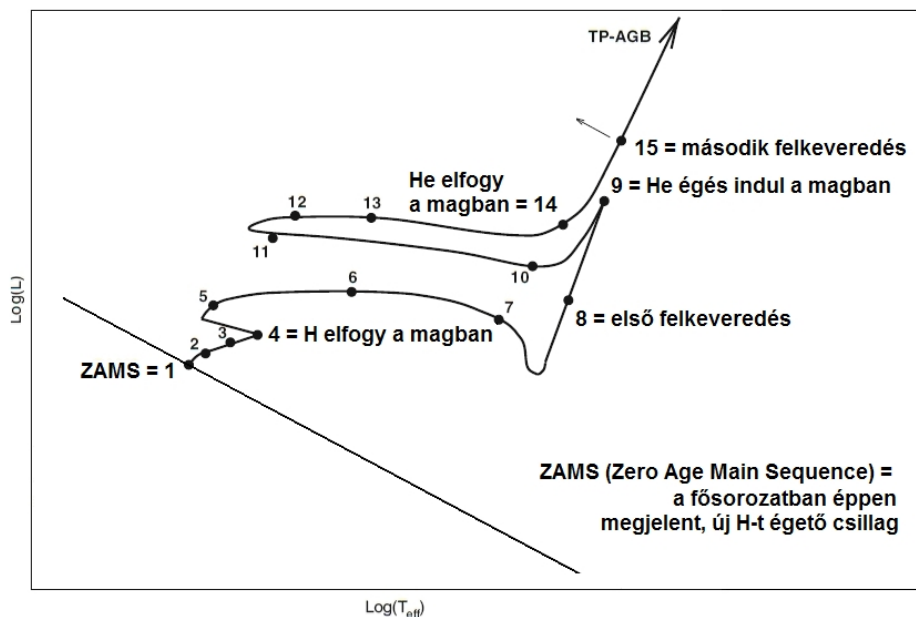
külső héjon (IP). A TP-AGB állapot a 4. ábrán a 15. pontnál kezdődik. A hélium-, illetve hidrogénhéj égések, a TP, TDU, IP felváltva követik egymást, a csillag tömegétől függően tízszer-százszor [6,13].



4. ábra A csillag életideje a csillagtömeg függvényében. Egységnek a Nap tömegét és életidejét választva. A másik megjelölt csillag tömeg $25M_{\odot}$.

Nyolc naptömegtől kezdve a felmelegedő magban beindul a szén égése. Tizenegy naptömegtől kezdve, a visszamaradó mag tömege meghaladja a Chandrasekhar-határt (= 1,4 naptömeg), a magegyesülési folyamatok tovább folytatódnak a szilícium égéséig [9:133. oldal]. E folyamatok egészen a nikkelig ($^{56}_{28}\text{Ni}_{28}$) vezetnek, ami vassá bomlik le ($^{56}_{26}\text{Fe}_{30}$). Miután a csillag fejlődése eljut eddig a pontig, megszűnik a fúziós energiatermelés további lehetősége, a csillag gravitációsan összeomlik, és szupernóvává válik (SN II). A robbanás következtében vasnál nehezebb elemek is létrejönnek.

A szupernóvák másik fajtája (SNIa) CO fehér törpe - vörös óriás kettős csillagoknál alakul ki. Ezeknél anyagátáramlás következik be a fehér törpe felé, így a tömege átlépi a Chandrasekhar-határt [9,14], ami hirtelen, robbanásszerű átalakuláshoz vezet. Itt az elemek a vasig elmaradt keletkezést folytatják, vasnál nehezebb elemek nem jönnek létre. A magyszintézishez szükséges vas jelentős része itt keletkezik. Az SNIa szupernóvák fontos jellegzetessége, hogy lefolyásuk, fényességgörbéjük egyforma, így standard gyertyának használhatók a távolságmeghatározáshoz.



5. ábra Egy $5 M_{\odot}$ tömegű csillag fejlődése a HRD-n

1.4 Túl a vason

A vason túl a mag szintézis fő lehetősége a neutronbefogás, mivel itt nincs Coulomb-taszítás, mint a töltött részecskéknél. Fontos kiemelni, ami B²FH eredeti cikkében [1] is szerepel, hogy a neutronbefogás könnyebb magok esetén is lehetséges folyamat, tehát már a vas előtt is. Ehhez csak az kell, hogy valamelyik neutrontermelő folyamat működjön.

A neutronbefogásos elemkeletkezés első fontos észlelési bizonyítéka egyes vörös óriás csillagok színképében megfigyelt technécium (Merrill, 1952), amelynek nincs stabil izotópja, tehát ott keletkezik [16].

1.5 A neutronbefogási folyamat meghatározó mennyiségei

A nem stabil magok elbomlanak. A bomlás statisztikus természetű folyamat. Egy nem stabil mag átalakulásának időpontja nem jósolható meg. A magok nem öregsznek, a bomlás valószínűsége időben állandó [7].

A statisztikus jellegből adódóan, ha sok bomlékony mag van, egy adott idő alatt a magok fele elbomlik, ezt az időt felezési időnek nevezzük. Ebből adódóan a meglévő magok számát a következő összefüggés adja meg:

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{\frac{t}{T}}} = N_0 2^{-\frac{t}{T}}, \quad (1.5.1)$$

ahol N_0 a magok kezdeti száma, T a felezési idő, t a bomlással eltelt idő. Célszerűen más alakban is felírhatjuk az összefüggést:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (1.5.2)$$

Itt λ a bomlási állandó, ami megmutatja az egységnyi idő alatti bomlás valószínűségét. A két felírás összehasonlításából adódik, hogy

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} \approx \frac{0,69315}{T} \quad (1.5.3)$$

Az elbomlott magok számát is kiszámolhatjuk:

$$N_{\text{átalakuló}} = N_0 - N(t) = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad (1.5.4)$$

Mint említettük egy mag átalakulásának bekövetkezése nem jósolható meg. Azt azonban meg tudjuk mondani, hogy ha sok mag van, átlagosan mennyi ideig léteznek. Ezt az időt (átlagos) élettartamnak nevezzük. A bomlási törvényből az időt kifejezve:

$$t = \frac{\ln N_0 - \ln N}{\lambda} \quad (1.5.5)$$

Ebből az átlagos élettartamot megkaphatjuk [7]:

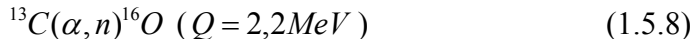
$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t(dN/dt)dt}{\int_0^{\infty} (dN/dt)dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (1.5.6)$$

Tehát az átlagos élettartam:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2} = 1,442695 \cdot T \quad (1.5.7)$$

Természetesen ez az átlag, egy konkrét mag ennél hosszabb és rövidebb ideig is létezhet.

Neutronbefogáshoz szükséges neutronokat olyan folyamatokból nyerhetünk, ahol neutrongazdagabb mag egyesül egy alfa részecskével. Ilyen magok a ^{13}C , vagy a ^{22}Ne :



vagy [12]



A megfelelő feltételek a héliumégető, a vörös óriás [7,12,17], vagy az AGB [13,16] csillagokban léteznek. A vörös óriásoknál ebben az esetben a hőmérséklet $(1-2)T_{\text{s}} = (1-2) \cdot 10^8 \text{K}$. Ekkor a neutronsűrűség $n_n \approx 10^8 \text{cm}^{-3}$.

Az előző részben leírt, megfelelő fejlődési állapotú csillagokban keletkező neutronok ütközések után gyorsan felveszik a hőmérséklet által meghatározott sebességet, és utána a sebességek nagysága a Maxwell–Boltzmann-féle sebességeloszlást követi.

Az adott körülmények közötti neutronbefogás valószínűségét adja meg a neutronbefogási hatáskeresztmetszet σ . Ennek értéke a körülményektől függ, energiafüggő, vagy ami ezzel egyenértékű, függ a sebességtől. Nem túl nagy energiákon (6. ábra) [12,17]:

$$\sigma \sim \frac{1}{v} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (1.5.10)$$

Ilyen esetekben a σ sebességfüggése miatt az átlagos reakció ráta, a $\langle \sigma \cdot v \rangle$ mennyiség viszonylag tág határok között (10 keV-100 keV) állandó:

$$\langle \sigma \cdot v \rangle = \text{állandó} \quad (1.5.11)$$

Az egységnyi idő alatt bekövetkező neutronbefogás valószínűségét a következő módon számolhatjuk [12,14,18]:

$$\lambda_n = n_n \langle \sigma \cdot v \rangle = n_n \langle \sigma \rangle v_T \equiv n_n \sigma_T v_T, \quad (1.5.12)$$

ahol n_n a neutronsűrűség, és

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\langle \sigma \cdot v \rangle}{v_T}. \quad (1.5.13)$$

Ez az átlagos hatáskeresztmetszet, amely viszonylag független a hőmérséklettől. A legtöbb magra 10 keV és 100 keV közötti $((0,12-1,2) \cdot T_9)$ [12,14,17]. Éppen ezért egy kényelmes energiát szoktak választani, ez a 30 keV [19].

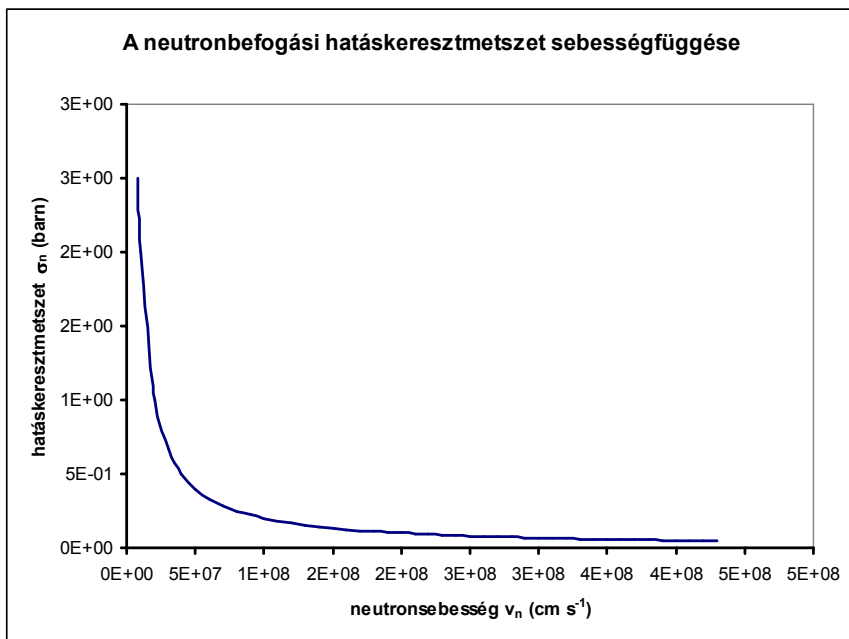
Azon ritka esetekben, amikor a befogási keresztmetszet néhány keskeny rezonanciából származik, vagy ahol szélesebb hőmérsékleti tartományra van szükség (például r-folyamat), a hatáskeresztmetszetet szélesebb energiatarományon kell megmérni és az átlagos hatáskeresztmetszet a Maxwell-féle energiaeloszlás alapján meghatározni [12]:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE}{\int_0^{\infty} E \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE} \cong \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sigma_{\text{exp}} \quad (1.5.14)$$

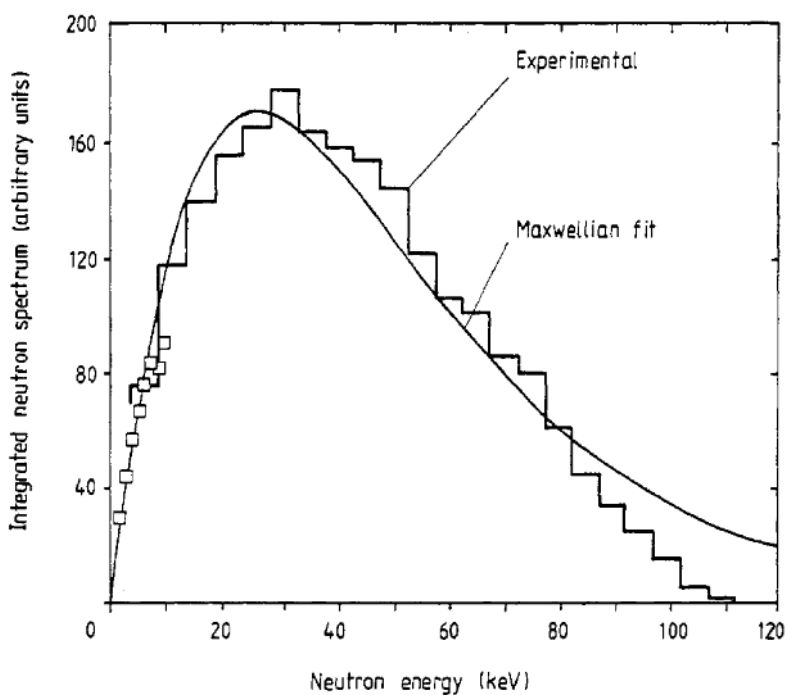
$$\langle \sigma \rangle = 1,1284 \cdot \sigma_{\text{exp}} \quad (1.5.15)$$

Az s-folyamat során az 1-300 keV energiataromány érdekes, itt kell megmérni a hatáskeresztmetszetet valamilyen technikával. Käppeler és Beer aktivációs technikával, a ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ reakcióval megoldott mérései azt mutatták, hogy a neutronok egy olyan spektrumot adnak, amely jól egyezik a $kT = 25 \text{ keV}$ -es

Maxwell-eloszlással 7. ábra [12,18,20]. Így az aktivációs mérések ezzel a neutronspektrummal már valódi Maxwell-i átlag hatáskeresztmetszetet (MACS) biztosítanak.



6. ábra A neutronbefogási hatáskeresztmetszet sebességfüggése



7. ábra Käppeler és Beer mérései a neutronok energispektrumával kapcsolatban

A σ neutronbefogási hatáskeresztmetszet értéke energiafüggő. A várható hőmérséklethez [12] (414. old) tartozó energiaértékhez kell adatokat találni. A 2. táblázatban *dőlt* betűvel jelöltük a 10 keV-100 keV energiatartományhoz tartozó folyamatokat.

A keletkező magok gyakorisága szempontjából fontos kérdés, hogy mennyi ideig és mekkora neutronsűrűség mekkora sebességgel éri a magokat. Erről ad információt a neutron expozíció vagy időintegrált neutronfluxus, amelyet egy rövid időtartamra a $\Delta\tau = v_T \cdot n_n \cdot \Delta t$ szorzattal számíthatunk ki. Azt mutatja meg, hogy egységnyi felületen egységnyi idő alatt hány neutron haladt keresztül. Ha a teljes besugárzási időt tekintjük, összegezni kell:

$$\tau = \int v_T n_n dt \quad (1.5.16)$$

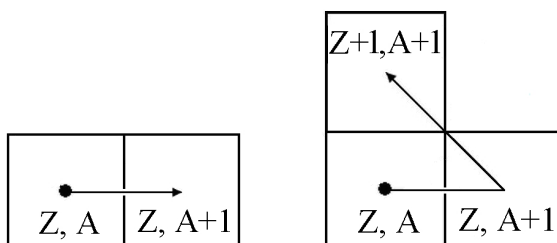
A neutronsűrűség és a sebesség is az idő függvénye. Abban az egyszerű esetben, ha a sebesség és a neutronsűrűség állandó:

$$\tau = v_T n_n t. \quad (1.5.17)$$

1.6 A klasszikus megközelítés

Két mennyiség egyértelműen jellemzi a magokat: a protonok száma (Z) és a neutronok száma (N). Az s -folyamatban csak a kettő összegével, a tömegszámmal (A) jellemezzük a stabil atommagokat. A folyamat két fő lépése a neutronbefogás és a bétabomlás. A két folyamat verseng egymással. A körülménytől függően valamelyik folyamat gyorsabban megvalósulhat, mint a másik. Neutronbefogásnál eggyel nő a neutronok száma. Ha a keletkező mag stabil, újabb neutronot foghat be, ha nem stabil és béta-bomlással elbomlik, akkor a rendszám eggyel növekszik. Csak neutronbefogással egyet jobbra, a két folyamattal együtt egyet felfele léphetünk az atommagok táblázatán (8. ábra).

Ez a két folyamatból álló lépés megismétlődhet, a folyamat folytatódhat, amíg a keletkező új elem stabil. Az s -folyamat során tehát egy adott A tömegszámú mag mennyisége (N_A) két ok miatt változik: (1) az $A-1$ tömegszámú atommag egy neutronot befog, (2) az A tömegszámú atommag egy neutronot befog (akár stabil, akár nem a neutronbefogással keletkező új mag).



8. ábra A klasszikus folyamat két alaplépése

Az (1) növeli, a (2) csökkenti az adott mag mennyiségét, így az időegység alatti változás:

$$\frac{dN_A}{dt} = \lambda_{n_{A-1}} N_{A-1}(t) - \lambda_{n_A} N_A(t), \quad (1.6.1)$$

ahol bevezettük a $\lambda_n = n_n \langle \sigma v \rangle$ jelölést (n_n a neutronok sűrűsége, $\langle \sigma v \rangle$ a sebességre átlagolt befogási hatáskeresztmetszet).

A tömegszámmal való indexelést azzal indokolja az irodalom [12], hogy az s-ösvény úgyis többnyire a béta stabilitás völgye mentén halad, ezért a magok a tömegszám alapján egyértelműen beazonosíthatók. A klasszikus s-folyamat szerint ugyanis a béta-bomlás sokkal gyorsabb a neutronbefogásnál,

$$\lambda_n(t) \ll \lambda_\beta(t), \quad (1.6.2)$$

tehát „a radioaktív mag olyan gyorsan bomlik a szomszédos, magasabb rendszámú izobár magba, hogy saját gyakorisága teljesen elhanyagolható“ [12]. Az összes magot figyelembe véve (1.6.1) egy csatolt differenciálegyenlet-rendszert jelent, amelyet minden magra egyszerre kell megoldani [1,12,21].

A másik lehetségesnek gondolt eset az r-folyamat akkor következik be, ha:

$$\lambda_n(t) \gg \lambda_\beta(t), \quad (1.6.3)$$

amiről részletesebben még az 5.3 szakaszban írunk.

A későbbiekben rávilágítunk, hogy ez a két eset így tisztán nem teljesül, mivel nem magányos részecskék szerepelnek a folyamatokban, hanem részecskesokaságok.

1.7 A klasszikus megközelítés finomítása

A neutronbefogási hatáskeresztmetszet jellemző értéke 30 keV -en $\sigma = 100 \text{ mb}$, a termikus átlagsebesség pedig $v_T = 2,2 \cdot 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. A részecsképarra eső reakcióráta $\langle \sigma \cdot v \rangle \cong 2,2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Az átlagos befogási idő és a neutronsűrűség szorzata

$$\tau_{n,\gamma} \cdot n_n = \frac{1}{\langle \sigma \cdot v \rangle} = 4,5 \cdot 10^{15} \text{ s} \cdot \text{cm}^{-3}. \quad (1.7.1)$$

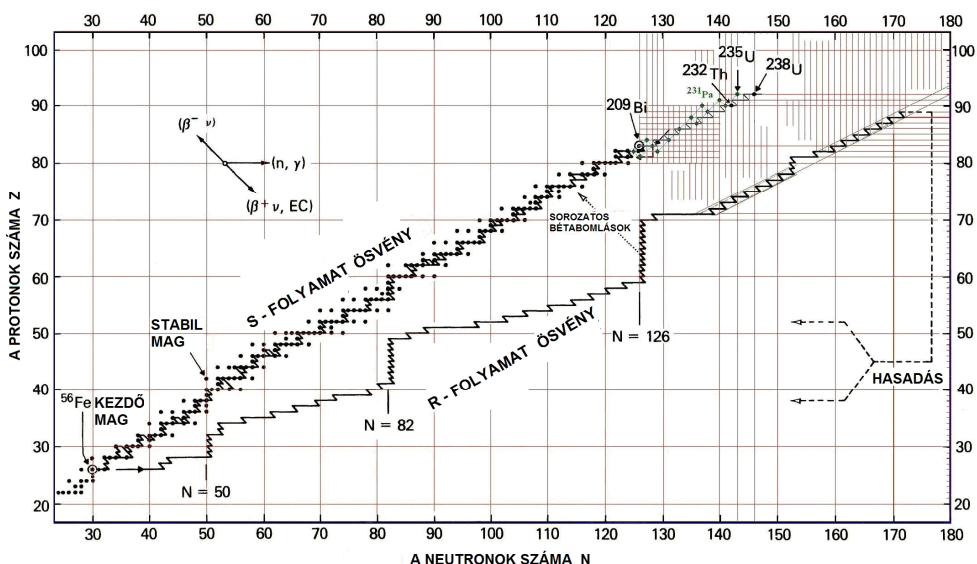
Innen, ha az átlagos befogási idő tíz év, akkor a neutronsűrűség $n_n \cong 10^7 \text{ cm}^{-3}$ értékű.

Ha az átlagos befogási idő $\tau_{n,\gamma} = 10^{-4} \text{ s}$, akkor a szükséges neutronsűrűség $n_n \cong 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [12]. Ezek alapján az s-folyamat akkor következik be, ha a neutronok sűrűsége nem túl nagy, és így a neutronbefogással keletkező új, béta-bomló mag újabb neutronbefogás előtt bomlik, azaz a béta-bomlás ideje sokkal kisebb a befogási időnél (3. táblázat). Ha a nagy neutronsűrűség következtében a

béta-bomlást újabb többszörös neutronbefogás előzi meg, akkor a folyamat gyors vagy *r*-folyamat.

3. táblázat. A folyamatok összehasonlítása

	s-folyamat	r-folyamat
Időviszonyok	$\tau_n \gg \tau_\beta$	$\tau_n \ll \tau_\beta$
Neutronbefogási idő	$\tau_n \approx 10$ év	$\tau_n \approx 10^{-4}$ s
Neutronsűrűség	$N_n = 10^7$ cm ⁻³	$N_n = 10^{20}$ cm ⁻³

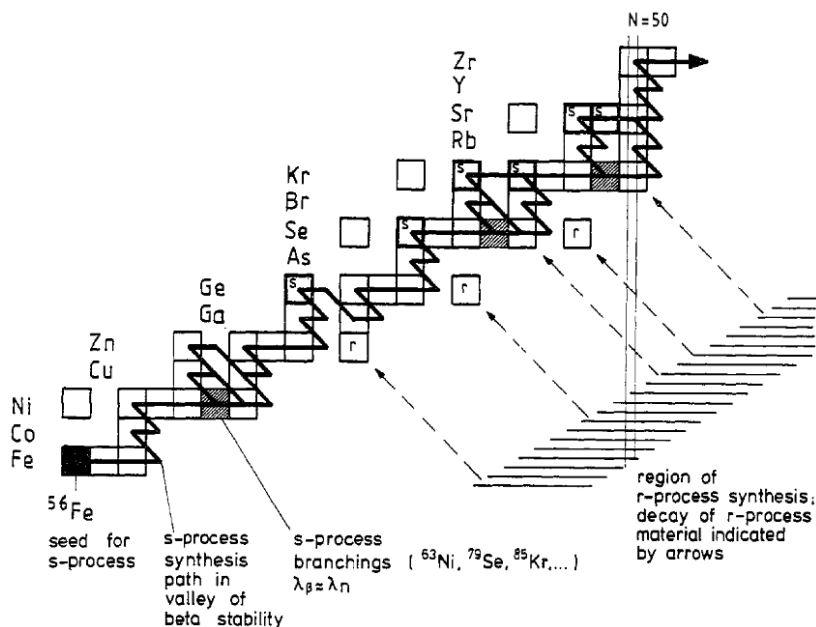


9. ábra Az s- és r-útvonal [12].

Érdeemes a *Z-N* síkon áttekinteni a folyamatokat (9. ábra). A lassú folyamat a stabil magok közelében halad – a béta stabilitás völgyében – s-ösvény. A gyors pedig a völgytől jobbra, a neutrondús magok mentén, egészen a neutron dripline-ig – r-ösvény. A távolodás csak a kis befogási hatáskeresztmetszetű magokon akad el a zárt neutronhéjú magoknál, az úgynevezett mágikus számoknál: 50, 82, 126. A lassú folyamat a bizmutnál ($^{209}_{83}\text{Bi}$) véget ér. Az urán pedig csak gyors folyamatban keletkezik. A vasnál nehezebb elemek gyakoriságának mintegy felét az s-folyamatnak köszönhetjük a Tejútrendszerben [13,16].

Az s-folyamatról, r-folyamatról elmondott kép alapján bizonyos helyzetű magok csak az egyik, vagy csak a másik folyamatban keletkezhetnek. Ha két stabil izobár mag a 10. ábrán látható módon helyezkedik el, akkor a stabil kisebb rendszámú mag miatt a kettővel nagyobb rendszámú mag nem tud az r-folyamat

során keletkezni, nincs mód bétabomlásra. Ilyen s-mag például a $^{82}_{36}\text{Kr}_{46}$. A kisebb rendszámú pedig, mivel a lassú folyamat a béta stabilitás völgye mellett halad, nem tud az s-folyamatban keletkezni. Ilyen r-mag például a $^{82}_{34}\text{Se}_{48}$. (A helyzetet Käppeler klasszikus ábráján láthatjuk.) Az s-mag néha pár nélküli, például a $^{84}_{36}\text{Sr}_{48}$. (l. még: 25. táblázat, 62. ábra.)



10. ábra Az s- és r-útvonal részlete, elágazások, s-magok, r-magok [18,20]

Az s-folyamatról alkotott modellek jóságát azzal szokás mérni [18,20], hogy mennyire lehet velük reprodukálni az egyes magok gyakoriságát (2. ábra). A klasszikus megközelítés akkor sikeres, ha feltételezzük, hogy az egyes, a klasszikus folyamathoz kötődő izotópok három különböző helyen, és eltérő körülmények között keletkeztek [11,18,20,22]. Ezért szokásos gyenge, fő és erős komponensről beszélni (4. táblázat). A klasszikus kép szerint

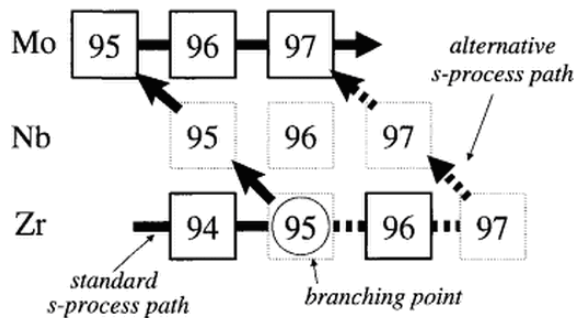
- az $A < 90$ magok a vastól a stronciumig a gyenge komponens során jönnek létre,
- a $90 \leq A \leq 204$, vagyis a stronciumtól az ólomig a fő komponensben,
- az erős komponens pedig az Naprendszerbeli ólomgyakoriság miatt szükséges.

A klasszikus s-folyamat elemzése során felmerült, hogy a képet árnyalni kell. Az a feltételezés, hogy a nem stabil izotóp nem fog be neutron, hanem elbomlik, nem volt mindig tartható. Vannak esetek, amikor $\lambda_\beta \cong \lambda_n$, ez pedig versengést eredményez a neutronbefogás és a bétabomlás között, ennek

következtében eltérő s-utak jöhetnek létre az s-folyamatnál. Ezért a klasszikus modellbe be kellett építeni az elágazás lehetőségét is. Néhol a nem stabil mag is foghat be neutront még az előtt, hogy elbomlana. A 11. ábrán a ^{95}Zr magnál látjuk az elágazás lehetőségét. E mag felezési ideje 64 nap. Ha az elágazás nyitott, akkor az egyébként r-magnak gondolt ^{96}Zr mag is keletkezhet az s-folyamat során.

4. táblázat. Az s-folyamat jellemző komponensei és helyszínei [11]

Folyamat	Neutronexpozíció $\tau(\text{mb}^{-1})$	Helyszín
gyenge	0,06	He, ill. C égető nagy tömegű csillagok
fő	0,3	kis tömegű AGB csillagok
erős	7,0	kis metallicitású, kis tömegű AGB csillagok



11. ábra Elágazás a cirkóniumnál [15]

Az elágazás lehetőségét az elágazási aránnyal *jellemezzük*. Az elágazási arány annak a valószínűségét adja meg, hogy az s-folyamat eltér a klasszikus s-úttól, vagyis, annak a valószínűségét, hogy a nem stabil mag ahelyett, hogy elbomlana, neutront fog be. Az elágazási arányt a következő módon számíthatjuk:

$$f_n = \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta} \quad (1.7.2)$$

Tehát az elágazási arány függ az instabil mag felezési idejétől, neutronbefogási hatáskeresztmetszetétől, a neutronsűrűségtől és függhet az időtől [11,12,18].

2. Elemek keletkezésének képszerű megjelenítése

2.1 Bevezetés

Az előbbi részben ismertetett B²FH-féle osztályozás érthető és célszerű, mert analitikus megoldást lehet találni a differenciálegyenlet-rendszerre, és jóslatot lehet adni a természetben előforduló elemgyakoriságokra. Azonban az s- és r-ösvény mentén történő elemkeletkezés félrevezető abban a tekintetben, hogy

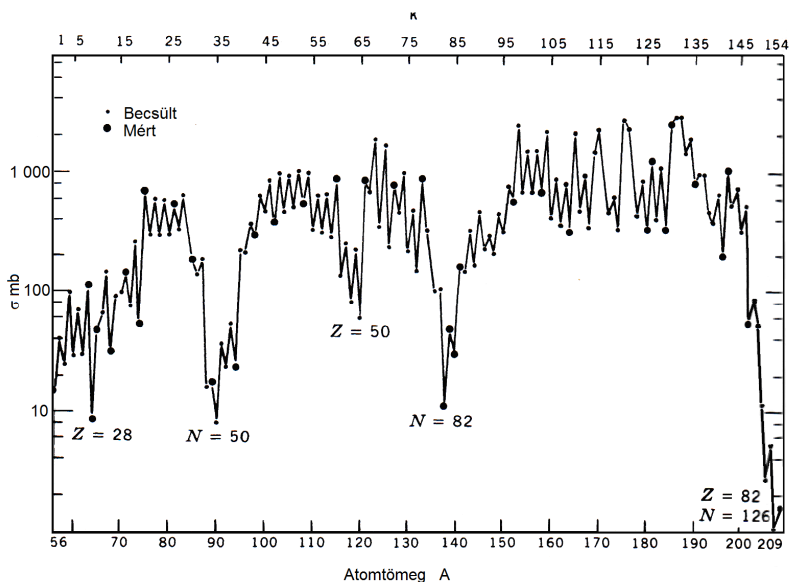
nagyszámú atommag esetén csupán hosszú idő elteltével lehet az (1.6.1) egyenlettel jellemezni az atommagok keletkezését.

Ha a konkrét atommag-átalakulási lehetőségeket tekintjük, akkor a magok nagy számából adódó egyensúlyi koncentrációt kell tekintenünk, vagyis a *statisztikus megközelítést* [3,23,24]. Hogy ez célszerű lehet, arra jó példa a 3α folyamat első lépése: a két α részecske ütközésével kialakuló, szinte azonnal kettéváló berillium ($T = 6,7 \cdot 10^{-17} s$ [25]) egyensúlyi koncentrációjának köszönhetően jöhet létre a szén (${}^8_4\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{12}_6\text{C}$). A másik példa: ahhoz, hogy egy neutrínó folyamatot detektáljunk, aminek igen kicsi a hatáskeresztmetszete, sok víz kell (50 000 tonna), mert a sok részecske miatt a kevéssé valószínű folyamat is bekövetkezhet. A csillagokban feltehetően elég sok részecske van. Harmadikként megemlíthetjük a természetes radioaktivitásnál tapasztalható radioaktív egyensúlyt, a gyorsan bomló leányelem aktivitása megegyezik a szülőelemével. Vagyis amíg van utánpótlás, addig van egyensúlyi mennyiség.

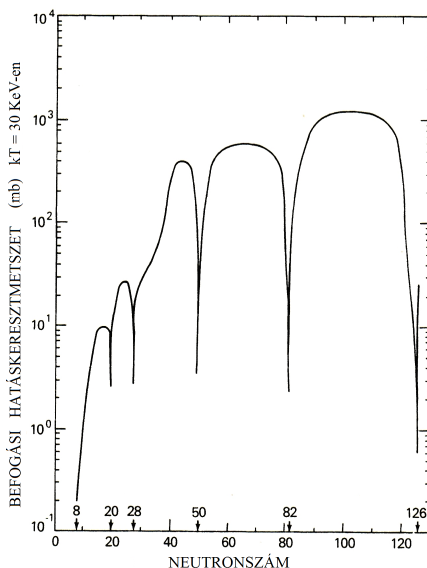
A példákhoz hasonlóan a csillagokban bekövetkező neutronbefogást nem csak a stabil, vagy hosszú életű magokban követheti újabb befogás. A magok egy része akkor is befog újabb neutron, ha a béta-bomlás gyors. Ennek az is az oka, hogy a bomlékony magok utánpótlása folyamatos, tehát kialakulhat egy egyensúlyi koncentráció. A magok nagy része elbomlik, ahogy a B²FH cikkben, és azóta még sokszor leírták. Ugyanakkor valamennyi mag bármilyen rövid felezési idő mellett is befoghat újabb neutron, és ilyen befogások meg is történnek. Ennek jelentősége mennyiségileg természetesen a csillagbeli körülményektől és az egyes magok átlagos élettartamától függően változik.

A csillagbeli körülmények jellemzése szempontjából fontos tényezők a metallicitás és a neutrontermelés. A Nap összetételéről tudjuk, hogy tömegarányban 70% hidrogén, 28% hélium, és 2 % fém (nehezebb elem) [26, 10]. Az utóbbiak csak úgy kerülhettek bele, hogy életciklusukon végigjutott csillagokban keletkeztek. Erre az Ósrobbanás óta elegendő idő állt rendelkezésre. Ez különösen igaz a legfiatalabb, Populáció I. csillagokra. Ebből az következik, hogy a csillagok jelentős részében jelen van a vas is, és más nehezebb elemek. Így, ha a neutronforrások kinyílnak, lehetségessé válik a neutronbefogás. A neutrontermelés a csillagok héliumégetési szakaszától kezdve folyamatos. A két már említett fő neutrontermelő folyamat: ${}^{23}_{10}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}_{12}\text{Mg}$, és ${}^{13}_6\text{C}(\alpha, n){}^{16}_8\text{O}$. Az első folyamat nagy tömegű, héliumégető csillagoknál, illetve AGB csillagok TP-állapotánál van jelen, míg a második AGB csillagoknál a TP-t követő felkeveredés, a TDU után áll rendelkezésre.

A különböző csillagokban a következő neutronsűrűségek találhatók [16]: vörös óriásban $N_n \sim 10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$, AGB csillagok TP állapota alatt $N_n \sim 10^{10} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, míg szupernóvában $N_n \sim 10^{20} - 10^{25} \text{ cm}^{-3}$. A neutronbefogás bekövetkeztét befolyásolják még a befogási hatáskeresztmetszetek, amelyeknek a magok neutronsámától való függésének fő jellegzetességei a 12-13. ábrán láthatók [12,17].



12. ábra Neutronbefogási hatáskeresztmetszetek a tömegszám függvényében [17].

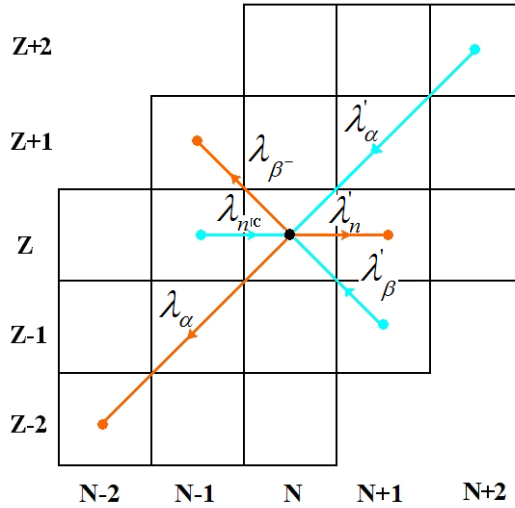


13. ábra Neutronbefogási hatáskeresztmetszetek a neutronszám függvényében [12].

2.2 A figyelembe vett magátalakulások

Tekintsünk tehát minden olyan átalakulást, amely egy adott mag mennyiségét megváltoztatja: béta-bomlással érkező is lehet egy magba, de az alfa-bomlás is növelheti és csökkentheti a magok számát (14. ábra). Ez a kiindulási lehetőség már Clayton alapművében benne van [17]. További lehetséges folyamatok: elektronbefogás, pozitív béta-bomlás, alfa-bomlás, protonkibocsátás, kettős

béta-bomlás (negatív, vagy pozitív), spontán hasadás. Ezek az átalakulások többnyire jelentéktelenek, noha bizonyos magoknál jelentősek is lehetnek.



14. ábra Lehetséges magátalakulási folyamatok

Tehát a szokásosan alkalmazott (1.6.1) differenciálegyenlet [12,18] helyett az összes folyamatot tartalmazó teljes átalakulási egyenletet használjuk:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{Z,N}}{dt} = & N_n(t)N_{Z,N-1}(t) \langle \sigma \nu \rangle_{Z,N-1} + \lambda_{\beta} N_{Z-1,N+1}(t) + \lambda_{\alpha} N_{Z+2,N+2}(t) - \\ & - N_n(t)N_{Z,N}(t) \langle \sigma \nu \rangle_{Z,N} - \lambda_{\beta} N_{Z,N}(t) - \lambda_{\alpha} N_{Z,N}(t) \quad (2.2.1) \\ & + \dots, \end{aligned}$$

vagy a szokásos $\lambda_n = n_n \cdot \langle \sigma \nu \rangle$ jelölést alkalmazva:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{Z,N}}{dt} = & \lambda_n(t)N_{Z,N-1}(t) + \lambda_{\beta} N_{Z-1,N+1}(t) + \lambda_{\alpha} N_{Z+2,N+2}(t) - \\ & - \lambda_n'(t)N_{Z,N}(t) - \lambda_{\beta}' N_{Z,N}(t) - \lambda_{\alpha}' N_{Z,N}(t), \quad (2.2.2) \end{aligned}$$

itt λ_n , λ_{β} , λ_{α} , λ_n' , λ_{β}' és λ_{α}' a megfelelő (Z,N) maghoz tartozó érték. A magokat tehát megkülönböztetjük Z és N szerint. Az egyenletet még folytatni lehet a többi folyamattal. Ha pontos számítást szeretnénk, akkor minden lehetőséget figyelembe kell vennünk. A csatolt differenciálegyenlet-rendszer megoldása számítógéppel lehetséges. Válasszunk egy időalapot (ta). Nézzük, ezalatt hány és milyen átalakulás következik be. Induljunk ki csak vasból (${}^{56}_{26}Fe$), de kövessük az összes mag hozamának változását, és használjuk a befogási és bomlási lépéseket váltakozva. Az egyszerűség miatt nem foglalkoztunk az izomerekkel. Bizonyos helyzetekben jelentős szerepük lehet. Ugyancsak nem vettük figyelembe a fotodezintegrációs neutron kilökődés lehetőségét. A (γ, n) lehetősége a hőmérséklet emelkedésével válik jelentőssé.

2.3 Feltevések:

Radioaktív bomlaskor a megmaradó, illetve az átalakuló magok számát a bomlási törvény segítségével adhatjuk meg:

$$N_{\text{megmaradó}} = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad N_{\text{átalakuló}} = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t}), \quad (2.3.1)$$

Sorfejtéssel:

$$N_{\text{megmaradó}} \approx N_0 \cdot (1 - \lambda t), \quad \text{illetve} \quad N_{\text{átalakuló}} = N_0 \cdot \lambda t \quad (2.3.2)$$

Elegendően hosszú felezési idő esetén, adott idő alatt bekövetkező változásokra ez jó közelítés. Ha a felezési idő rövid, nem követünk el nagy hibát, ha feltételezzük, hogy az összes mag (izotóp) elbomlik. A köztes tartományban az exponenciális összefüggéssel kell számolnunk. Ha feltételezzük, hogy a megmaradó, vagy az elbomló magok 99%-os hányadánál váltunk, akkor 1 s lépésközt alkalmazva a $0,15s < T < 69s$ tartományban kell exponenciálisan számolni. Ha tehát az adott mag felezési ideje kisebb, mint 0,15 másodperc, akkor úgy számolunk, hogy egy másodperc alatt mind elbomlik. Ha az adott mag felezési ideje nagyobb, mint 69 másodperc, akkor a lineáris közelítést használjuk. Ugyan a rövid felezési idejű magokat így is kizárjuk, de ennek mértéke szükség esetén megváltoztatható. Ezt általánosan a 4.2 szakaszban tárgyaljuk, ahol az időalapot megváltoztatjuk. Az időalap csökkentésére csak nagyon nagy neutron-sűrűségek esetén lehet szükség.

A bomlási állandó értelmezése alapján az adott mag bomlásának valószínűsége arányos a bomlási állandóval, az pedig a T felezési idő reciprokával:

$$p_{\text{bomlás}} \sim \lambda = \frac{\ln 2}{T}. \quad (2.3.3)$$

A lehetséges bomlások:

ϵ : β^+ , pozitív/pozitron bétabomlás vagy elektronbefogás

$$(Z, N) \rightarrow (Z - 1, N + 1) \quad (2.3.4)$$

β^- : negatív/elektron bétabomlás

$$(Z, N) \rightarrow (Z + 1, N - 1) \quad (2.3.5)$$

α : alfabomlás

$$(Z, N) \rightarrow (Z - 2, N - 2) \quad (2.3.6)$$

A szükséges adatokat a Wallet 2005-ből vettük [12] (felezési idő, bomlási mód(ok), elágazási arányok), illetve kiegészítettük adatbázisokból [4,5,25,27].

Szükséges paraméter még az időegység alatt bekövetkező neutronbefogás valószínűsége [18,20]:

$$\lambda_n = n_n \sigma v_T \quad (2.3.7)$$

A σ neutronbefogási hatáskeresztmetszet értéke energiafüggő. A várható hőmérsékletre [12] (414. old) tartozó energiaértékhez kell adatokat találni. A 2.

táblázatban már láttuk az egyes csillagfejlődési állapotokra jellemző adatokat: hőmérséklet, energia, időtartam.

2.4 A számítás lépései

Kiindulásként tekintsünk adott mennyiségű $^{56}_{26}\text{Fe}$ -t (továbbiakban kiinduló mennyiség). Tegyük ki ezt egy állandó neutron-fluxusnak, és nézzük meg, hogy mi lesz belőle. Egy részük neutronbefogással átalakul $^{57}_{26}\text{Fe}$ -té. Amíg stabil izotóp keletkezik, ugyanígy folytatódik a folyamat. Azonban a vas $^{59}_{26}\text{Fe}$ -es izotópja már negatív bétabomlással átalakulhat $^{59}_{27}\text{Co}$ maggá. A programmal követjük, hogy hogyan keletkeznek az egyes magok, és hogyan alakul a mennyiségük.

Az egyes magok mennyiségét egy $k(Z,N)$ tömbben tároljuk. A meglévő (Z,N) magokból néhány neutronbefogással $(Z,N+1)$ maggá alakul a neutronbefogás (1.5.12) valószínűségének megfelelően. A keletkezett magok egy közbenső tömbbe kerülnek ($c[Z',N']$), a többi a $k(Z,N)$ tömbben marad, $u[Z,N]$ jelöli az új készletet.

Legyen $p = \lambda_n \cdot ta$. Ezzel a jelöléssel:

$$c[Z, N + 1] = k[Z, N] \cdot p \quad u[Z, N] = k[Z, N] \cdot (1 - p). \quad (2.4.1)$$

A következő lépésben az adott magra jellemző bomlásnak megfelelően változik a készlet tömb k és a közbenső tömb c .

Az egyes bomlások esetén:

$$\begin{aligned} \varepsilon : \quad & c[Z - 1, N + 1] = k[Z, N] \cdot p \quad u[Z, N] = k[Z, N] \cdot (1 - p) \\ \beta^- : \quad & c[Z + 1, N - 1] = k[Z, N] \cdot p \quad u[Z, N] = k[Z, N] \cdot (1 - p) \\ \alpha : \quad & c[Z - 2, N - 2] = k[Z, N] \cdot p \quad u[Z, N] = k[Z, N] \cdot (1 - p) \end{aligned}$$

Itt $p = \lambda \cdot ta$, ahol λ az adott (Z,N) magnak az adott bomlásához tartozó bomlási állandója:

$$\lambda = \text{bomlási}[Z, N] = \frac{\ln 2}{T[Z, N]} \quad (2.4.2)$$

Ezek után a közbenső tömböt hozzátesszük a készlethez, és kezdődik az iteráció újabb köre.

$$k[Z, N] = u[Z, N] + c[Z, N] \quad (2.4.3)$$

A program szerkezete olyan, hogy a befogási és a bomlási lépést tekinti egy egységnek, az új készletet az egyes magokból így állapítja meg. Ezen a ponton kerekítéssel dolgozunk, tehát *csak egész számú részecske keletkezése lehetséges*. Ha a neutronfluxus megszűnik, véget ér a neutronbefogás, már csak a bomlási lépéseknek megfelelően változnak a magok.

2.5 Atommagátalakulásokat jellemző adatok

Az átalakulások sokfélék lehetnek, csak felsorolásszerűen:

EC; α ; β^- ; p; $2\beta^-$; 2EC; SF; (EC, β^-); (β^- , EC); (EC, α); (α , EC); (β^- , α); (α , β^-); (α , p); (p, EC); (p, α); (EC, EC+p); (β^- , β^- n); (SF, α); (α , SF),

ahol a rövidítések jelentése:

EC:	elektronbefogás, vagy pozitív bétabomlás,
α :	alfabomlás
β^- -:	negatív bétabomlás
p:	protonkibocsátás
$2\beta^-$:	kettős bétabomlás (negatív)
2EC:	kettős bétabomlás (pozitív)
β^- n:	bétabomlás és utána neutron-kibocsátás
SF:	spontán hasadás.

Léteznek kettes és hármas elágazások, az utóbbiakat nem vettük figyelembe, arányuk nem jelentős. Ugyancsak nem számoltunk az izomér átalakulásokkal. Az elágazó bomlásoknál az első a nagyobb mennyiségben bekövetkező folyamat. Az esetleges spontán hasadás termékeivel is számoltunk. A lehetséges folyamatok közül $Z = 83$ -ig csak a bétabomlások valósulnak meg, kivéve a neodímium és (${}^{144}_{60}\text{Nd}_{84}$), a szamárium (${}^{148}_{62}\text{Sm}_{86}$) és a gadolínium (${}^{152}_{64}\text{Gd}_{88}$) alfabomló izotópját. A wolfram, az ozmium és az ólom gyakorlatilag nem bomlik.

A megfelelő adatokat a NUCLEAR WALLET CARDS 2005-ből vettük [28], illetve ha ott nem volt, akkor a Greatch 1996 Berkeley Laboratory-ból, valamint a Brookhaven National Laboratory-ból [5]. Ezekon kívül a Japan Atomic Energy Agency, Nuclear Data Center [25] adatait is felhasználtuk.

Elsőként a [12] alapján becsültük a hatáskeresztmetszeteket. Ezek csak a neutronszámától függő adatok. Ezeket tesztelési céllal használtuk, azzal a feltevéssel, hogy ezek az értékek az s-ösvényhez tartoznak. Ezekkel a mágikus számoknál ($N = 50, 82, 126$) teljesen beszűkül az átjutás lehetősége. Az első futások által tapasztalható sávós atommagkeletkezési kép alapján világossá vált, hogy egyedi hatáskeresztmetszeteket kell használnunk. Az egyedi hatáskeresztmetszeteket [19,29,30,31] forrásokból vettük.

3. A modell jóslatainak szemléltetése: állandó fluxus

3.1 Atommagok keletkezésének grafikus megjelenítése

A neutronbefogásos elemkeletkezés lehetőségeit legegyszerűbben időben állandó neutronfluxust alkalmazva vizsgálhatjuk. A klasszikus s-folyamat néhány ezer év körüli időtartamát tekintve a neutronsűrűség nem változhat nagyon gyorsan [12,18,22]. De még az AGB csillagok esetén is, főként az IP szakaszok során csak lassan változik a neutronsűrűség. Az s-folyamatra

jellemző neutronsűrűség irodalmi értéke az idő múlásával emelkedik. Az adok változását követhetjük az 5. táblázatban. A táblázat alapján különböző érték mellett célszerű vizsgálnunk.

5. táblázat. Az s-folyamatra jellemző neutronsűrűségekre adott értékek

Szerző, forrás	Év	Az s-folyamat neutronsűrűsége
Clayton [17]	1968	$n_n \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$
Rolf, Rodney [12], Krane [7]	1988	$n_n \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$
Malaney & Lambert s-proc [33]	1988	$n_n = 5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$
Malaney & Lambert AGB [33]	1988	$n_n = 10^9 - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
Käppeler [18] weak	1989	$n_n \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$
Käppeler [18] strong	1989	$n_n < 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$
Käppeler [34] weak	1999	$n_n = (4,1 \pm 0,6) \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$
Koehler et al. 2002, Illiadis [21]	2002	$n_n = 7,0_{-0,2}^{+1,5} \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$
Reifarth et al. 2003, Illiadis [21]	2003	$n_n = 4,94_{-0,5}^{+0,6} \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$
Mohr et al. 2004, , Illiadis [21]	2004	$n_n = 4,7_{-1,1}^{+1,4} \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$
Lugaro, Karakas, Bisterzo [16]	2008	$> n_n > 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$
Lugaro, Karakas, Bisterzo AGB IP [16]	2008	$n_n \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$
Boyd [14]	2008	$10^7 \text{ cm}^{-3} < n_n < 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
Lugaro, Karakas, Bisterzo AGB TP [16]	2008	$n_n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

Ahhoz, hogy a számolást ténylegesen elvégezhesük, szükség van az egyes magokat jellemző neutronbefogási és bomlási adatokra. Ez elég sok adat, főként, ha figyelembe vesszük, hogy magonként legalább kettő (stabil magok esetén a stabilitás jelölése és a befogási hatáskeresztmetszet, σ), de esetleg öt adat is szükséges lehet (felezési idő, egyik és másik bomlási mód, elágazási arány, σ). A figyelembe vett 2096 magra mintegy 10500 adatot használunk [3,23,24]. Később a gyors folyamatok miatt ezt tovább bővítettük.

A következő elemzések egy részénél, az itt a [12] alapján megállapítható, csak a neutronszámától függő hatáskeresztmetszeteket használtuk. Így figyelembe vettük hatáskeresztmetszeteknek a mágikus számoknál fellépő erős csökkenését. Az olyan következtetések esetén, amelyeknél fontosnak láttuk, a futásokat megismételtük egyedi magokra jellemző adatokkal.

Az adatbázis kialakítása (felezési idő, bomlási módok, bomlási arányok) után futtattuk a programot különböző paraméterekkel. Lényeges paraméterek a futás szempontjából:

- a csillag tömegétől és a metallicitástól függőkezdeti ${}^{30}_{26}\text{Fe}$ mennyisége,
- neutronűrűség
- neutronbesugárzás időtartama.

Fontos még, hogy az egyenletrendszerünkben szereplő vas mennyiségét állandónak vehetjük, mert a rendelkezésre álló vas töredékét vesszük kiindulási mennyiségként. A hiányzó adatokkal kapcsolatos eljárásunk az volt, hogy az ismert adatok és a neutron drip line közötti tartományt egy elég rövid bomlási időt feltételező védősávval láttuk el ($T = 10^{-9} s$).

Az adatok módosíthatók újabb, pontosabb adatok birtokában. Egyes adatok függhetnek a hőmérséklettől is, például felezési idők, elágazási arányok [12,18]. Az adatváltoztatások hatása a konkrét kimenetre jelentős lehet, de ennek ellenére levonhatunk általános, ezektől független következtetéseket.

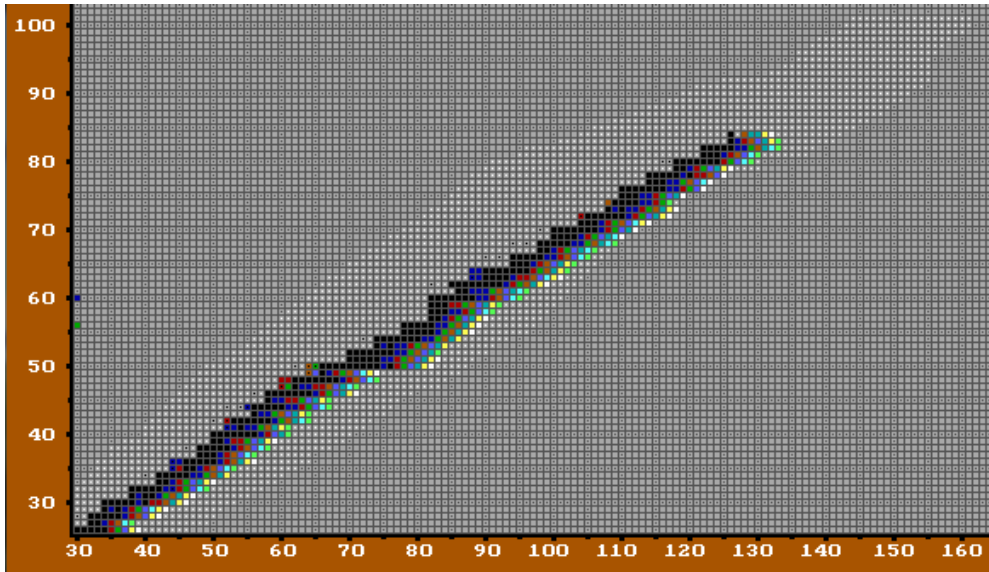
Az elemek keletkezésének követése grafikus felülettel nagyon látványos. Láthatjuk az épülést, és az azt követő bomlást is (15-16. ábra). A sötétebb szín nagyobb mennyiséget jelöl, de a sorrendben az egymást követő színek elkülönülése is szempont. A színek kódolása az 6. táblázatban található.

6. táblázat. A programban használt színek kódok a képekhez

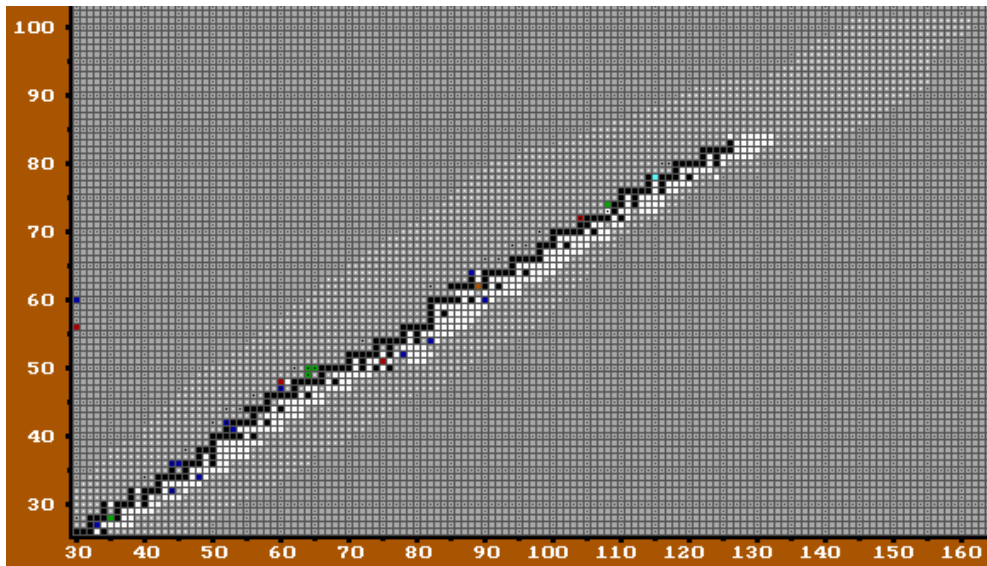
Sorszám/nagyságrend	Színkód (Pascal)	Szín
Alapszín, nem volt mag	7	Világosszürke
1.	15	Fehér
2.	10	Világoszöld
3.	14	Sárga
4.	11	Világos ciánkék
5.	3	Ciánkék
6.	9	Világoskék
7.	6	Barna
8.	2	Zöld
9.	4	Vörös
10.	1	Kék
11.	0	Fekete

A világosszürke olyan (Z,N) hely színe, ahol még nem szerepelt mag. A többi logaritmikus színkód, a(z eltolt) magszám mennyiségének a logaritmusát osztottuk 11-gyel és növeltük eggyel, ami nagyságrendi felosztást ad a

mennyiség (darabszám) kitevője alapján. Ha egy mag létezett, a helye utána fehér marad.



15. ábra Atommagszintézis grafikus felülettel szemléltetve függőleges Z, vízszintes N. A színes pontok jelölik a keletkezett magokat; a sötétebb szín nagyobb gyakoriságot jelent.



16. ábra. Atommagszintézis grafikus felülettel szemléltetve: a bomlás utáni állapot kirajzolja az s-ösvényt.

Ha a bomlásnál hosszabb időt várunk, azok az atommagok, amelyeknek nincs stabil izotópja, eltűnnek. Ilyen például a technécium (a 43. elem az s-folyamat észlelési bizonyítéka), vagy prométium ($Z = 61$). Néhány izotón oszlop is

eltűnik, például: $N = 35, 39, 89, 115$. A normál s-folyamatra jellemző neutronsűrűséget ($n_n \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$) alkalmazva 1090 mag keletkezik, amelyek közül a nem stabil magok a neutronfluxus megszűntével elbomlanak.

3.2 Mi történik az első bétabomló vasizotópnál?

Esőként megnézzük, mit mutat a modell a vas környékén [18,20]. A ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ az első bétabomló vasizotóp. A klasszikus s-folyamat szerint ez gyorsabban, előbb bomlik el, minthogy befogna egy neutron, ezért a klasszikus s-ösvény itt nem megy tovább a ${}^{60}_{26}\text{Fe}$ -ra (19. ábra). Sok ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ -ből indulunk ki, ezért statisztikus jelleg érvénysül: ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ folyamatosan keletkezik és bomlik, kialakul egy egyensúlyi koncentráció.

Becsüljük meg, mekkora ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ -re az időegységre eső neutronbefogás valószínűsége, $\lambda_n(26,59)$ 30 keV átlagos energián. A ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ neutronbefogási hatáskeresztmetszete 30 keV-en $\sigma_{59} = 22,55 \text{ mb}$, a neutronok átlagos sebessége $v_T = 2,2 \cdot 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, így

$$\langle \sigma v \rangle = \sigma \cdot v_T = 5,4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (3.2.1)$$

Legyen a neutronsűrűség az s-folyamatra jellemző érték, $n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, akkor

$$\lambda_n(26,59) = n_n \cdot \langle \sigma v \rangle = 1,353 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}. \quad (3.2.2)$$

Lényeges felfigyelnünk arra, hogy a befogási gyakoriságot a neutronsűrűség is meghatározza, ugyanakkor a bomlásnál nincs módosító hatása. Ha a mag átlagos élettartamát tekintjük neutronbefogás szempontjából, akkor a

$$\tau_n(26,59) = \frac{1}{\lambda_n(26,59)} = 7,39 \cdot 10^8 \text{ s}. \quad (3.2.3)$$

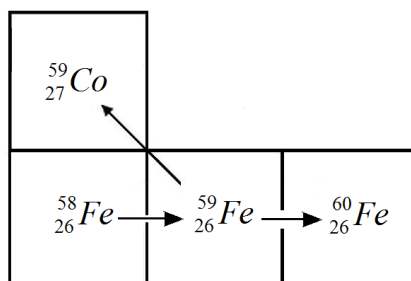
Mintegy 2,3 év időtartamot kapunk, ami nagyságrendileg a klasszikus becslésnek megfelelő. A 7. táblázatban feltüntettük az egyégnyi idő alatti befogások és bomlások valószínűségeit $n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűségnél.

7. táblázat: Az időegység (1 s) alatti bomlások/befogások valószínűsége (részlet)

ZIN	30	31	32	33	34	35	36
26	${}^{56}_{26}\text{Fe}$	${}^{57}_{26}\text{Fe}$	${}^{58}_{26}\text{Fe}$	${}^{59}_{26}\text{Fe}$	${}^{60}_{26}\text{Fe}$	${}^{61}_{26}\text{Fe}$	${}^{62}_{26}\text{Fe}$
NC	$6,7 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-9}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$1,4 \cdot 10^{-9}$	$3,2 \cdot 10^{-10}$	$6,3 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-10}$
β^-				$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-14}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$
27			${}^{59}_{27}\text{Co}$	${}^{60}_{27}\text{Co}$	${}^{61}_{27}\text{Co}$	${}^{62}_{27}\text{Co}$	${}^{63}_{27}\text{Co}$

Z\N	30	31	32	33	34	35	36
NC			$2,1 \cdot 10^{-9}$	$4,7 \cdot 10^{-9}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$	$3,9 \cdot 10^{-9}$	$8,8 \cdot 10^{-10}$
β^-				$4,2 \cdot 10^{-9}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$7,7 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$
28			${}^{60}_{28}\text{Ni}$	${}^{61}_{28}\text{Ni}$	${}^{62}_{28}\text{Ni}$	${}^{63}_{28}\text{Ni}$	${}^{64}_{28}\text{Ni}$
NC			$1,7 \cdot 10^{-9}$	$4,3 \cdot 10^{-9}$	$3,1 \cdot 10^{-9}$	$1,8 \cdot 10^{-9}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$
β^-						$2,2 \cdot 10^{-10}$	
29					${}^{63}_{29}\text{Cu}$	${}^{64}_{29}\text{Cu}$	${}^{65}_{29}\text{Cu}$
NC					$4,3 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$2,4 \cdot 10^{-9}$
β^-						$1,5 \cdot 10^{-5}$	
30					${}^{64}_{30}\text{Zn}$	${}^{65}_{30}\text{Zn}$	${}^{66}_{30}\text{Zn}$
NC					$3,6 \cdot 10^{-9}$	$9,4 \cdot 10^{-9}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$
β^-						$3,2 \cdot 10^{-8}$	

A ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ bomlása csak százszor valószínűbb, mint az, hogy neutronot fog be. De a ${}^{60}_{27}\text{Co}$ -nál ez a két valószínűség közel egyenlő, ezért ${}^{61}_{27}\text{Co}$ is keletkezhet. A ${}^{63}_{28}\text{Ni}$ inkább befog, mint bomlik. Persze máshol, nem stabil magoknál a bomlás a valószínűbb, de ha van elég mag, befogás is bekövetkezik. A leggyorsabban a ${}^{64}_{27}\text{Co}$ bomlik, de még abból is csak a 90%-a bomlik el egy másodperc alatt. *Az is látható, hogy a nem stabil magok között vannak, amelyeknek a neutronbefogási valószínűsége meghaladja a stabil magokét.* Amikor a ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ mennyisége meghaladja az $N_c(26,59) = \frac{1}{\lambda(26,59) \cdot 1s}$ értéket, attól kezdve fog be neutronot (17. ábra). Ezt a mennyiséget nevezhetjük befogási küszöbmennyiségnek, ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ esetén értéke: $N_c(26,59) = 7,4 \cdot 10^8 \text{ db}$. Keletkezhet-e ennyi ${}^{59}_{26}\text{Fe}$?



17. ábra Modellünk szerint a ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ bétabomlik, de neutron is befoghat

Az említett körülmények esetén a befogási hatáskeresztmetszet $\sigma_{56} = 11,15 \text{ mb}$, tehát $\lambda_n(26,56) = 6,68 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$. Induljunk ki $3 \cdot 10^{45} \text{ db } {}_{26}^{56}\text{Fe}$ -ből. Másodpercenként $\Delta N = N \cdot \lambda_n \cdot 1 \text{ s} = 2 \cdot 10^{36} \text{ db } {}_{26}^{57}\text{Fe}$ keletkezik. Átlagosan $\tau = \frac{1}{\lambda_n(56)} = 1,5 \cdot 10^9 \text{ s}$ alatt történik egy befogás, ami 47,5 év, ahogyan a klasszikus becslés szerint várjuk.

A stabil ${}_{26}^{57}\text{Fe}$ esetén $\sigma_{56} = 28,5 \text{ mb}$, és $\lambda_n(57) = 1,71 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$. Ezért a $2 \cdot 10^{36} \text{ db}$ magból egy másodperc alatt $N = 3,3 \cdot 10^{33} \text{ db } {}_{26}^{58}\text{Fe}$ keletkezik. Közben a ${}_{26}^{56}\text{Fe}$ is ismét neutronokat fog be, ezért a ${}_{26}^{58}\text{Fe}$ mennyisége összességében mintegy $4 \cdot 10^{36} \text{ db}$ lesz. Ezek a lépések folytatódnak, és a ${}_{26}^{58}\text{Fe}$ mennyisége folyamatosan növekszik.

A ${}_{26}^{58}\text{Fe}$ neutronbefogási hatáskeresztmetszete 30 keV -en $\sigma_{58} = 19,58 \text{ mb}$. Az egységnyi idő alatti befogási valószínűség ${}_{26}^{58}\text{Fe}$ -re: $\lambda_n(26,58) = 1,19 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$. Ha egy adott pillanatban van $1,73 \cdot 10^{39} \text{ db } {}_{26}^{58}\text{Fe}$, akkor ebből neutronbefogással

$N = 2 \cdot 10^{30} \text{ db } {}_{26}^{59}\text{Fe}$ keletkezik. A ${}_{26}^{59}\text{Fe}$ felezési ideje $T = 44,5 \text{ d}$, tehát az egységnyi idő alatti bomlás valószínűsége: $\lambda_\beta = 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Ezért ebből egy másodperc alatt elbomlik $N = 1,8 \cdot 10^{22} \text{ db}$, azaz megmarad szinte mind: a különbség az első hat számjegyben nem látható! A stabil ${}_{26}^{58}\text{Fe}$ küszöbmennyisége a ${}_{26}^{59}\text{Fe}$ keletkezéséhez $N_c(26,58) = \frac{1}{\lambda_n(26,58)} = 5,85 \cdot 10^8 \text{ db}$.

Így, ha a ${}_{26}^{59}\text{Fe}$ elérte a befogási küszöbmennyiségét., akkor attól kezdve ${}_{26}^{60}\text{Fe}$ is keletkezik. Tehát a számok is azt mutatják, hogy a ${}_{26}^{59}\text{Fe}$ -nél a bomlás nem győzi le a neutronbefogást, hanem ${}_{26}^{60}\text{Fe}$ is keletkezik.

Számoljuk ki még az egyensúlyi mennyiséget is. A ${}_{26}^{59}\text{Fe}$ akkor stabilizálódik, ha a hozamok összege nulla, vagyis annyi ${}_{26}^{59}\text{Fe}$ keletkezik neutronbefogással a ${}_{26}^{58}\text{Fe}$ -ből, amennyi ${}_{26}^{59}\text{Fe}$ elbomlik és neutronbefogással ${}_{26}^{60}\text{Fe}$ -ná alakul. Összesen $N(26,58) \cdot \lambda_n(26,58) = N(26,59)(\lambda_\beta(26,59) + \lambda_n(26,59))$.

Ebből egy arányt kapunk:

$$\frac{N(26,59)}{N(26,58)} = \frac{7,26 \cdot 10^{-10}}{4,69 \cdot 10^{-14} + 1,353 \cdot 10^{-9}} = 0,537. \quad (3.2.4)$$

Tehát amikor a gyülekező ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ mennyisége eléri a ${}^{58}_{26}\text{Fe}$ mennyiségének 53,7%-át, beáll a keletkezés és bomlás egyensúlya. A ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ állandó hozamot biztosít a bomlásra (keletkezik ${}^{59}_{27}\text{Co}$) és a neutronbefogásra (keletkezik ${}^{60}_{26}\text{Fe}$).

A keletkező ${}^{60}_{26}\text{Fe}$ felezési ideje $T = 1,5 \cdot 10^6$ év, amely hosszú felezési idejével az s-folyamat szempontjából is szinte stabilnak mondható, és így bomlása előtt befoghat egy neutron. A ${}^{61}_{26}\text{Fe}$ felezési ideje $T = 5,98$ perc már elég rövidnek tűnik, de még $n_n = 2,5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűség esetén is elegendő neutronbesugárzási időtartammal egészen a ${}^{63}_{26}\text{Fe}$ -ig eljutunk, pedig a felezési ideje $T = 6,1 \text{ s}$. Ha azonban a mennyiségi eloszlást nézzük a vas izotópoknál, akkor látható, hogy a szélső izotópból nagyon kevés van. Tovább csak nagyobb neutronsűrűség vihet.

A ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ -cel kapcsolatban végzett számítások alapján összefoglalhatjuk:

1. Amíg nincs elég egy magból, addig a nála nagyobb tömegszámú izotóp nem jelenik meg (várakozás). A továbblépés feltétele a küszöbmennyiség megléte. Ez minden magnál így van.

2. A neutronfluxus függvényében a besugárzás során a bomló magoknál kialakul egy-egy dinamikus egyensúlyi mennyiség, amikor annyi mag keletkezik, amennyi átalakul.

3. A stabil elemeket leszámítva mindig létrejöhet elágazás, ha a küszöbmennyiség rendelkezésre áll. A bomlási és befogási küszöb értéke általában különböző.

Még érdemes megemlíteni, hogy minden magnak megvan az egyedi hozama. Ez akkor is fontos, ha egy magból viszonylag kevés van. Ha a neutronbesugárzási időtartam hosszú, akkor egy kis hozamú csatornán is sok mag keletkezhet.

Ha $N(26,30) = 3 \cdot 10^{45} \text{ db}$ vasból indulunk ki, akkor ennek a tömege $m = \frac{N}{N_A} M \cdot 10^{-3} = 5 \cdot 10^{18} \text{ kg}$, ami például a Nap tömegének elenyésző része,

$\frac{m}{M_{\odot}} = 2,5 \cdot 10^{-12}$. A Nap tömegének mintegy 2%-a nehezebb elem ($Z = -2$),

ezért ez lehetséges. Pontosabban, a vas–hidrogén arány $\text{Fe}/\text{H} = 3,23 \cdot 10^{-5}$ [35].

A 3.3-szakaszban már megbecsültük a kiindulási ${}^{56}_{25}\text{Fe}$ hozamát. Másodpercenként $\Delta N = 2,1 \cdot 10^{36} \text{ db}$ ${}^{57}_{25}\text{Fe}$ keletkezik, ami egyben a kiindulási hozam. Amelyik magnál beállt az egyensúly, ott megegyeznek a beérkező és kimenő hozamok.

3.3 A folyamatok szemléletes modellezése, átjutási mennyiség

Az egyes magokkal kapcsolatos folyamatok bekövetkezését jól szemléltethetjük, ha minden magot egy medencének tekintünk. Minden medencének beömlő- és kifolyónyílásai vannak. A beömlés, a bejövő hozam(ok) a környező magokon múlik az itt következőknek megfelelően. Tekintsük át a kiömlések lehetőségét, ami a környező magok hozamát eredményezi.

Az egyes kifolyónyílások más magasságban kezdődnek. Így kiömlési feltételnek a küszöbmennyiséget kell tekintenünk, amit korábban már értelmezhetünk. Egy adott magnál a neutronbefogás, béta-bomlás valószínűsége és a rendelkezésre álló mennyiség határozza meg a befogások/bomlások számát:

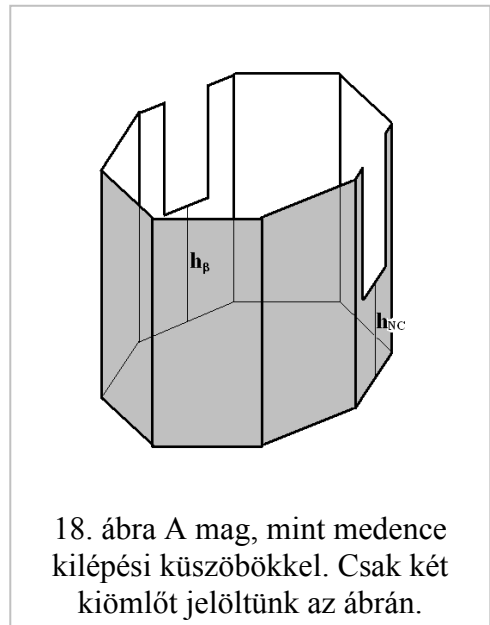
$$\Delta N = N \cdot \lambda_n \cdot ta \quad (3.3.1)$$

Ez azonban csak akkor következik be, ha $\Delta N \geq 1$, tehát értelmezhetjük az időegységhez tartozó átlépési küszöbmennyiséget:

$$N_c = 1/(\lambda_n \cdot ta) \quad (3.3.2)$$

A küszöbmennyiség felett már keletkezik a megfelelő mag, és kialakul a keletkező mennyiség, a hozam.

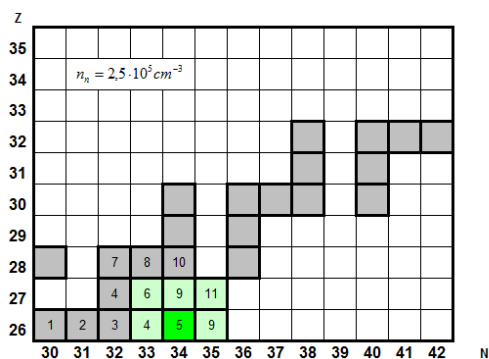
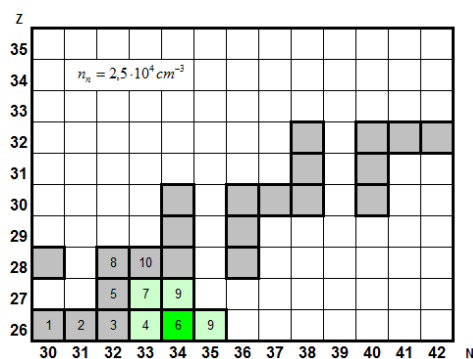
Az 18. ábrán a nyolcszögletű medence egy magot (Z,N) jelöl. Azért nyolcszögletű, mert minden oldal egy-egy be- vagy kiömlési lehetőséget jelöl. Az egyes magoknál a mag természetének megfelelően vannak tényleges lehetőségek. Az ábrán két kiömlőnyílást tüntettünk fel, és jelöltük a küszöb magasságát. A kiömlők szélessége sem egyforma, a nagyobb valószínűségű folyamathoz szélesebb kiömlő tartozik, vagyis szélessége arányos a valószínűséggel. Az elágazó bomlásoknál pedig a bomlási arány is meghatározó a szélesség szempontjából, ez még egy szorzófaktor. A keletkezett mag vagy azonnal továbbalakul, ha alacsony a küszöb, vagy addig gyűlik, míg eléri a küszöböt. Ha a neutronbefogás valószínűsége kicsi, akkor a küszöb magas, tehát nagyon sok magnak kell összegyűlnie a továbblépéshez. Így van ez a mágikus számokhoz tartozó magoknál. Amíg a neutronfluxus tart, a beömlések és a kifolyások dinamikus egyensúly alakíthatnak ki.



18. ábra A mag, mint medence kilépési küszöbökkel. Csak két kiömlőt jelöltünk az ábrán.

3.4 Az első lépések ábrákon

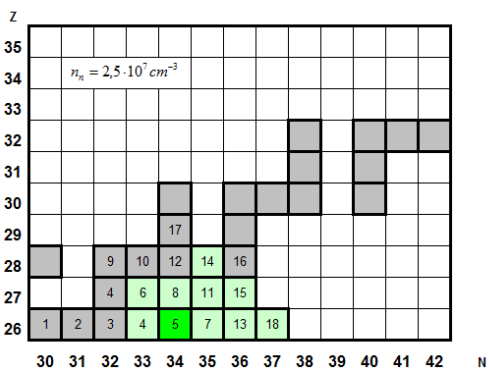
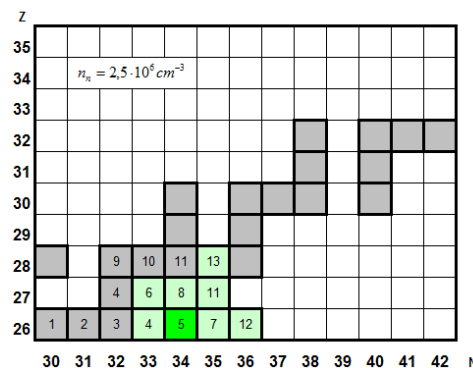
Ha összehasonlítjuk az első lépéseket, $n_n = 2,5 \cdot 10^4 - 2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűség esetén érdekes megfigyeléseket tehetünk (19-22. ábra). Jól látható, hogy a keletkező atommagok egy olyan sáv mentén helyezkednek el, amelynek a bal széle a stabilitás völgyében van, és annál szélesebb, minél nagyobb a neutronsűrűség. A bizonyosság érdekében megvizsgáltuk a nagyon kicsi neutronsűrűségeket is. Még $n_n = 2,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ esetén is határozottan megjelenik a sáv. A sáv szélessége nem egyenletes, vannak rajta elkeskenyedések. Az ábrákon szürke – stabil, zöld – bétabomló, narancs – elektronbefogó, lila – elágazó bomlás (EC + béta). A sötétzöld bétabomló, hosszú felezési idővel. A számok a megjelenő atommagok sorrendiségét jelentik.



19. ábra Kezdeti atommagkeletkezés $n_n = 2,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ és

$n_n = 2,5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűség esetén

Láthatóan az s-út alátámasztódik, minden nem stabil mag arra visz, további különböző hozamú csatornán segíti a magszintézist. Nagyobb neutronsűrűség esetén szélesebb az alátámasztás. Ha megszűnik a neutronfluxus, a sáv a bomlások következtében fokozatosan eltűnik.



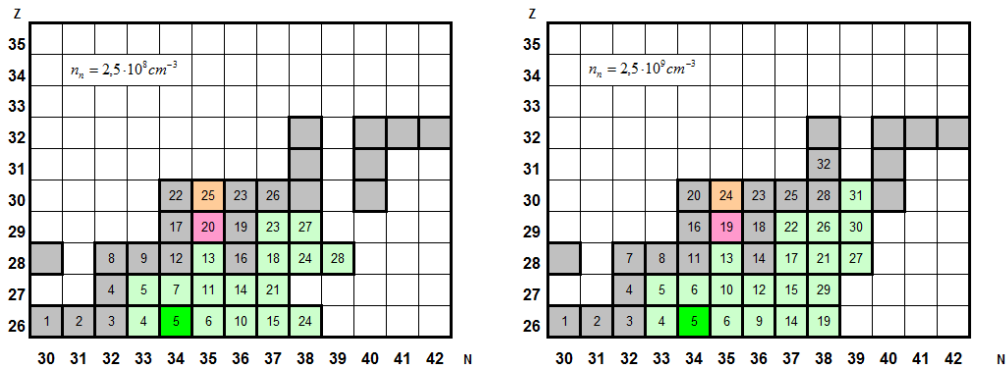
20. ábra Kezdeti atommagkeletkezés $n_n = 2,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ és

$n_n = 2,5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűség esetén

A 21. ábrán (bal) az s-folyamathoz leginkább elfogadott neutron-sűrűség esetén is megnézhetjük, mennyire követi a béta stabilitás völgyét. Nagyon érdekes és meggyőző a ${}^{62}_{28}\text{Ni}$ esete (21. ábra 12 jelű mag). Ez a mag két csatornán kap hozamot (10. táblázat):

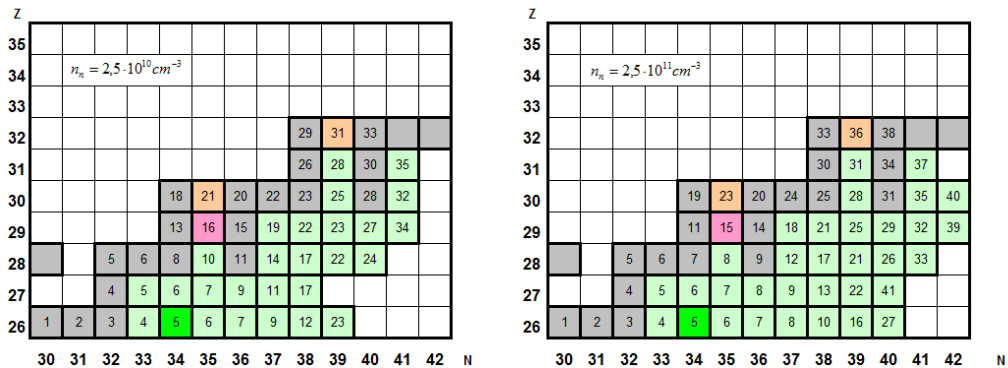
- a stabil ${}^{61}_{28}\text{Ni}$ -ről (9) $9,88 \cdot 10^{19}$ hozammal neutronbefogással
- a klasszikus s-úton nem szereplő ${}^{62}_{27}\text{Co}$ -ről (11) $1,71 \cdot 10^{18}$ hozammal β^- bomlási csatornán.

A kobalt hozama ugyan ötvened része a nikkelnének, de létezik.



21. ábra Kezdeti atommagkeletkezés $n_n = 2,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ és $n_n = 2,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ neutron-sűrűség esetén

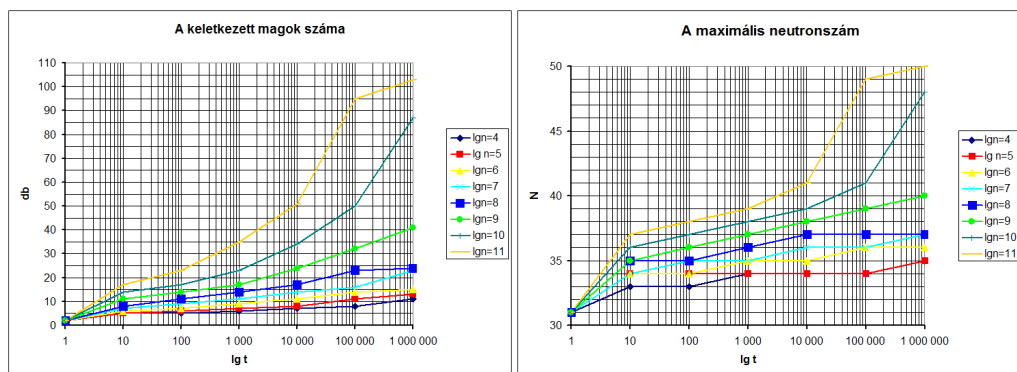
A sáv szélét a neutrongazdag oldalon a neutron-sűrűség határozza meg. Megfigyelhető egy utólagos szélesedés is. A vas széle $n_n = 2,5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ esetén ${}^{62}_{26}\text{Fe}$ volt, és csak miután elérte a ${}^{63}_{29}\text{Cu}$ -at, lett a ${}^{63}_{26}\text{Fe}$. A 23. ábrán a vas esetén a sáv szélességét jelző maximális neutronszámot ábrázoltuk a neutron-sűrűség függvényében. A függvény egy közel logaritmikus növekedést mutat, és utánszélesedés miatt is változik hosszabb idejű futás során.



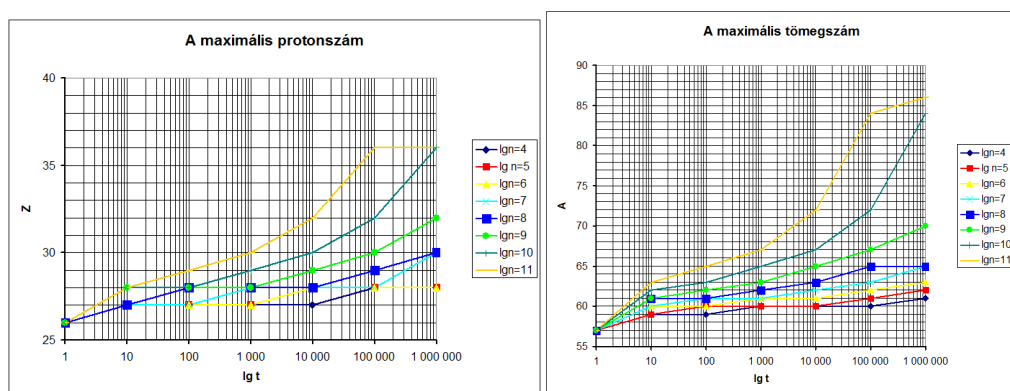
22. ábra Kezdeti atommagkeletkezés $n_n = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ és $n_n = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ neutron-sűrűség esetén

	s	4	5	6	7	8	9	10
3.	Fe58	Fe58	Fe58	Fe58	Fe58	Fe58	Fe58	Fe58
4.	Fe59	Fe59	Fe59, Co59	Fe59, Co59	Fe59, Co59	Fe59, Co59	Fe59, Co59	Fe59, Co59
5.	Co59	Co59	Fe60	Fe60	Fe60	Fe60, Co60	Fe60, Co60	Fe60, Co60, Ni60
6.	Fe60	Fe60	Co60	Co60	Co60	Fe61	Fe61, Co61	Fe61, Co61, Ni61
7.	Co60	Co60	Ni60	Fe61	Fe61	Co61	Ni60	Fe62, Co62
8.	Ni60	Ni60	Ni61	Co61	Co61	Ni60	Ni61	Ni62
9.	Ni61	Fe61, Co61	Fe61, Co61	Ni60	Ni60	Ni61	Fe62	Fe63, Co63
10.	Ni62	Ni61	Ni62	Ni61	Ni61	Fe62	Co62	Ni63
11.	Ni63		Co62	Co62, Ni62	Co62	Co62	Ni62	Co64, Ni64
12.	Ni64			Fe62	Ni62	Ni62	Co63	Fe64
13.	Cu63			Ni63	Fe62	Ni63	Ni63	Cu63
14.					Ni63	Co63	Fe63, Ni64	Ni65
15.					Co63	Fe63	Co64	Cu65
16.					Ni64	Ni64	Cu63	Cu64
17.					Cu63	Cu63	Ni65	Co65, Ni66
18.					Fe63	Ni65	Cu65	Zn64
19.						Cu65	Fe64, Cu64	Cu66
20.						Cu64	Zn64	Zn66
21.						Co64	Ni66	Zn65
22.						Zn64	Cu66	Ni67, Cu67, Zn67
23.						Cu66, Zn66	Zn66	Fe65, Cu68, Zn68
24.						Fe64, Ni66	Zn65	Ni68
25.						Zn65	Zn67	Zn69
26.						Zn67	Cu67	Ga69
27.						Cu67	Ni67	Cu69
28.						Ni67	Zn68	Zn70, Ga70
29.							Co65	Ge70
30.							Cu68	Ga71

A besugárzási időtartam szerepének vizsgálatához meghatároztuk a keletkező atommagok számát különböző neutronsűrűség esetén $10^n s$ ($n = 2, 3, 4, 5, 6$) besugárzási idővel (24-25. ábrák).



24. ábra A keletkezett magok száma, illetve a legnagyobb neutronszám az idő függvényében



25. ábra Az elért legnagyobb protonszám, illetve tömegszám az idő függvényében különböző neutron-sűrűségek esetén.

3.5 Hozamok

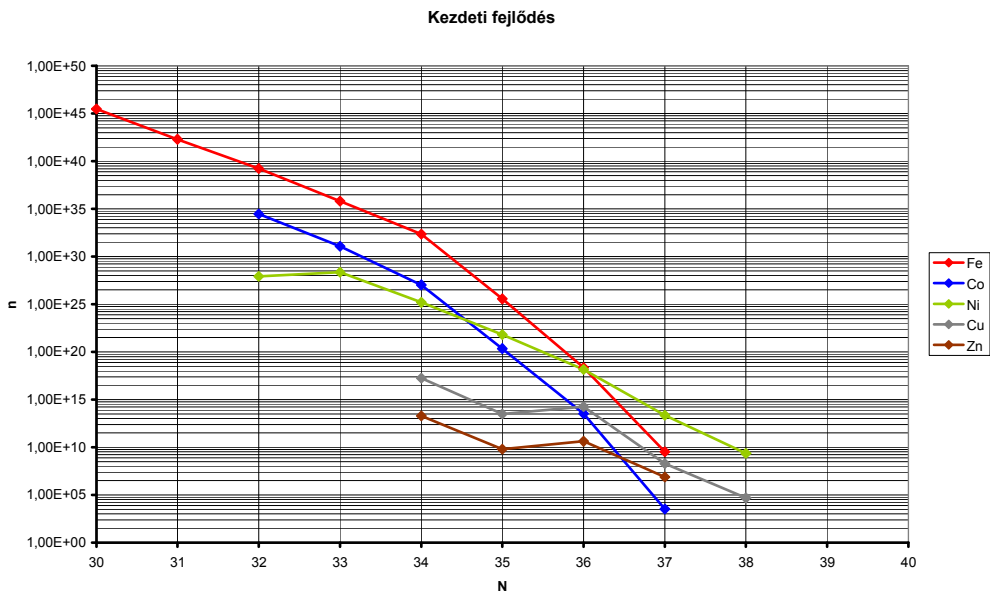
Egy millió másodperc (11,6 nap) besugárzási idő alatt, az egyes magokból keletkezett mennyiségek láthatók a 9. táblázatban $n_n = 2,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ neutron-sűrűség esetén. A szürke mezőkben a stabil magok találhatóak. Ebben az ábrázolásban a neutronbefogás egygel jobbra visz, a bétabomlás átlósan lefelé balra. Ugyanezek az adatok láthatók a 26. ábrán. Látható az egyes magok mennyisége közötti nagyságrendi különbség.

9. táblázat. Az egyes magok mennyisége 10^6 másodperc elteltével

Z/N	30	31	32	33	34	35	36
26	$3 \cdot 10^{45}$	$2,0 \cdot 10^{42}$	$1,7 \cdot 10^{39}$	$6,5 \cdot 10^{35}$	$2,2 \cdot 10^{32}$	$3,7 \cdot 10^{25}$	$2,3 \cdot 10^{18}$
27			$3,0 \cdot 10^{34}$	$1,2 \cdot 10^{31}$	$1,1 \cdot 10^{27}$	$2,2 \cdot 10^{20}$	$3,4 \cdot 10^{13}$
28			$8,6 \cdot 10^{27}$	$2,3 \cdot 10^{28}$	$1,6 \cdot 10^{25}$	$6,7 \cdot 10^{21}$	$1,5 \cdot 10^{18}$

Z\N	30	31	32	33	34	35	36
29					$1,8 \cdot 10^{17}$	$3,2 \cdot 10^{13}$	$1,9 \cdot 10^{14}$
30					$1,9 \cdot 10^{13}$	$6,3 \cdot 10^9$	$4,3 \cdot 10^{10}$

A 10. táblázat az egyes magok másodpercenkénti hozamát mutatja a 11,6 napos besugárzás után. A ${}^{64}_{29}\text{Cu}$ bomlása 39%-ban béta, 61%-ban elektronbefogás, míg ${}^{65}_{30}\text{Zn}$ elektronbefogással alakul át. Ezeknek a hozama részben, illetve nem a magasabb rendszám felé visz. Ezek az egyes magoknál még nem egyensúlyi mennyiségek a rövid besugárzási idő miatt. Ezért a mennyiségek még tovább növekszenek és újabb magok is megjelennek. Természetesen egyensúly csak állandó neutronsűrűség esetén vagy közelítőleg lehetséges (kvázisztatikus közelítésben).



26. ábra Az egymillió másodperc besugárzási idő alatt keletkezett magok száma

10. táblázat. Az egyes magok másodpercenkénti hozama 10^6 másodperc elteltével

Z\N	30	31	32	33	34	35	36
26	${}^{56}_{26}\text{Fe}$	${}^{57}_{26}\text{Fe}$	${}^{58}_{26}\text{Fe}$	${}^{59}_{26}\text{Fe}$	${}^{60}_{26}\text{Fe}$	${}^{61}_{26}\text{Fe}$	${}^{62}_{26}\text{Fe}$
NC	$2,1 \cdot 10^{36}$	$3,4 \cdot 10^{33}$	$2,1 \cdot 10^{30}$	$8,9 \cdot 10^{26}$	$7,1 \cdot 10^{22}$	$2,3 \cdot 10^{16}$	$3,9 \cdot 10^8$
β^-				$1,2 \cdot 10^{29}$	$3,3 \cdot 10^{18}$	$7,1 \cdot 10^{22}$	$2,3 \cdot 10^{16}$
27			${}^{59}_{27}\text{Co}$	${}^{60}_{27}\text{Co}$	${}^{61}_{27}\text{Co}$	${}^{62}_{27}\text{Co}$	${}^{63}_{27}\text{Co}$

Z/N	30	31	32	33	34	35	36
NC			$6,2 \cdot 10^{25}$	$5,8 \cdot 10^{22}$	$1,7 \cdot 10^{18}$	$8, \cdot 10^{11}$	$3,0 \cdot 10^4$
β^-				$5,2 \cdot 10^{22}$	$1,2 \cdot 10^{23}$	$1,7 \cdot 10^{18}$	$8,6 \cdot 10^{11}$
28			${}^{60}_{28}\text{Ni}$	${}^{61}_{28}\text{Ni}$	${}^{62}_{28}\text{Ni}$	${}^{63}_{28}\text{Ni}$	${}^{64}_{28}\text{Ni}$
NC			$1,5 \cdot 10^{19}$	$9,9 \cdot 10^{19}$	$4,9 \cdot 10^{16}$	$1,2 \cdot 10^{13}$	$2,0 \cdot 10^9$
β^-						$1,5 \cdot 10^{12}$	
29					${}^{63}_{29}\text{Cu}$	${}^{64}_{29}\text{Cu}$	${}^{65}_{29}\text{Cu}$
NC					$7,5 \cdot 10^8$	$3,5 \cdot 10^5$	$4,4 \cdot 10^5$
β^-						$4,8 \cdot 10^8$	
30					${}^{64}_{30}\text{Zn}$	${}^{65}_{30}\text{Zn}$	${}^{66}_{30}\text{Zn}$
NC					$6,8 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^1$	$8,9 \cdot 10^1$
β^-						$2,1 \cdot 10^2$	

Az arányokat úgy is megnézhetjük, hogy mennyi a vas izotópok béta hozama. Azt láthatjuk, hogy ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ hozama a legjelentősebb. Ez az oka, hogy a klasszikus elképzelés az s-folyamatról nem adott rossz eredményt. Az arány a kezdeti értékről, ami

$$\frac{\text{többlet bétahozam}}{\text{klasszikus hozam}} = 6 \cdot 10^{-7}, \quad (3.5.1)$$

később egyéves futás után $2,1 \cdot 10^{-5}$ -re növekszik, ami már jelentősnek mondható.

Megnézhetjük az izotópok hozamát is. Például $N = 33$ esetén kezdetben:

$$\frac{\text{instabil hozam}}{\text{stabil hozam}} = 9 \cdot 10^6, \quad (3.5.2)$$

ami azt jelenti, hogy az instabil magok viszik a magszintézist itt. Az arány egy év fejlődés után $4,8 \cdot 10^2$ értékre csökken, de ez is közel ötszázszoros!

A 11. táblázat mutatja a bejövő és kimenő hozamok különbségét. Az, hogy például a ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ -nél nem alakult ki az egyensúly, a beérkező és a kimenő hozamok összegének különbözőségén látszik. Nagyobb a bejövő hozam, mint a kimenő, az utóbbi kevesebb, mint tíz százaléka az előzőnek. A táblázatban még egy magnál sincs egyensúly.

11. táblázat. A bejövő és kimenő hozamok különbsége

Z/N	30	31	32	33	34	35	36
26	${}^{56}_{26}\text{Fe}$	${}^{57}_{26}\text{Fe}$	${}^{58}_{26}\text{Fe}$	${}^{59}_{26}\text{Fe}$	${}^{60}_{26}\text{Fe}$	${}^{61}_{26}\text{Fe}$	${}^{62}_{26}\text{Fe}$

Z\N	30	31	32	33	34	35	36
Δ	$-2,1 \cdot 10^{36}$	$2,0 \cdot 10^{36}$	$3,4 \cdot 10^{33}$	$1,9 \cdot 10^{30}$	$8,8 \cdot 10^{26}$	$2,8 \cdot 10^{20}$	$1,3 \cdot 10^{14}$
27			${}^{59}_{27}\text{Co}$	${}^{60}_{27}\text{Co}$	${}^{61}_{27}\text{Co}$	${}^{62}_{27}\text{Co}$	${}^{63}_{27}\text{Co}$
Δ			$1,2 \cdot 10^{29}$	$6,1 \cdot 10^{25}$	$4,6 \cdot 10^{21}$	$1,4 \cdot 10^{16}$	$1,1 \cdot 10^{10}$
28			${}^{60}_{28}\text{Ni}$	${}^{61}_{28}\text{Ni}$	${}^{62}_{28}\text{Ni}$	${}^{63}_{28}\text{Ni}$	${}^{64}_{28}\text{Ni}$
Δ			$5,1 \cdot 10^{22}$	$1,2 \cdot 10^{23}$	$1,0 \cdot 10^{20}$	$4,9 \cdot 10^{16}$	$1,2 \cdot 10^{13}$
29					${}^{63}_{29}\text{Cu}$	${}^{64}_{29}\text{Cu}$	${}^{65}_{29}\text{Cu}$
Δ					$1,5 \cdot 10^{12}$	$2,7 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^9$
30					${}^{64}_{30}\text{Zn}$	${}^{65}_{30}\text{Zn}$	${}^{66}_{30}\text{Zn}$
Δ					$4,8 \cdot 10^8$	$6,8 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^5$

Megnézhetjük azt is, hogy ha így maradnának a számok, ezer év alatt az egyes csatornákon hány menne keresztül (12. táblázat). Láthatóan sok magnak jelentős a hozama, például a ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ bétahozama ugyan százszorosa a neutronbefogási hozamnak, de mindkettő jelentős. A ${}^{60}_{26}\text{Fe}$, ${}^{61}_{26}\text{Fe}$ hozama is jelentős neutronbefogásra is. A ${}^{60}_{26}\text{Fe}$ négy nagyságrenddel többet hoz neutronbefogásra, mint bétabomlásra.

Kiemeljük, hogy a kis hozamú csatornák hosszú besugárzási idő alatt jelentősen hozzájárulhatnak a hozamokhoz. Például a ${}^{60}_{26}\text{Fe}$ neutronbefogási hozama ezer év alatt $2,3 \cdot 10^{33} \text{ db}$, ami $3,8 \cdot 10^9 \text{ mol}$ anyagmennyiség, tömegben $2,3 \cdot 10^8 \text{ kg} = 2,3 \cdot 10^5 \text{ t}$.

12. táblázat. Ezer éves hozamok az egyes magokon, mint atommagkeletkezési csatornákon.

Z\N	30	31	32	33	34	35	36
26	${}^{56}_{26}\text{Fe}$	${}^{57}_{26}\text{Fe}$	${}^{58}_{26}\text{Fe}$	${}^{59}_{26}\text{Fe}$	${}^{60}_{26}\text{Fe}$	${}^{61}_{26}\text{Fe}$	${}^{62}_{26}\text{Fe}$
NC	$6,4 \cdot 10^{46}$	$1,1 \cdot 10^{44}$	$6,6 \cdot 10^{40}$	$2,8 \cdot 10^{37}$	$2,3 \cdot 10^{33}$	$7,4 \cdot 10^{26}$	$1,3 \cdot 10^{19}$
β^-				$3,8 \cdot 10^{39}$	$1,0 \cdot 10^{29}$	$2,3 \cdot 10^{33}$	$7,4 \cdot 10^{26}$
27			${}^{59}_{27}\text{Co}$	${}^{60}_{27}\text{Co}$	${}^{61}_{27}\text{Co}$	${}^{62}_{27}\text{Co}$	${}^{63}_{27}\text{Co}$
NC			$2,0 \cdot 10^{36}$	$1,9 \cdot 10^{33}$	$5,5 \cdot 10^{28}$	$2,8 \cdot 10^{22}$	$9,6 \cdot 10^{14}$
β^-				$1,6 \cdot 10^{33}$	$4,0 \cdot 10^{33}$	$5,5 \cdot 10^{28}$	$2,8 \cdot 10^{22}$
28			${}^{60}_{28}\text{Ni}$	${}^{61}_{28}\text{Ni}$	${}^{62}_{28}\text{Ni}$	${}^{63}_{28}\text{Ni}$	${}^{64}_{28}\text{Ni}$
NC			$4,7 \cdot 10^{29}$	$3,2 \cdot 10^{30}$	$1,6 \cdot 10^{27}$	$3,9 \cdot 10^{23}$	$6,2 \cdot 10^{19}$
β^-						$4,7 \cdot 10^{22}$	

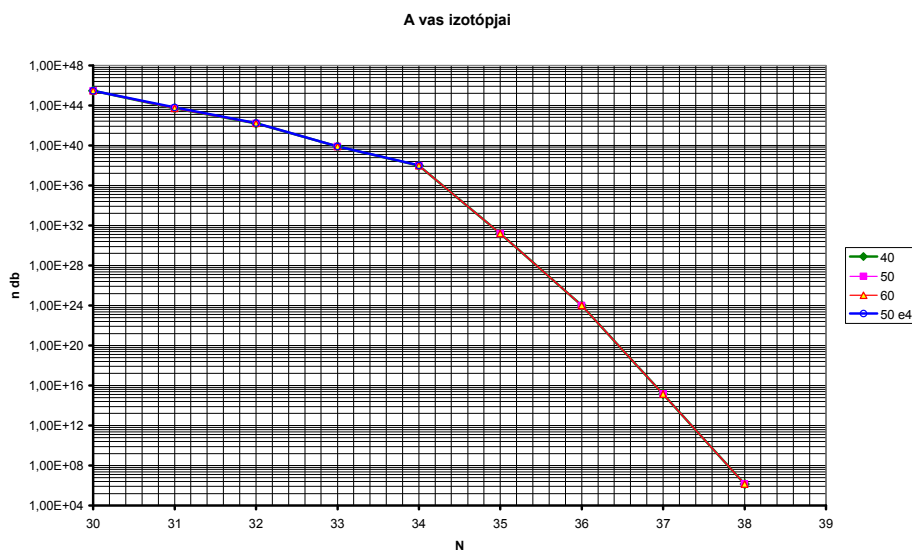
ZIN	30	31	32	33	34	35	36
29					${}^{63}_{29}\text{Cu}$	${}^{64}_{29}\text{Cu}$	${}^{65}_{29}\text{Cu}$
NC					$2,4 \cdot 10^{19}$	$1,1 \cdot 10^{16}$	$1,4 \cdot 10^{16}$
β^-						$1,5 \cdot 10^{19}$	
30					${}^{64}_{30}\text{Zn}$	${}^{65}_{30}\text{Zn}$	${}^{66}_{30}\text{Zn}$
NC					$2,2 \cdot 10^{15}$	$1,9 \cdot 10^{12}$	$2,9 \cdot 10^{12}$
β^-						$6,7 \cdot 10^{12}$	

4. Az időalap megválasztása

4.1 Egyéves futásidő

Az s-folyamat körülményekre jellemző neutronsűrűség (például $n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$) mellett egy évig működtetve a modellt a kezdeti hozamok egyensúlya már kialakul. Egy év az ezeréves s-folyamat időtartamhoz képest még mindig nagyon rövid idő. Már az ilyen távú futásnál szembe kell néznünk azonban a futási idő problémával. Ez a futás tiszta gépidőben öt nap. Ebből látható, hogy így egy ezeréves futás ötezer napig tartana, ami több mint tíz év.

Ha az időalapot megnöveljük, a futási idő lerövidíthető. Ennek azonban ára van: az időalap 15 százalékánál rövidebb felezési idejű magok azonnal elbomlanak, vagyis a sáv keskenyebb lesz. Az összehasonlítás céljából ugyanezt a besugárzási időt megnéztük $10^4 \text{ s} = 2,78 \text{ h}$ időalappal is.



27. ábra Az időalap hatása

Az egyéves futásidő alatt beállt az egyensúly, a hozamok állandósultak. Ez látható az 27. ábrán, ahol a három időponthoz tartozó izotópeloszlás függvény görbéje egybeesik. A $10^4 s = 2,78 h$ időalapú futás görbéje a negyedik. Ez a ${}^{60}_{26}Fe$ izotópjáig együtt halad, ott megszakad. A nagy időalap kizárta a keletkezésből a gyorsabban bomló magokat.

13. táblázat. Az egyes magok hozama egy év elteltével

Z\N	30	31	32	33	34	35	36
26	${}^{56}_{26}Fe$	${}^{57}_{26}Fe$	${}^{58}_{26}Fe$	${}^{59}_{26}Fe$	${}^{60}_{26}Fe$	${}^{61}_{26}Fe$	${}^{62}_{26}Fe$
NC	$2,0 \cdot 10^{36}$	$8,9 \cdot 10^{34}$	$1,9 \cdot 10^{33}$	$1,1 \cdot 10^{31}$	$3,1 \cdot 10^{28}$	$1,0 \cdot 10^{22}$	$1,7 \cdot 10^{14}$
β^-				$1,4 \cdot 10^{33}$	$1,4 \cdot 10^{24}$	$3,1 \cdot 10^{28}$	$1,0 \cdot 10^{22}$
27			${}^{59}_{27}Co$	${}^{60}_{27}Co$	${}^{61}_{27}Co$	${}^{62}_{27}Co$	${}^{63}_{27}Co$
NC			$2,8 \cdot 10^{31}$	$9,1 \cdot 10^{29}$	$1,3 \cdot 10^{25}$	$6,6 \cdot 10^{18}$	$2,3 \cdot 10^{11}$
β^-				$8,1 \cdot 10^{29}$	$9,4 \cdot 10^{29}$	$1,3 \cdot 10^{25}$	$6,5 \cdot 10^{18}$
28			${}^{60}_{28}Ni$	${}^{61}_{28}Ni$	${}^{62}_{28}Ni$	${}^{63}_{28}Ni$	${}^{64}_{28}Ni$
NC			$8,2 \cdot 10^{27}$	$2,4 \cdot 10^{28}$	$3,7 \cdot 10^{26}$	$2,9 \cdot 10^{24}$	$1,5 \cdot 10^{22}$
β^-						$3,5 \cdot 10^{23}$	
29					${}^{63}_{29}Cu$	${}^{64}_{29}Cu$	${}^{65}_{29}Cu$
NC					$5,7 \cdot 10^{21}$	$4,1 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{20}$
β^-						$5,6 \cdot 10^{21}$	
30					${}^{64}_{30}Zn$	${}^{65}_{30}Zn$	${}^{66}_{30}Zn$
NC					$2,6 \cdot 10^{19}$	$7,2 \cdot 10^{17}$	$7,3 \cdot 10^{17}$
β^-						$2,5 \cdot 10^{18}$	

A 13. táblázatban az állandósult hozamokat láthatjuk. A táblázat csak $N = 36$ -ig mutatja, de a 39-es neutronszámánál is megjelentek magok a nikkeltől kezdve ($Z = 28$). A sáv széle a táblázatban nem látható, ahol a vasnál és a kobaltnál nincsen befogási hozam. Természetesen az ezeréves hozamok is állandósultak (14. táblázat). A béta völgytől távolodva a hozam egyre csökken, de azért egy darabig még jelentős. Fontos megjegyezni, hogy ez nem egy csillag teljes hozama, az a csillag össztömegétől és metallicitásától függ.

14. táblázat. Az egyes magokon, mint atommag-keletkezési csatornán ezer éves hozamok

Z\N	30	31	32	33	34	35	36
26	${}^{56}_{26}Fe$	${}^{57}_{26}Fe$	${}^{58}_{26}Fe$	${}^{59}_{26}Fe$	${}^{60}_{26}Fe$	${}^{61}_{26}Fe$	${}^{62}_{26}Fe$

NC	$6,4 \cdot 10^{46}$	$2,8 \cdot 10^{45}$	$6,2 \cdot 10^{43}$	$3,5 \cdot 10^{41}$	$9,8 \cdot 10^{38}$	$3,2 \cdot 10^{32}$	$5,4 \cdot 10^{24}$
β^-				$4,6 \cdot 10^{43}$	$4,5 \cdot 10^{34}$	$9,8 \cdot 10^{38}$	$3,2 \cdot 10^{32}$
27			$^{59}_{27}\text{Co}$	$^{60}_{27}\text{Co}$	$^{61}_{27}\text{Co}$	$^{62}_{27}\text{Co}$	$^{63}_{27}\text{Co}$
NC			$9,1 \cdot 10^{41}$	$2,9 \cdot 10^{40}$	$4,1 \cdot 10^{35}$	$2,1 \cdot 10^{29}$	$7,2 \cdot 10^{21}$
β^-				$2,6 \cdot 10^{40}$	$3,0 \cdot 10^{40}$	$4,1 \cdot 10^{35}$	$2,1 \cdot 10^{29}$
28			$^{60}_{28}\text{Ni}$	$^{61}_{28}\text{Ni}$	$^{62}_{28}\text{Ni}$	$^{63}_{28}\text{Ni}$	$^{64}_{28}\text{Ni}$
NC			$2,6 \cdot 10^{38}$	$7,7 \cdot 10^{38}$	$1,2 \cdot 10^{37}$	$9,4 \cdot 10^{34}$	$4,7 \cdot 10^{32}$
β^-						$1,1 \cdot 10^{34}$	
29					$^{63}_{29}\text{Cu}$	$^{64}_{29}\text{Cu}$	$^{65}_{29}\text{Cu}$
NC					$1,8 \cdot 10^{32}$	$1,3 \cdot 10^{29}$	$3,7 \cdot 10^{30}$
β^-						$1,78 \cdot 10^{32}$	
30					$^{64}_{30}\text{Zn}$	$^{65}_{30}\text{Zn}$	$^{66}_{30}\text{Zn}$
NC					$8,3 \cdot 10^{29}$	$2,3 \cdot 10^{28}$	$2,3 \cdot 10^{28}$
β^-						$8,0 \cdot 10^{28}$	

4.2 Sáv, időalap

Az egész folyamatról a modell alapján akkor alkothatunk képet, ha a várható besugárzási időnek megfelelően futtatjuk. Ez még a rendelkezésre álló gyors gépek esetén is tetemes időt jelent. Például ha 1000 év fizikai besugárzást feltételezünk és figyelembe vesszük, hogy a gép nem több mint százszoros gyorsítást eredményez a fizikai időhöz képest, akkor a programnak a bomlási időt nem számítva több mint tizenkét évig kellene futnia, ami nem kivitelezhető, ezért csak közelítő eljárást tudunk alkalmazni. A gépidőt az időalap növelésével tudjuk csökkenteni. Ezt foglalja össze a 15. táblázat.

15. táblázat. Az időalap és a futásidő kapcsolata ezer év eltelt (fizikai) idő esetén

ta lépésidő sec	lépés	eltelt idő évben	futásidő napban
1	32 000 000 000	1 014,02	5 005
10	3 200 000 000	1 014,02	501
100	320 000 000	1 014,02	50
1 000	32 000 000	1 014,02	5,
10 000	3 200 000	1 014,02	0,5
90 000	320 000	912,62	0,1

A futást gyorsíthatjuk, ha nagyobb időalapot választunk. Mi az időalap hatása, szerepe? Lehet-e valami megoldás az idő problémára? A válasz részben igen, ezt fejtjük ki a továbbiakban. Az időalap megváltoztatása esetén az

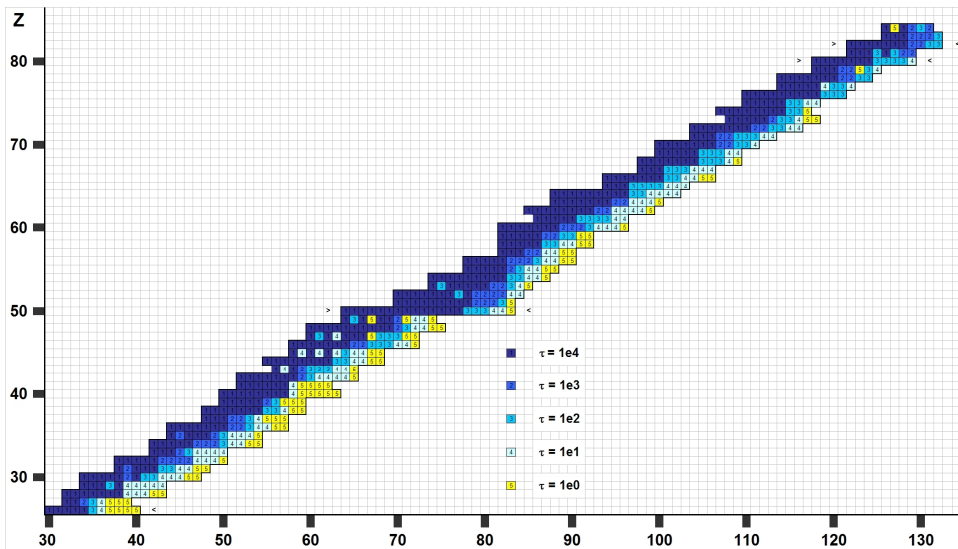
exponenciális számítás tartományát (l. 2.3 szakasz) is meg kell változtatni. A 16. táblázatban foglaltuk össze a szükséges adatokat.

A minimális felezési idő azt jelenti, hogy adott időalap mellett az ennél kisebb felezési idejű magok azonnal elbomlanak a lépés során. Ezzel egyben meghatározzuk a sáv szélét a neutrongazdag oldalon. A rövid felezési idejű magokat és a rajtuk átvezető csatornákat kizárjuk a magszintézis lehetőségéből.

16. táblázat. Exponenciálisan szükséges számítani a következő felezési idő tartományokban

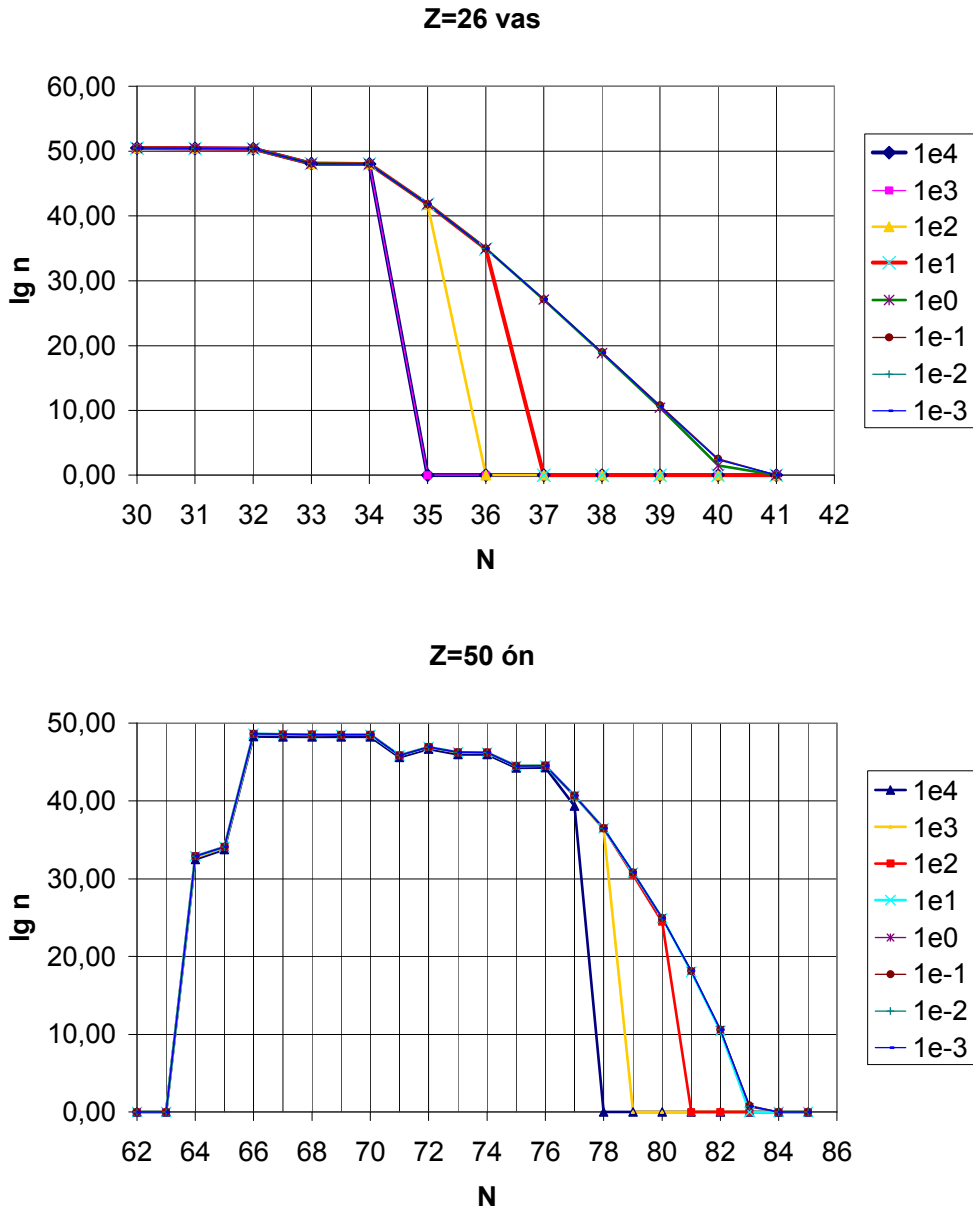
lépésidő = ta	min. felezési idő	max. felezési idő
1 s	0,15 s	69 s = 1,15 m
10 s	1,5 s	690 s = 11,5 m
100 s = 1,67 m	15 s	6900 s = 1,92 h
1000 s = 16,67 m	150,5 s = 2,51 m	69000 s = 19,2 h
$10^4 s = 2,77 h$	1 505 s = 25,1 m	690 000 s = 8 d
$9 \cdot 10^4 s = 25 h$	13 500 s = 3,75 h	6 210 000 s = 71,9 d

Az időalaptól függő sávok a 28. ábrán láthatók. A futások folytatólagos futások voltak, vagyis a nagy időalapot követte a kisebb. Látható, hogy ha nagy időalappal számolunk, akkor keskeny sávban, szinte a béta-stabilitás völgyében halad a folyamat. Ha rövidebb időalapot választunk, a sáv kiszélesedik. A magszintézisről pontos képet a valóságos folyamatokat tükröző széles sávban bekövetkező fejlődés alapján kaphatunk.



28. ábra. A magszintézis völgye az időalap függvényében (az ábrán az időalapot τ -val jelöltük)

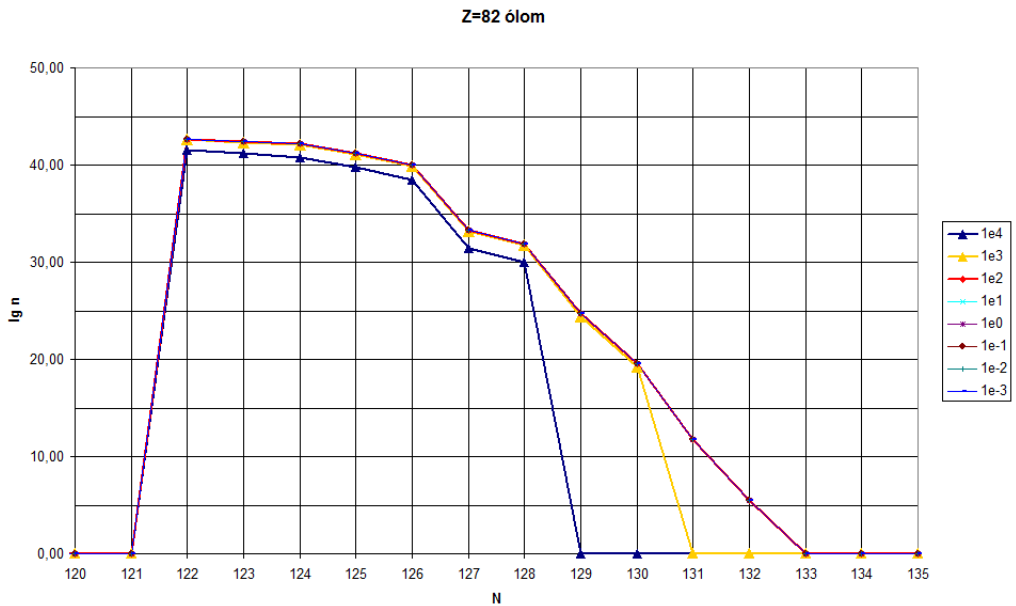
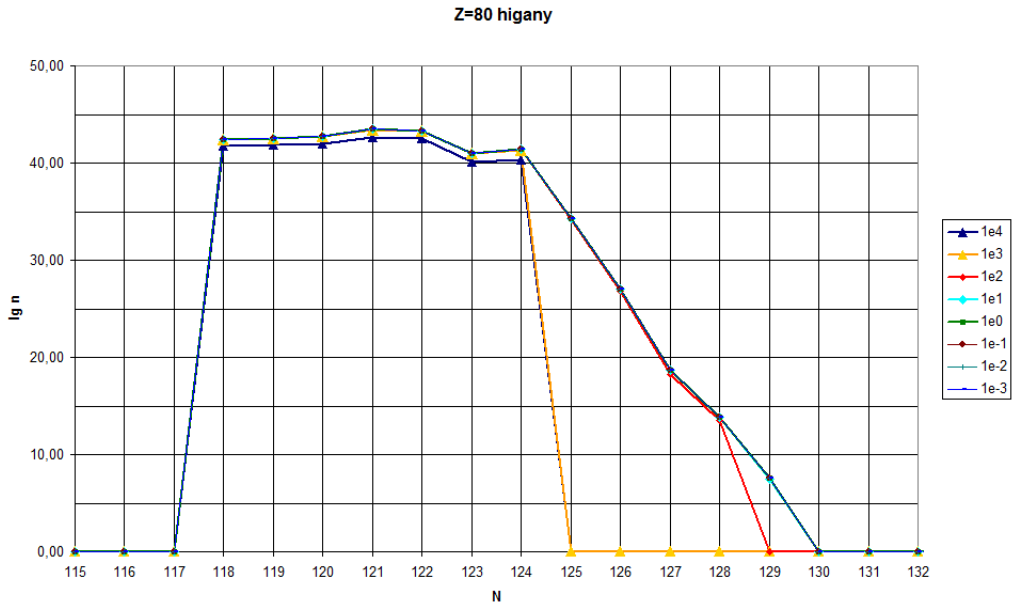
Az összehasonlító futásokat átlagos hatáskeresztmetszetekkel végeztük [12]. $10^4 s$ időalappal 22 000 évnél megfelelő idejű futást követte a $10^3 s$ időalappal 2 200 évnél megfelelő futás és így tovább. A kezdeti keskeny sáv így fokozatosan kiszélesedett.



29. ábra. A vas- és az ónizotópok mennyisége az időalapoktól függően

A kép árnyalásához a 29-30. ábrákon a vas, az ón, a higany, az ólom és a bizmut izotópjainak gyakorisági profilját láthatjuk. A logaritmikus skála

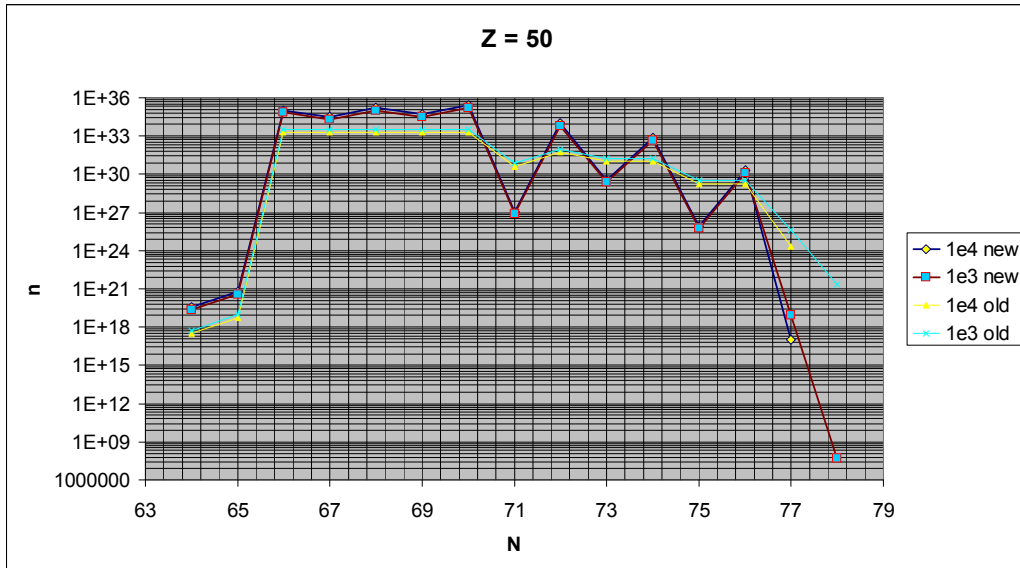
lehetővé teszi, hogy az eltérő nagyságrendek ellenére minden izotóp mennyisége láthatóan megjelenjen.



30. ábra A higany, illetve ólom izotópok mennyisége az időalapoktól függően.

Az ábrák pillanatfelvételek, és az egyensúlyi mennyiségeket mutatják. Adott pillanatban bomló izotópokból nagyon kevés van, de hosszú idő alatt (ezer-tízezer éves besugárzás) ezeken a csatornákon keresztül sok mag alakul át. A 29. ábra grafikonjain az is látható, hogy az időalapot csökkentve elérünk egy olyan

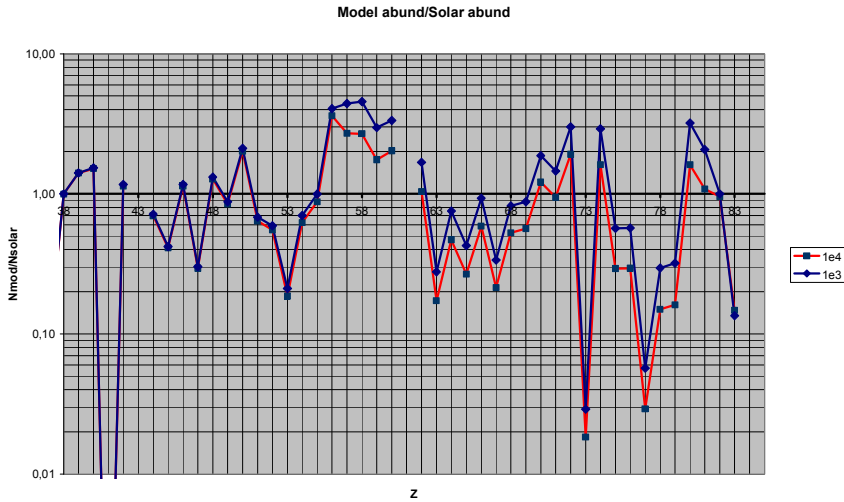
határt, ami alatt már nem változik a profil. Az ábrán ez az érték egy másodperc. Nagyobb neutron-sűrűség esetén ez az érték kisebb. Ennél kisebb időalapok választása esetén a hozamok függetlenek az időalap értékétől.



31. ábra Az ón izotópok mennyisége átlagos és egyedi hatáskeresztmetszetekkel az időalapoktól függően

A következő ábrákon a besugárzási idő szerepe is látható. Ötszörös besugárzási idővel ugyanaz a kép, csak más mennyiség mellett. Mivel ezek a képek átlagos hatáskeresztmetszetekkel készültek, meg kell néznünk, hogy mi változik, ha egyedi hatáskeresztmetszeteket alkalmazunk. Áttérve az egyedi hatáskeresztmetszetekre, összehasonlító futással ellenőriztünk (31. ábra). Az egyedi hatáskeresztmetszetekkel az egyes magok mennyisége más lett, de az időalap növelésének sávszűkítő hatása látható. A profil az egyedi hatáskeresztmetszetek alkalmazásával láthatóan megváltozott, de az időalap hatása ugyanolyan.

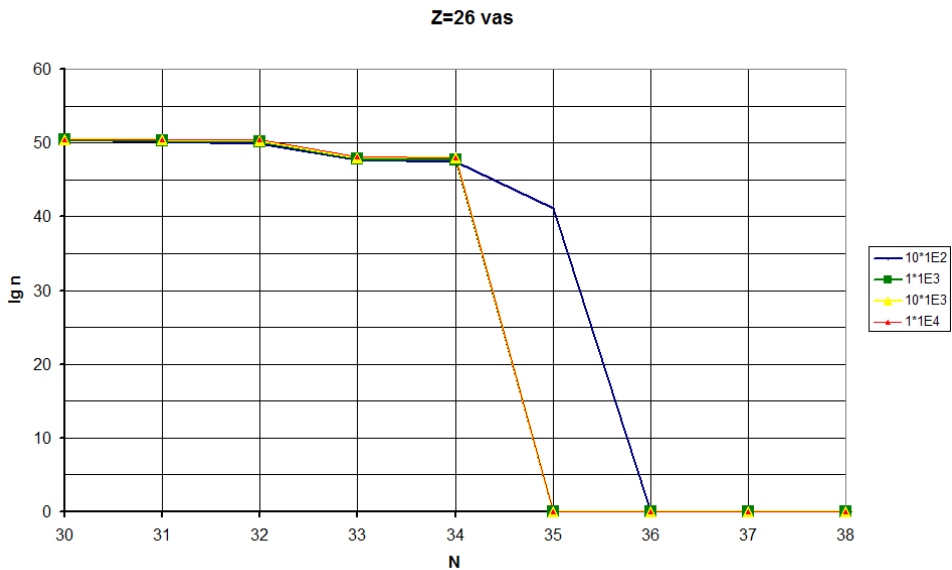
Megnézhetjük az időalap hatását az elemgyakoriságra is. A 32. ábrán azutólagos bomlás nélküli összehasonlítást mutatjuk. A gyakoriságok változása $Z = 38-83$ -ig három magot kivéve tízszeres faktoron belül marad. A rövidebb időalap többnyire javítja a gyakoriságarányt, de nem minden esetben. Az egyik ellenőrzési pont a gyakoriság. Fontos megjegyezni, hogy a vason túli elemek egészen a stronciumig más folyamatokkal is keletkezhetnek. Ezért a tapasztalt gyakoriságokkal összehasonlítani $Z > 37$, illetve $N > 50$ esetén érdemes. Ez a későbbi másik ellenőrzési lehetőségre, az izotópeloszlásra is igaz. A másik fontos kérdés, hogy az elemkeletkezés több szintéren működik. A tapasztalt gyakoriság a magkeletkezés különböző szinterein (vörös óriás, AGB, szupernóva) kialakuló gyakoriságok összetalálkozásából adódik. Erről tanúskodnak a meteoritokból kinyerhető, Naprendszer előtti keletkezésű idejű szemcsék [15].

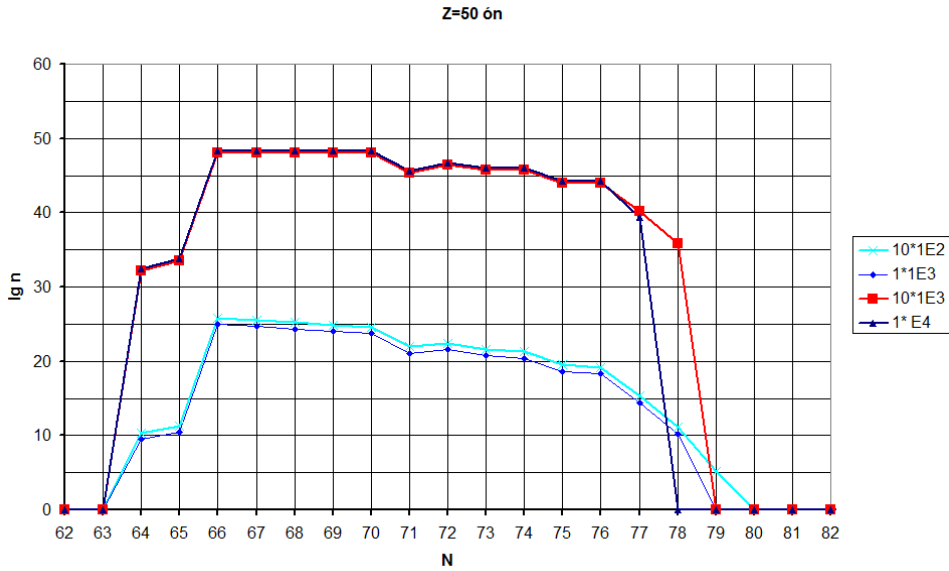


32. ábra Az időalap hatása az elemgyakoriságra

4.3 Lehet-e gyorsítani a futást nagyobb időalappal, avagy $10 \times 1 = 1 \times 10^4$?

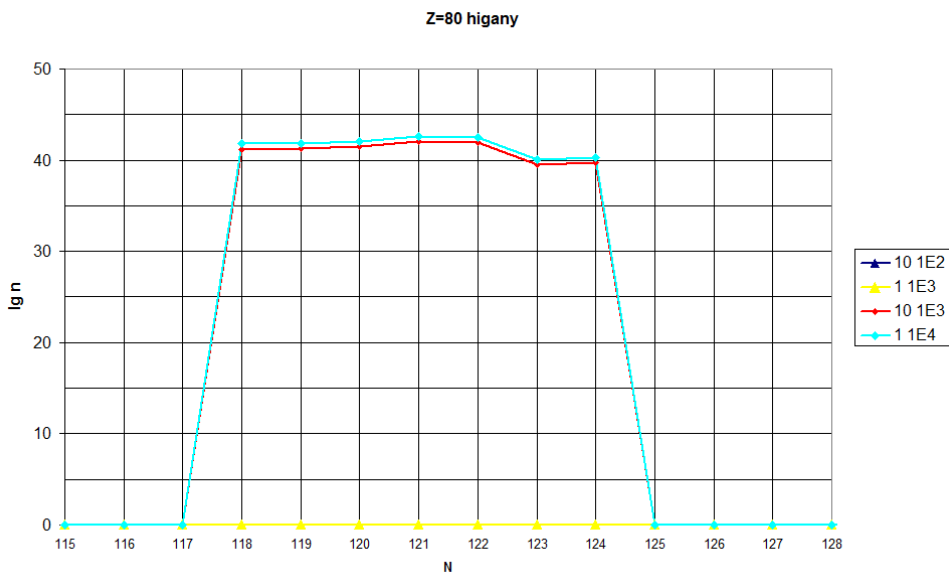
Az időalap növelése érdekes lehetőséget eredményez. A hosszú futási időt nagy időalappal lerövidítjük, majd tovább futtatjuk rövid idő alappal. A sáv úgy kiszélesedik, mintha végig rövid időalappal dolgoztunk volna. Ellenőrzésként működtettük a modellt különböző időalapokkal úgy, hogy a futások fizikai ideje megegyezzen. Átlagos neutronbefogási hatáskeresztmetszetekkel megnéztük, hogy ha ugyanazt a fizikai időt más-más időalappal érjük el, milyen hatása van az izotóp profilokra.

33.a ábra $10 \times 100 = 100$ és $10 \times 1\,000 = 10\,000$ a vasnál



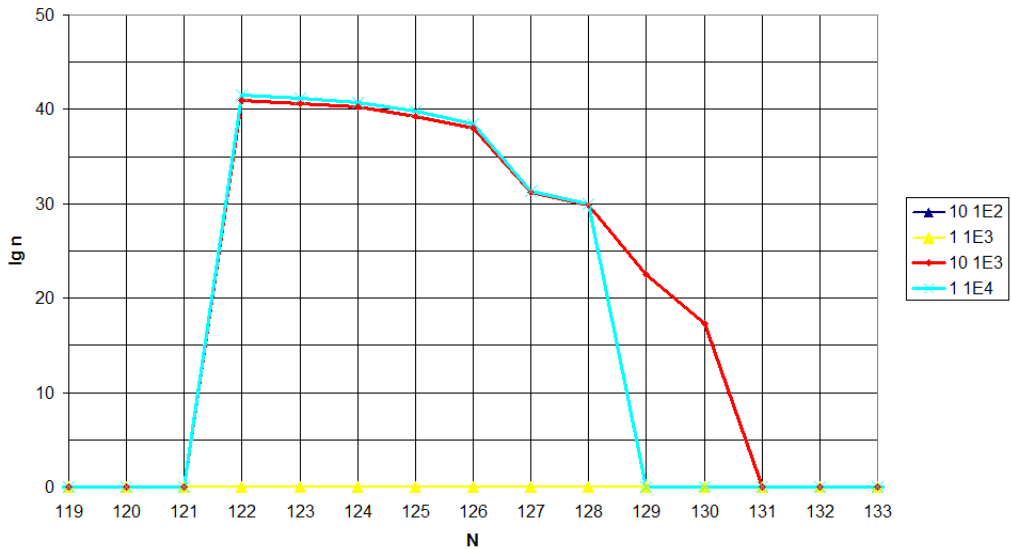
33.b ábra $10 \times 100 = 100$ és $10 \times 1\,000 = 10\,000$ az ónnál

A futásokat nagyobb neutron-sűrűséggel végeztük, a futási idő lecsökkentése miatt. A felezési időken keresztül a magok egyedi tulajdonságai is tükröződnek, de ez csak elemzésre alkalmas. Az ismételt futások már a pontos hatáskeresztmetszetekkel számoltak. A futások gyorsíthatók így, ezt mutatják a 33-34. Ábrán következő profilok vasra, ónra, higanyra, ólomra. Itt két-két vonal egybeesik.



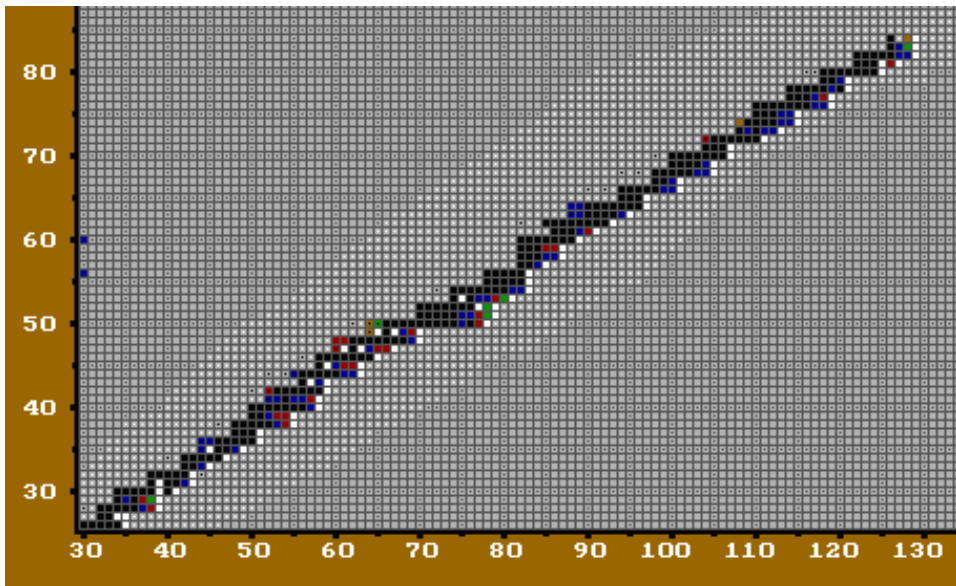
34.a ábra $10 \times 100 = 100$ és $10 \times 1\,000 = 10\,000$ a higanynál. Az első idő nem volt elég, hogy kialakuljanak ezek a magok.

Z=82 ólom

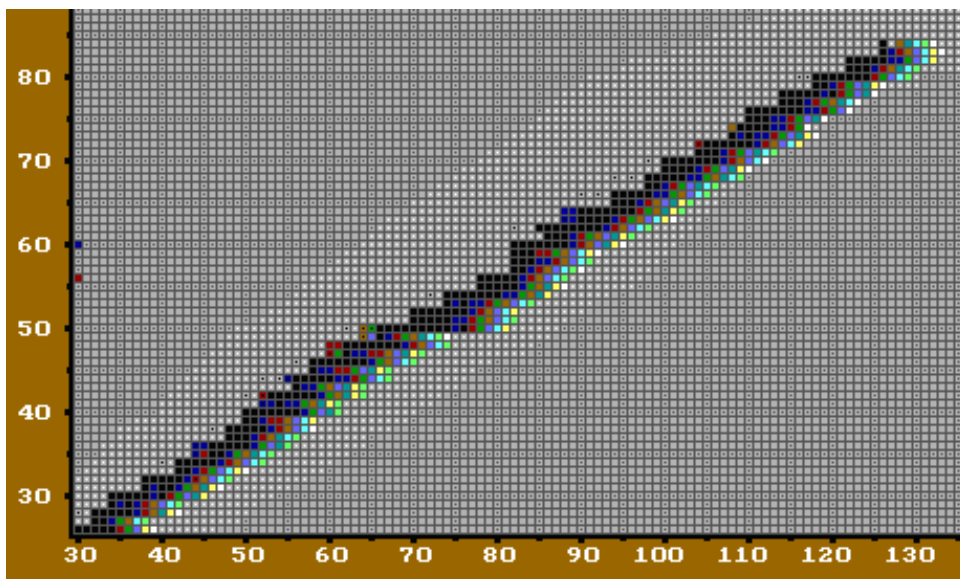


34.b ábra $10 \times 100 = 100$ és $10 \times 1\,000 = 10\,000$ az ólomnál. Az első idő nem volt elég, hogy kialakuljanak ezek a magok.

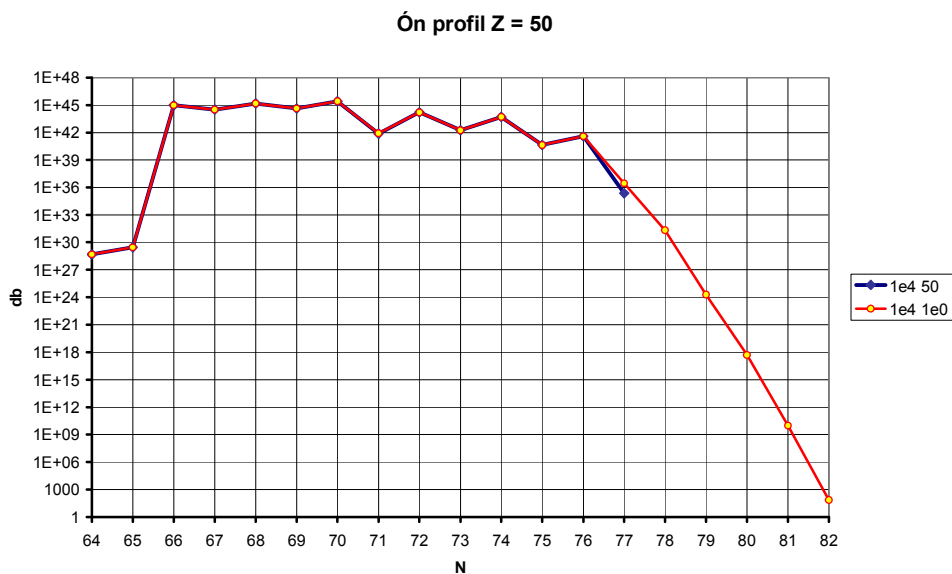
Itt a levágások miatt van eltérés, és az első kettőnél nem jelentős. Tehát úgy tűnik, a $10 \cdot 1 = 10$ némi (talán nem lényeges) hibával, működik. A levágás a rákövetkező izotóp felezési idején múlik: ólomnál a $^{212}_{82}\text{Pb}_{130}$ -nak 10 óra a felezési ideje, higanynál két gyorsabban bomló izotóp következik.



35.a ábra A 10^4 s időalapú futásnál kialakult sáv



35.b ábra A 10^4 s időalapú futásnál kialakult sáv kiszélesedése egy másodperc alapú folytatásnál



36. ábra Az időalap változtatás hatása

Ha $ta = 10^4$ s időalapú futással indítunk, keskenyebb sáv látható. Ezt utána egy másodperc időalappal folytatva azonnal visszatér a sáv. Ez látható az 35.a és 35.b ábrán. Ezeknél az ábráknál egyedi hatáskeresztmetszeteket használtunk. Itt a neutronsűrűség $n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, a kiindulási vas mennyisége $3 \cdot 10^{45} \text{ db}$.

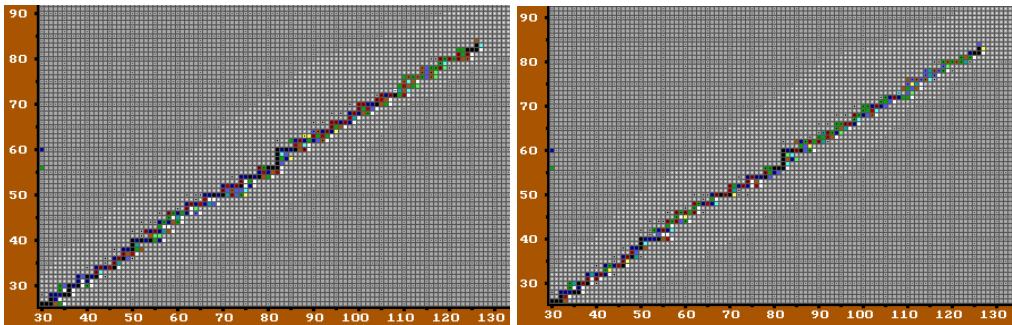
Az ón izotópprofilján is ellenőrizhető az időalap csökkentés hatása (36. ábra). Hosszú távon az ${}^{128}_{50}\text{Sn}_{78}$, ${}^{129}_{50}\text{Sn}_{79}$ hozama (ezer-tízezer év) jelentős hozzájárulás lehet a magszintézishez, ami igazán jelentőssé AGB körülmények között, mérsékelten nagyobb neutronsűrűség esetén válik.

4.4 Futás kevés kiinduló maggal, nagy időalappal

Érdekes tesztje a modellnek, ha kevés részecskét és nagy időalapot veszünk. Modellünkkel atommag-keletkezést tapasztaltunk, ha $10^6 db$ sőt még akkor is, ha $10^5 db$ ${}^{56}_{26}\text{Fe}_{30}$ magból indulunk ki és $ta = 9 \cdot 10^4 s$ (kb. 1 nap) időalapot használunk. Ennél kevesebb kiindulási vas esetén már nem volt magkeletkezés. Itt egyedi hatáskeresztmetszetekkel dolgoztunk.

A változtatott paraméterek közül a befogást az $N \cdot n_n$ szorzat határozza meg, míg a bomlásnál csak a részecskeszám. Ezért a részecskeszám csökkentésnek más hatása van a két folyamatnál.

A keletkező magokat a Z-N síkon, a 37. ábra mutatja $n_n = 2,715 \cdot 10^8 cm^{-3}$ neutronsűrűség (bal) és $n_n = 2,715 \cdot 10^7 cm^{-3}$ neutronsűrűség (jobb) esetén, 3.1 szakaszban megadott színekődnak megfelelően. Bár a kép hasonlít az s-ösvényre, a hozamok sokkal kisebbek, mint a klasszikus s-folyamatban, ahogy várni lehet (17. táblázat).



37. ábra Megjelenő atommagok $n_n = 2,715 \cdot 10^8 cm^{-3}$ és $n_n = 2,715 \cdot 10^7 cm^{-3}$ neutronsűrűség esetén, nagy időalappal

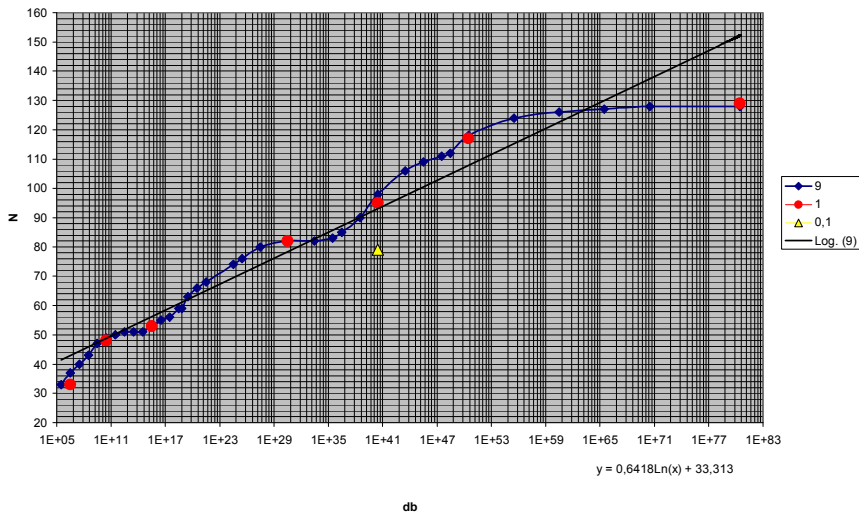
17. táblázat. Az egyes magok mennyisége ezer év elteltével kevés kiinduló magú futásnál a vastól kezdve

Z/N	30	31	32	33	34	35	36	37
26	$3 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^3$				
27			$9,7 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^4$				
28			$5,5 \cdot 10^4$	$4,6 \cdot 10^4$	$6,4 \cdot 10^4$	$9,7 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^5$	
29					$5,0 \cdot 10^3$		$8,7 \cdot 10^4$	

ZIN	30	31	32	33	34	35	36	37
30					$3,2 \cdot 10^3$	$2,7 \cdot 10^2$	$9,9 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^4$

4.5 A kezdeti mennyiség szerepe

Megvizsgáltuk azt is, hogy folyamatok sebességére milyen hatással van a kezdeti mennyiség. Egy adott csillagbeli környezetben az adott (esetleg változó) neutronsűrűség és hőmérséklet által biztosított viszonyok között a rendelkezésre álló vas, illetve a belőle keletkező magok tudnak átalakulni. Tekintettel a folyamatok statisztikus jellegére, nem meglepő, hogy nagyobb kiinduló mennyiség esetén gyorsabb a magok megjelenése. Erre a következtetésre vezetnek e vizsgálat eredményei. Az 38-40. ábrákon az adott futási idő alatt elért neutronszámat ábrázoltuk a kiindulási vas mennyiségének a függvényében. A mágikus számokon való átjutás miatt ez lépcsőssé válik, a mágikus számok lassítják az újabb magok megjelenését. Csak a mágikus számoknál van telítődés. Nagyobb kiinduló magszám esetén több mag jelenik meg ugyanannyi idő alatt. Célszerű lenne megvizsgálni, hogy vajon $ta = 1 s$ esetén is így van-e, azonban ez túlságosan nagy gépidőt követelne.

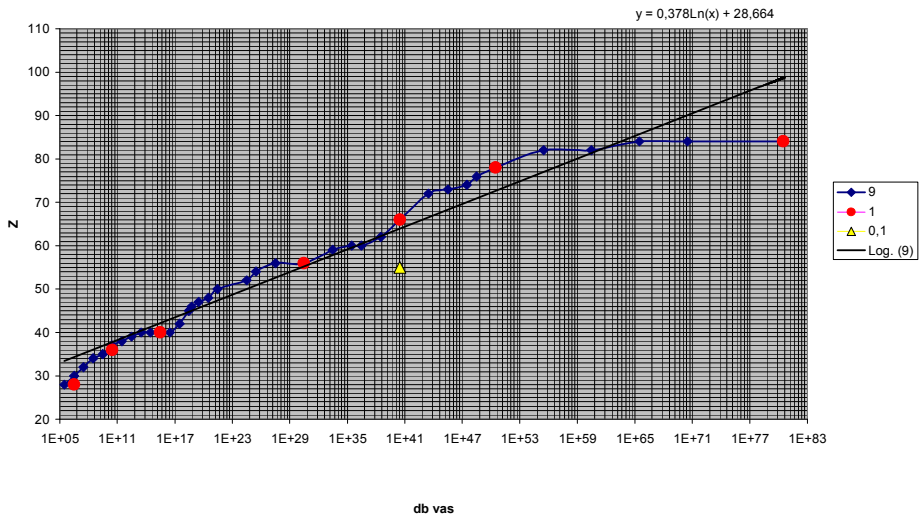


38. ábra Az adott idő alatt elért neutronsám a kezdeti mennyiség függvényében

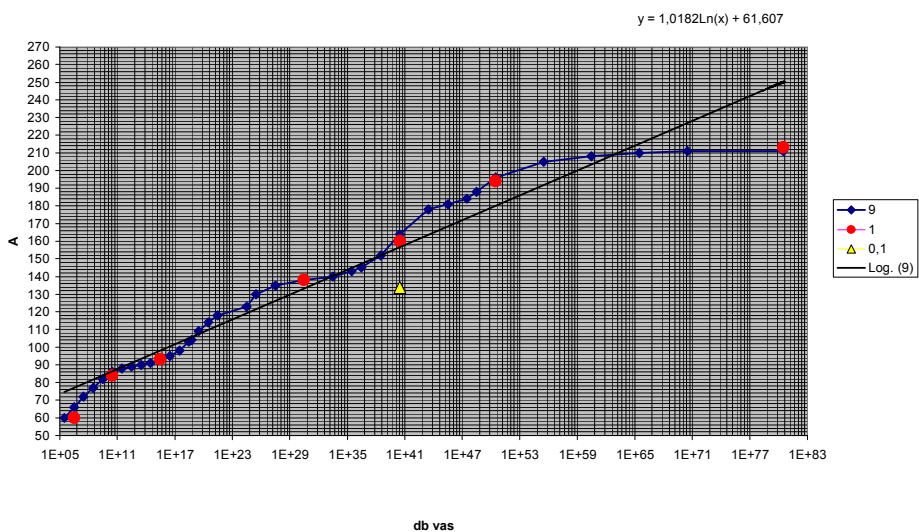
Először $2,88 \cdot 10^{10} s = 913 nap$ besugárzási időt és $ta = 9 \cdot 10^4 s$ időalapot alkalmaztunk. A 38-39. ábrákon jól látható, hogy mennyire eltérő a legnagyobb neutron és protonszámú magok megjelenése különböző kiinduló mennyiségek esetén. Ezután $ta = 10^4 s$ időalappal ellenőrző pontokat vettünk fel, amelyek mutatják, hogy ekkora időalappal ugyanaddig jut a szintézis. A kisebb időalaphoz tartozó nagyobb gépidő miatt $ta = 10^3 s$ időalappal már csak egy ellenőrző pontot vettünk fel. Sajnos 1s időalappal ez a kérdés érdemben nem

vizsgálható meg, pedig fontos lenne tudni, hogy akkor ez a hatás mennyire jelentkezik.

A neutronszámbeli növekedést a kiinduló mennyiség és a neutronűrűség szorzata határozza meg. A szorzatnak sávszélesítő hatása is van. A protonszámbeli növekedést a bétabomlások eredményezik. Ez akkor gyors, ha rövid felezési idők is bevonódnak a magszintézisbe. Ez kicsi időalap és széles sáv esetén valósul meg. Tehát a magszintézisre gyorsító hatása van a nagyobb kiindulási részecskeszámnak és a nagyobb neutronűrűségnek is.



39. ábra Az adott idő alatt elért protonszám a kezdeti mennyiség függvényében



40. ábra Az adott idő alatt elért tömegszám a kezdeti mennyiség függvényében

Látjuk tehát, hogy fontos paraméter, hogy mennyi vas áll rendelkezésre a neutronbefogási folyamat kezdetén. Erre a csillagtömeg és a metallicitás alapján következtethetünk. A jellegzetes elemgyakoriság adatokból megbecsülhetjük, hogy mekkora tömegű csillagban áll rendelkezésre a szükséges mennyiségű vas.

A Naprendszer elemgyakoriságából kiindulva, a szükséges vas tömegének ismeretében megbecsülhetjük a folyamatokban alapul vett csillag tömegét. A számításokat elvégezve $1 \cdot 10^{37}$ db ^{56}Fe -ot alapul véve (ami mintegy $9,3 \cdot 10^{11} \text{ kg}$), a szükséges csillagtömegre alsó becslésként $6,78 \cdot 10^{18} \text{ kg}$ adódik. Ezt összevetve a Nap tömegével ($\approx 2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$), a szükséges mennyiségű vas már egy Napnál jóval kisebb tömegű csillagnál is rendelkezésre áll, tehát nem kell nehéz csillag!

Az egyes csillagokban a gyakoriság más, mint a Naprendszerben, amit a metallicitással jellemzünk:

$$[Fe/H] = \log\left(\frac{N_{Fe}}{N_H}\right)_{csillag} - \log\left(\frac{N_{Fe}}{N_H}\right)_{Nap}, \quad (4.5.1)$$

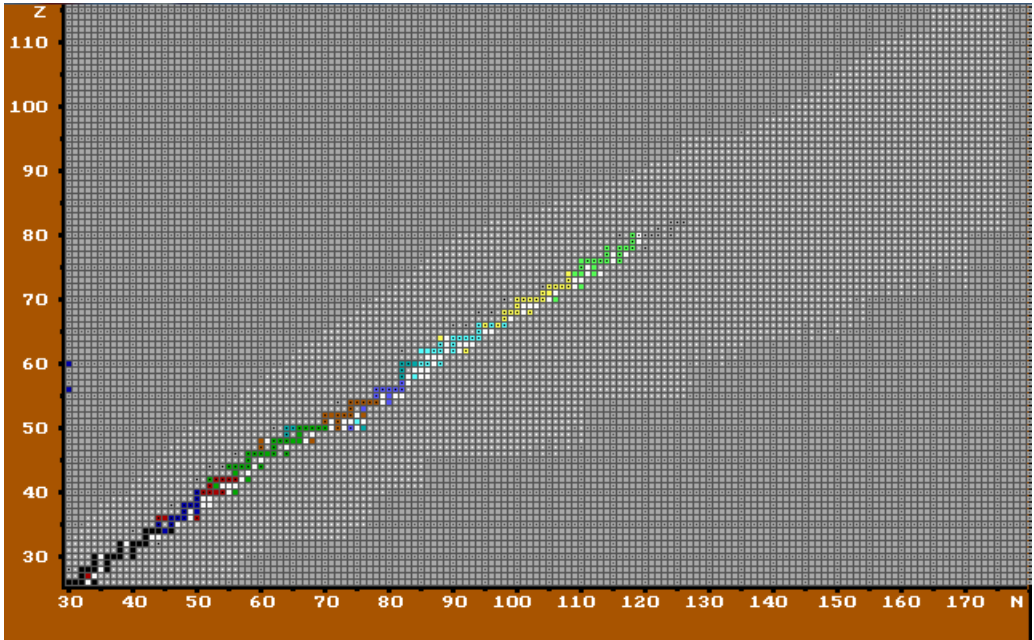
vagyis a Naprendszer metallicitásához viszonyítunk, ami tehát nulla. Az ősrobbanást követő csillaggenerációk (I-III.) metallicitása eltérő. Erre is tekintettel további becsléseket tehetünk különböző metallicitású csillagok szükséges tömegére. A vörös óriás megfigyeléseknél igen gyakori a $[Fe/H] = -2$ érték. A -2 metallicitás esetén nagyobb tömeg kell, $4,99 \cdot 10^{19} \text{ kg}$, ami tízszerese a 0 metallicitású értékhez tartozónak, de a Nap tömegéhez képest ez is jelentéktelen. Naprendszerű összetétel esetén a kiinduló vas mennyisége mintegy 10^{49} darab! A naprendszerbeli arányból való becslésünk alsóbecslés, mert a vas napbeli aránya ennél nagyobb [37].

4.6 Futások különböző nagyságú, állandó neutronfluxus esetén

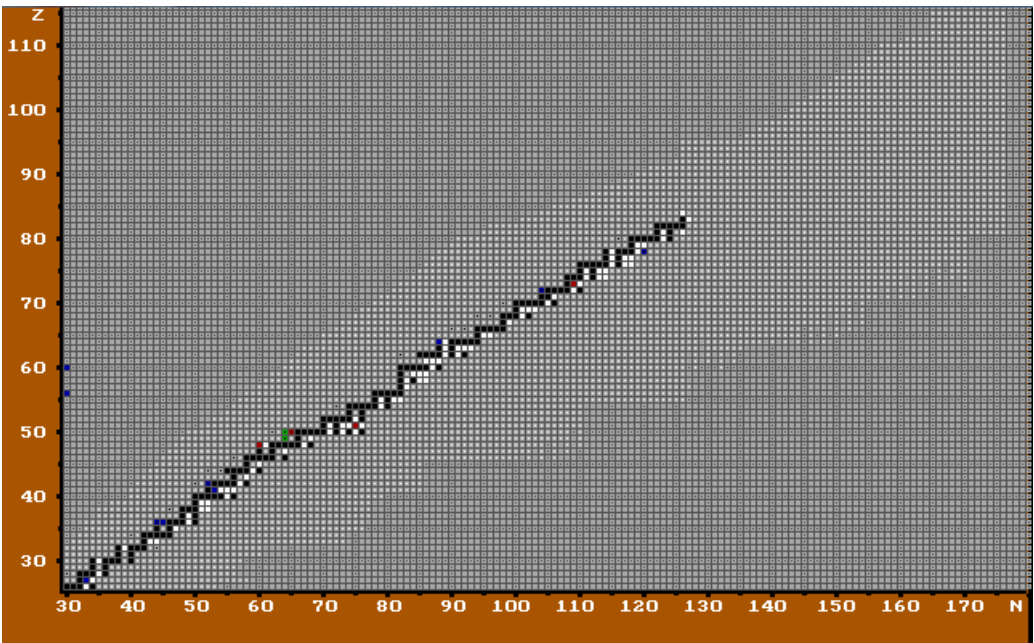
A neutronsűrűség, és így a neutronfluxus fizikai körülmény. A nagy fluxus nagyon kiszélesíti a keletkező magok sávját (képszerűen: „az erős neutronszél messze elfújja a magokat a völgyből”) a nagy neutronsámú magok felé. A 41. ábrán egy adott neutron expozíciójú futássorozat képei láthatók. Az időalapot egyre kisebbnek tudtuk választani. Itt nem alkalmaztunk utólagos szélesítést rövid időalappal. Nyolc futást néztünk meg a modellel, rendre $n_n = 2,715 \cdot 10^{4+i} \text{ cm}^{-3}$ - ($i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$) neutronsűrűséggel. Az egyes esetekben a neutronfluxus megszűnte után hagyunk időt a bomlásokra. Ugyanakkor látható a nuleoszintézisbe bevonódott magok sávja, a 41.a-h ábrákon fehér tartomány.

Itt emlékeztetünk arra, hogy nagyobb neutronsűrűség esetén magasabb a hőmérséklet, ekkor nagyobb a termikus átlagsebesség, ugyanakkor csökken a hatáskeresztmetszet. Azonban, ahogy korábban írtuk a $\langle \sigma \cdot v \rangle$ tényező a $\sigma \sim v^{-1}$ miatt gyakorlatilag nem változik [12]. Ez azt jelenti, hogy ha adott

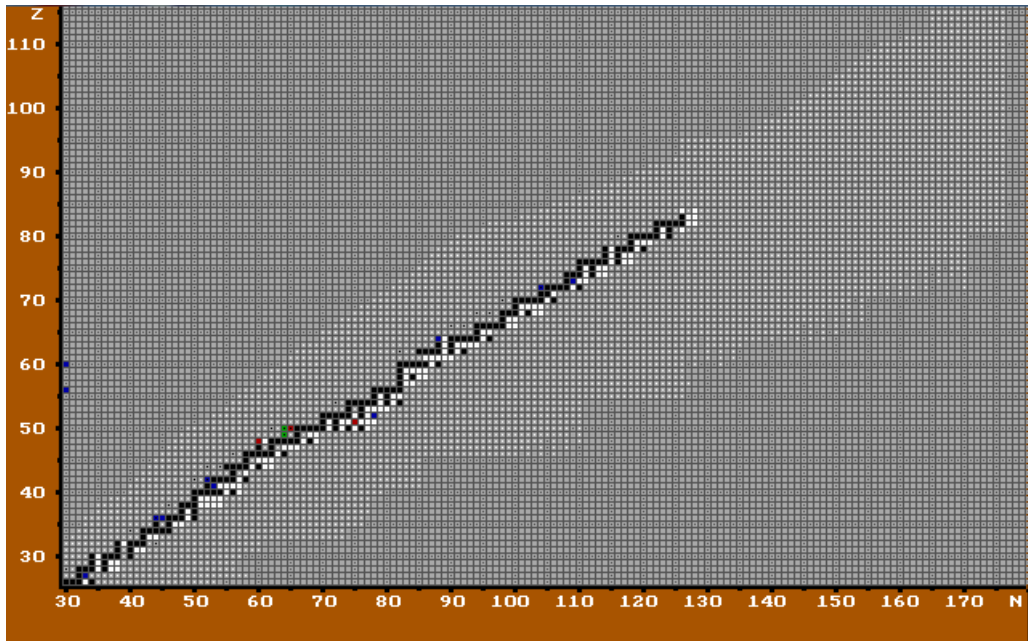
feltételek között ismerjük a hatáskeresztmetszetet, akkor a $\langle \sigma \cdot v \rangle$ részecsepárra eső hozam állandósága miatt emelkedő, illetve csökkenő hőmérséklet mellett is használható.



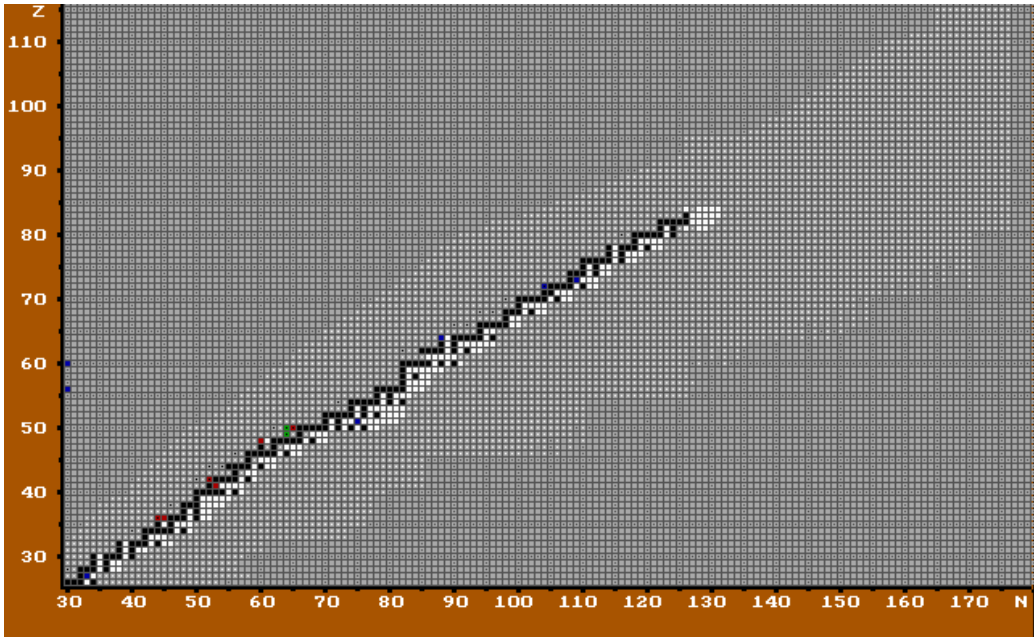
$$a, \quad n_n = 2,715 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3} \quad ta = 10^6 \text{ s}$$



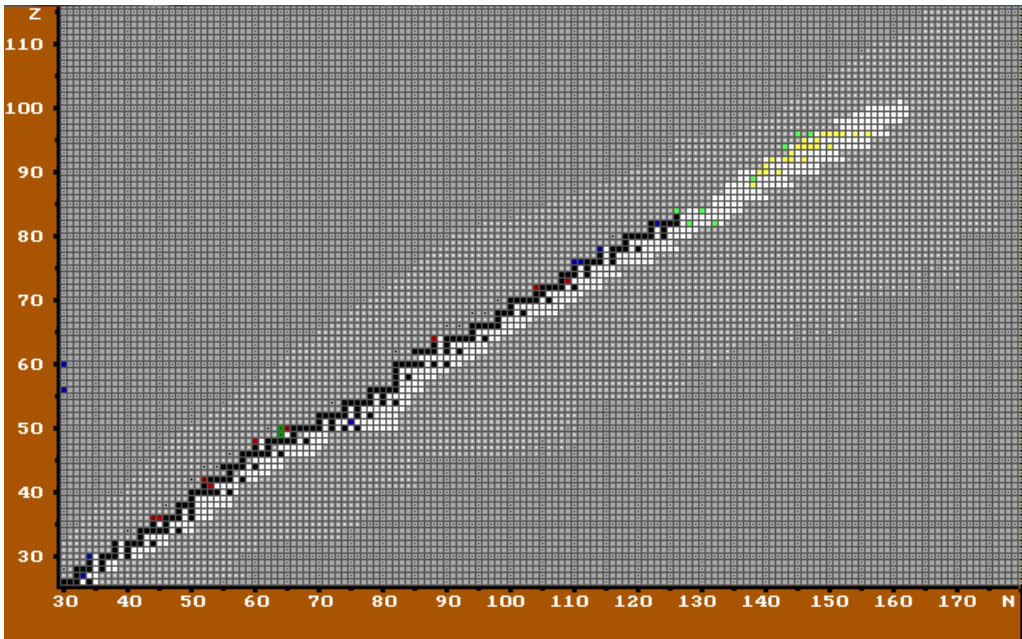
$$b, \quad n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3} \quad ta = 10^5 \text{ s}$$



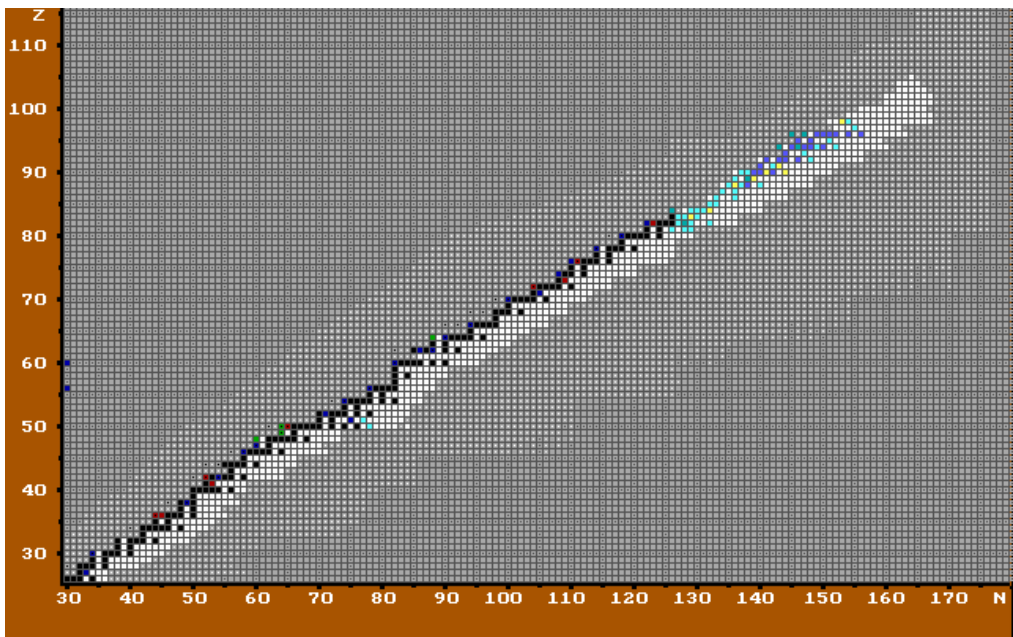
$$c, \quad n_n = 2,715 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \quad ta = 10^4 \text{ s}$$



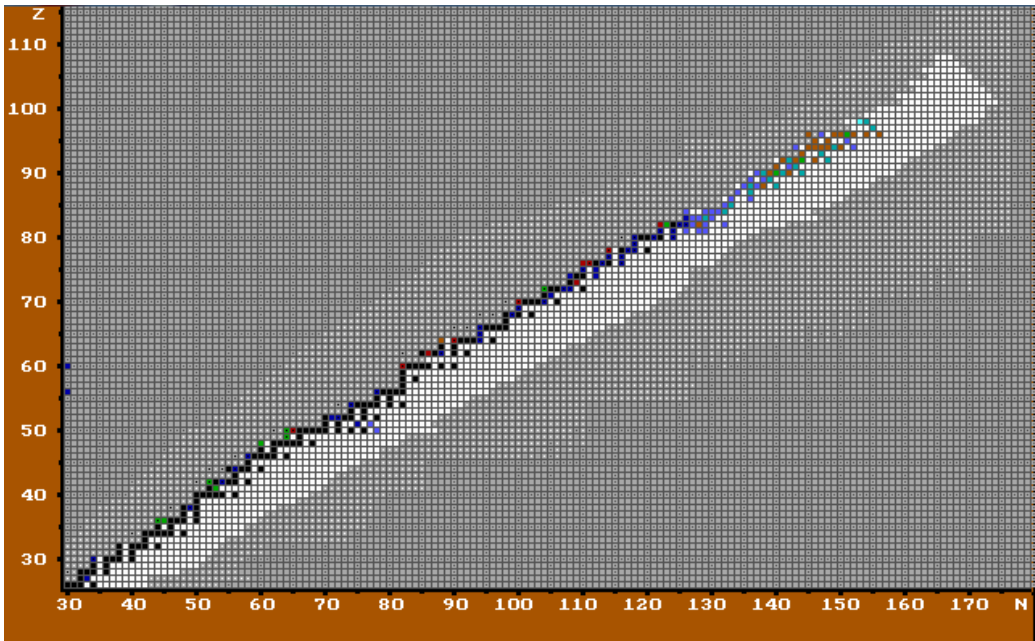
$$d, \quad n_n = 2,715 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \quad ta = 10^3 \text{ s}$$



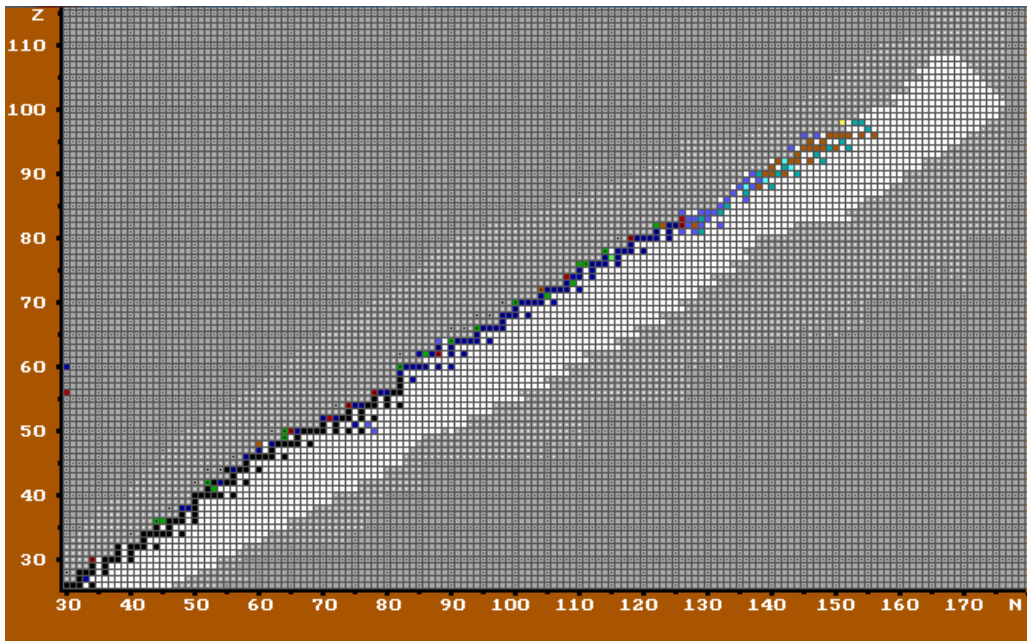
$$e, \quad n_n = 2,715 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ ta} = 100 \text{ s}$$



$$f, \quad n_n = 2,715 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ ta} = 10 \text{ s}$$



$$g, \quad n_n = 2,715 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ ta} = 1 \text{ s}$$



$$h, \quad n_n = 2,715 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ ta} = 0,1 \text{ s}$$

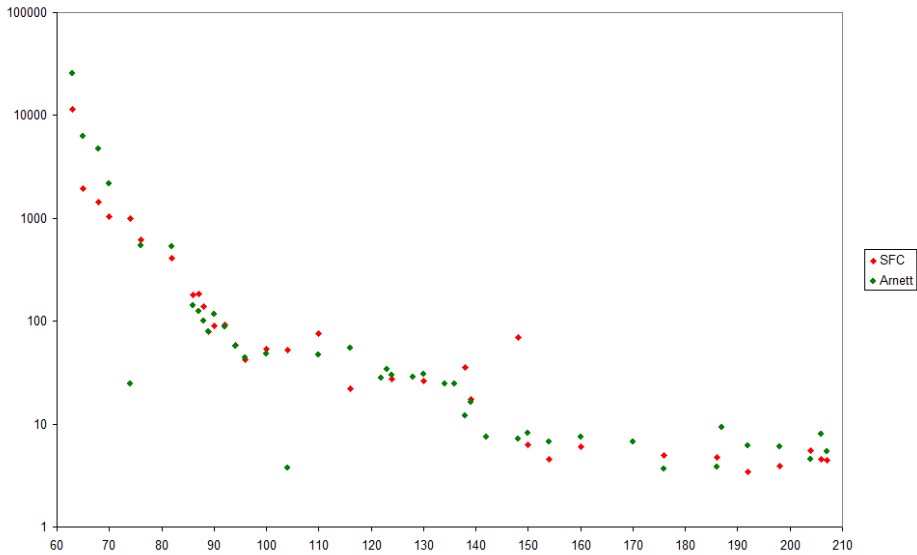
41. ábra. Adott neutronexpozíciójú futások. Nagyobb neutronsűrűség esetén számolhattunk rövidebb időalappal. A sáv két okból szélesedik: a neutron sűrűség és az időalap miatt. Utólagos bomlás utáni képek.

4.7 A $\sigma \cdot N$ ábrák

Itt Seeger, Fowler és Clayton csak az s-magokra számol, valamint a 20% alatti r- járulékú magokra [38]. Kiszámoltuk ezeket az újabb hatáskeresztmetszet és gyakorisági adatok alapján [36] (l. 42. ábra).

Mi, ha kis neutronsűrűséggel működtetjük a modellt, minden magot figyelembe vehetünk, hiszen mind az adott körülmények között keletkezett. Így a számítás:

$$\sigma_A N_A = \sum_{Z+N=A} \sigma_{Z,N} N_{Z,N} \quad (4.7.1)$$



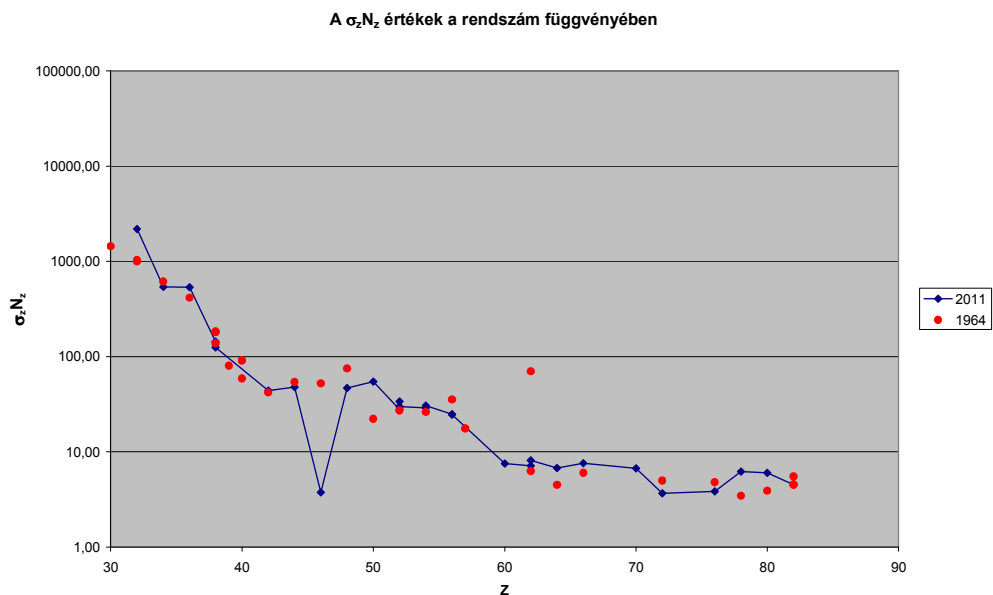
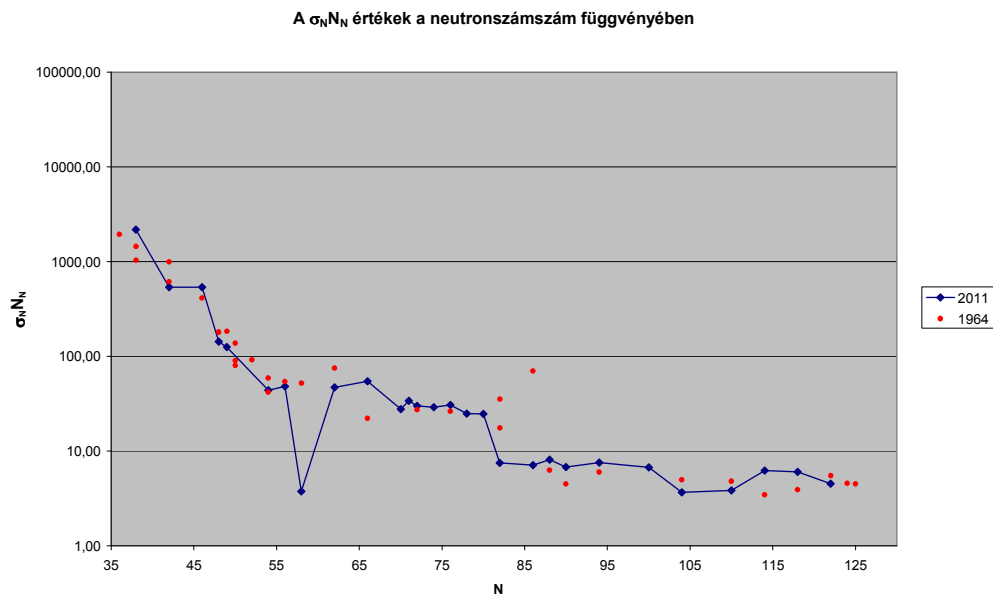
42. ábra A $\sigma \cdot N$ ábra a klasszikus cikkben és az újabb adatok alapján [36,38]

Az összegzés kiterjed minden olyan magra, amelyik ebben a folyamatban keletkezett. Kiszámolhatjuk ezeket a neutronsám, illetve a protonszám függvényében is:

$$\sigma_N N_N = \sum_{Z=Z_{\min}}^{Z_{\max}} \sigma_{Z,N} N_{Z,N} \Big|_{N=\text{áll}}, \quad (4.7.2)$$

$$\sigma_Z N_Z = \sum_{N=N_{\min}}^{N_{\max}} \sigma_{Z,N} N_{Z,N} \Big|_{Z=\text{áll}} \quad (7.7.3)$$

A 43. ábrán láthatók aktuális Naprendszerbeli értékekkel (2011) és a klasszikus cikk adataival (1964).



43. ábra A $\sigma \cdot N$ ábrák a neutronszám és a protonszám függvényében [36,38]

Klasszikus esetben lényegében csak az s-magokra számoltak. Mivel az egy vonal, mindegy, hogy A-ra, N-re vagy Z-re nézzük az értékeket. A klasszikus ábrát nézhetjük tehát N illetve Z alapján is, az ábrák ugyanazt fejezik ki. Ha így nézzük, akkor a modellünk alapján látható sávós folyamat esetén is használhatjuk. A sávnál pedig összegeznünk kell. A kialakuló (esetleg pillanatnyi) dinamikus egyensúly izobár, izotón és izotóp egyensúly is egyben.

Az ábrák eleje azért magas, mert $Z = 38$ -ig másmilyen keletkezésű magok is benne vannak a tapasztalati gyakoriságokban.

5. Meglepő jóslatok

5.1 Elágazási arányok

Az elágazási arányokról már volt szó az 1.7 szakaszban. A klasszikus s-folyamat feltételezése szerint [18] akkor jön létre elágazás, ha $\lambda_n \approx \lambda_\beta$, ami kétségtelenül így van ha csak egy magot tekintünk. Sok mag esetén, amikor a kis valószínűség is sok magot jelenthet, más a helyzet. Az elágazási pontok többsége nem nyit, és nem zár, de a hozama a felezési időtől, vagy a hatáskeresztmetszettől és a neutronsűrűségtől függ. Az a kérdés csupán, hogy a kérdéses mag a sáv belsejében, vagy szélén van. Amíg a korábban (3.2 szakasz) említett átjutási küszöböt nem éri el az adott mag mennyisége, nincs elágazás.

Az elágazási arányok jellemzik, hogy az egyes magokból átalakuló magok közül mennyi fog be neutronot és mennyi bomlik béta-bomlással (l. 1.7 szakasz). Stabil magoknál nincs bomlás, instabil magoknál jelentős lehet a bomlás, ha rövid a felezési idő. Ami meglepő, a befogási arány sem nulla. A 18. és 19. táblázatban a neutronbefogás aránya a 20. és 21. táblázatban a bétabomlás aránya látható $n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, illetve $n = 2,715 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűség esetén az első magokra $Z = 26$ -31-ig, $N = 30 - 38$ -ig.

18. táblázat. A neutronbefogások aránya az összes átalakuláshoz viszonyítva

$$(f_n), \text{ ha } n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$$

ZIN	30	31	32	33	34	35	36
26	1	1	1	$7,4 \cdot 10^{-3}$	0,99995	$3,3 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-8}$
27			1	0,53105	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$5,1 \cdot 10^{-7}$	$3,5 \cdot 10^{-8}$
28			1	1	1	0,89344	1
29					1	0,00073	1
30					1	0,22237	1

19. táblázat. A neutronbefogások aránya az összes átalakuláshoz viszonyítva

$$(f_n), \text{ ha } n_n = 2,715 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

ZIN	30	31	32	33	34	35	36
26	1	1	1	0,06969	0,99995	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$
27			1	0,91885	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-7}$
28			1	1	1	0,98821	1
29					1	0,00725	1
30					1	0,74090	1

20. táblázat. A bétabomlások aránya az összes átalakuláshoz képest (f_β), ha

$$n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$$

ZIN	30	31	32	33	34	35	36
26	0	0	0	0,99257	$4,6 \cdot 10^{-5}$	0,99999	0,999999
27			0	0,46898	0,99999	0,999999	0,999999
28			0	0	0	0,10166	0
29					0	0,99928	0
30					0	0,77763	0

21. táblázat. A bétabomlások aránya az összes átalakuláshoz képest (f_β), ha

$$n_n = 2,715 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-1}$$

ZIN	30	31	32	33	34	35	36
26	0	0	0	0,93031	$4,6 \cdot 10^{-6}$	0,99999	0,99999
27			0	0,08115	0,99986	0,999999	0,999999
28			0	0	0	0,01179	0
29					0	0,99275	0
30					0	0,25910	0

A ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ esetén $n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűségnél százszor valószínűbb a bomlás, mint a befogás, de a ${}^{60}_{26}\text{Fe}$ hosszú felezési ideje miatt közel harmincezerszer valószínűbb a befogás, mint a bétabomlás. Nagyobb neutronsűrűség jelentősen javítja a befogás esélyét, az arányok meg is fordulhatnak. Például ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ esetén $n = 2,715 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűségnél már csak tizenötször valószínűbb a bomlás, mint a befogás. ${}^{65}_{30}\text{Zn}$ -nél is megfordul az arány.

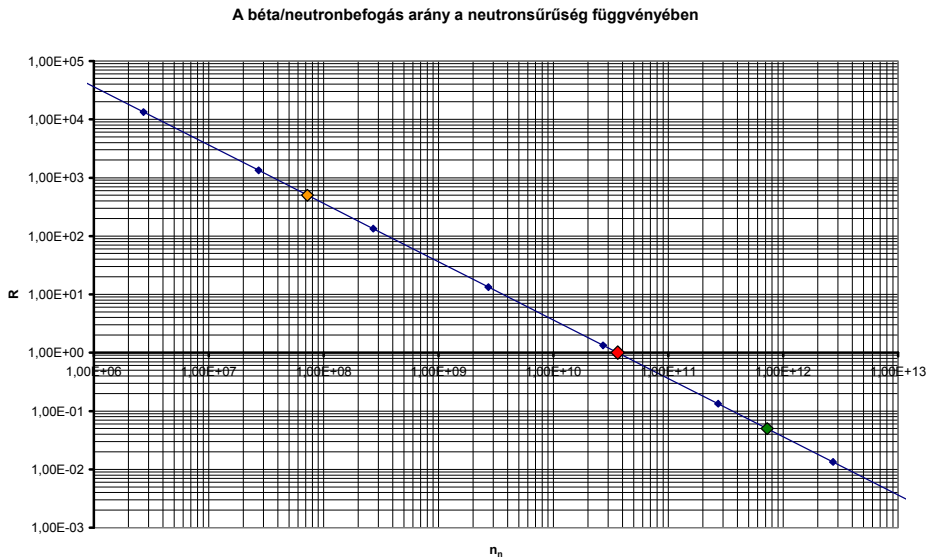
A neutronsűrűség csökkenésével a bomlások hatása erősödik. Kiemeljük, a sávon belül változnak az arányok, és lehet mag, ami a sáv szélére kerül, vagy kiszorul a sávból, ahol az átlépési küszöb miatt nem lehetséges továbbjutni a neutrongazdag oldalra.

A valószínűségekhez szükséges a magok megfelelő száma is (1. 3.2 szakasz), hogy ebből hozam legyen. Nagyobb neutronsűrűség esetén a neutronbefogási arányok növekszenek, a bomlási arányok csökkennek, a sáv szélesedik.

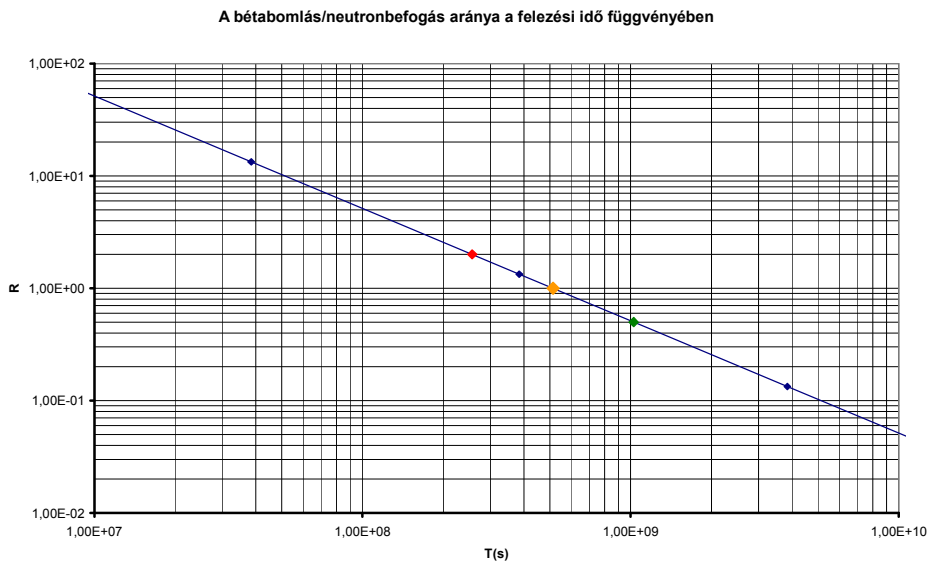
Talán az elágazási aránynál is érdekesebb a 44. és 45. ábrákon mutatott közönséges arány [12]:

$$R = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_n} = \frac{\ln 2}{T \cdot n_n < \sigma v >}, \quad (5.1.1)$$

amelyet bármely (Z,N) magra kiszámolhatunk.



44. ábra A bétabomlás és neutronbefogás aránya a neutronsűrűség függvényében. Az ábrán megjelöltük az 500, az 1 és a 0,005 értéket.

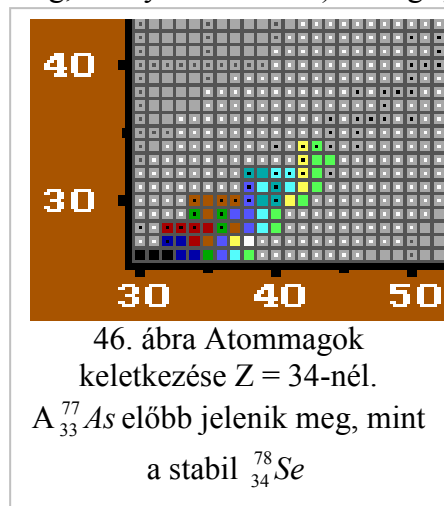


45. ábra A bétabomlás és neutronbefogás aránya a felezési idő függvényében. Az ábrán megjelöltük az $\frac{1}{2}$, 1, 2 értékeket.

Láthatóan adott R estén a felezési idő és a neutronsűrűség között fordított arányosság van, ha a $\langle \sigma v \rangle$ értéket rögzítjük. Azt is megnézhetjük, hogy egy adott magra (például ${}^{59}_{26}\text{Fe}$, $T = 44,5$ nap) hogyan változik R a neutronsűrűség

függvényében (44. ábra), illetve a felezési idő függvényében (45. ábra) $n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ neutron-sűrűség esetén.

Vizsgáljuk meg a Käppeler átfogó írásaiból [18,20] átvett 10. ábrán található elágazásokat. Tekintsük az ott elágazónak jelölt elemeket: ${}^{63}_{28}\text{Ni}$, ${}^{79}_{34}\text{Se}$ és ${}^{85}_{36}\text{Kr}$. Korábban megmutattuk, hogy a ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ is elágazó elem (és az összes nem stabil mag, amely a sávba esik). Vizsgáljuk meg, mi ezeknél a helyzet.



${}^{63}_{28}\text{Ni}$: Az általunk alapul vett 30 keV-hez tartozó értékek $\lambda_n = 1,84 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$, és $\lambda_\beta = 2,20 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$. Ha egy nagyságrenddel kisebb neutron-sűrűséget nézünk, akkor az értékek közel egyenlők, ahogy Käppeler írta; most viszont a befogás tízszer valószínűbb, mint a bomlás.

${}^{79}_{34}\text{Se}$: a szelén elágazása már Clayton alpművében is szerepel [17]. A magok keletkezése nem a stabil szeléneken, hanem a bomlékony ${}^{77}_{33}\text{As}$ -en keresztül, a stabil magok alatt lép előre (46. ábra)!

Ami az ábrán látható, a stabil ${}^{77}_{33}\text{As}$ a szintén stabil ${}^{76}_{34}\text{Se}$ -ből neutronbefogással keletkezett, de a stabil ${}^{78}_{34}\text{Se}$ keletkezését megelőzte a bétabomló ${}^{77}_{33}\text{As}$ keletkezése (felezési ideje 38,83 h), ami csak a szintén bétabomló ${}^{76}_{33}\text{As}$ -ből (felezési ideje 1,09 nap) keletkezhett neutronbefogással.

A ${}^{85}_{36}\text{Kr}$ még nem keletkezett.

${}^{59}_{26}\text{Fe}_{33}$: az egyensúlyi mennyiség folytonosan jelen van ebből a magból és a ${}^{60}_{27}\text{Co}_{33}$ -ból is a folyamat során.

${}^{63}_{28}\text{Ni}$: Az elágazásban nagyobb a neutronbefogások száma, mint a bétabomlásoké. Itt az elágazási arány $f_n = 0,89344$, ha a neutron-sűrűség $n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ és $f_n = 0,45607$, ha $n_n = 2,715 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Az előbbi eset világos, az utóbbit jobban körül kell járni. Nem feledkezhetünk meg a hatáskeresztmetszetekről, hogy értelmezni tudjuk a helyzetet (22. táblázat).

A ${}^{63}_{28}\text{Ni}$ -nak ugyan közel egyenlő a hozama a stabil ${}^{63}_{29}\text{Cu}_{34}$ és a stabil ${}^{64}_{28}\text{Ni}_{36}$ felé (adatok a 18-21. táblázatokban), de a réznek háromszor akkora a neutronbefogási hatáskeresztmetszete, így az gyorsabban lép tovább a ${}^{64}_{29}\text{Cu}_{35}$ rézre, amelynek még jelentősebb a hatáskeresztmetszete, ráadásul az elágazó bomlás miatt a ${}^{64}_{28}\text{Ni}_{36}$ -et jobban gyarapítja (elágazási arány $61:41 = \varepsilon : \beta$).

Ennek számunkra két tanulsága is van: *a*, számít a hatáskeresztmetszet; *b*, nem feltétlenül arra gyors a magkeletkezés, ahol sok mag látható.

22. táblázat. Az egyes magok neutronbefogási hatáskeresztmetszete mb egységekben 30 keV-en

Z\N	44	45	46	47	48	49	50
34	298	518	210	565	96	446	68
35	60	148	381	426	686	960	688
36	134	89	686	467	381	960	295
37	24	55	75	251	430	894	927
38	44	89	1237	189	790	368	525

Azt is láthatjuk a 37. ábrán, hogy még itt is szélesedés figyelhető meg a neutronsűrűség növelése esetén. Az $n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűségnél a ${}^{60}_{26}\text{Fe}_{34}$ is megjelenik (37. ábra, bal).

A következő érdekes helyszín a szelén környékén, a ${}^{79}_{34}\text{Se}_{45}$ -nél található ($T = 2,95 \cdot 10^5 \text{ év}$ [28]). Nézzük, mit mond a klasszikus kép [18] 10. ábra, és mit mutat a keskeny sávra korlátozott modell 37. ábra. A klasszikus képen látható elágazás stabil brómja és kriptonja (${}^{79}_{35}\text{Br}_{44}$ és ${}^{80}_{36}\text{Kr}_{44}$) nem keletkezik a modellben, csak a neutronbefogásos úton halad a magszintézis. Ezt mutatja a 23. táblázat is, ahol feltüntettük az egyes magokból az ezeréves futás során keletkezett mennyiségeket.

23. táblázat. Az egyes magok mennyisége ezer év elteltével a kevés részecskés nagy időalapú futásnál a szeléntől kezdve

Z\N	44	45	46	47	48	49	50
34	$6,2 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^5$				
35			$1,8 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^1$			
36			$4,0 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^5$	$9,9 \cdot 10^1$	
37					$1,5 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^2$	
38					$6,4 \cdot 10^4$	$4,9 \cdot 10^4$	$7,6 \cdot 10^5$

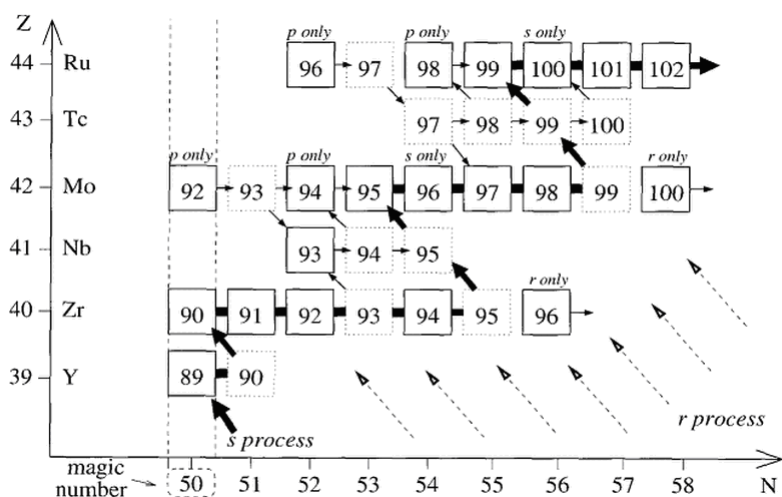
${}^{79}_{34}\text{Se}_{45}$ -nél az elágazási arány a neutronbefogás felé $f_n = 0,999564$ még $n_n = 2,715 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűségnél is, tehát itt csak átlép. Gyakorlatilag stabil elemként viselkedik. A stabil szelén utáni ${}^{81}_{34}\text{Se}_{47}$ viszonylag gyorsan bomlik. De már az eggyel nagyobb rendszámú ${}^{82}_{35}\text{Br}_{47}$ -nek százszor nagyobb a felezési ideje, nem is bomlik mind el a folyamat közben, jelen marad.

A következő elágazó elem a $^{85}_{36}\text{Kr}_{49}$ -nél $f_n = 0,08249865$, vagyis ezen a neutronsűrűsége nem szeret neutron befogni. Tehát a számok azt mutatják, hogy a magszintézis a modellünk szerint halad az ilyen korlátozott körülmények között. Ez Lugaronál, Karakasnál [11] is így van.

A $^{86}_{36}\text{Kr}_{50}$ azonban még $n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűségnél sem jelenik meg. Meg kell néznünk, hogyan alakul a helyzet, ha modellünk korlátozásmentesen működik (l. 5.4 szakasz).

24. táblázat. Az egyes magok mennyisége ezer év elteltével a kevés részecskés nagy időalapú futásnál a cirkóniumtól kezdve

Z\N	52	53	54	55	56	57	58
40 (Zr)	$8,6 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^4$		
41 (Nb)			$8,7 \cdot 10^2$		$1,0 \cdot 10^0$		
42 (Mo)		$8,9 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^4$	$9,9 \cdot 10^3$	$4,0 \cdot 10^4$	$5,8 \cdot 10^1$	
43 (Tc)					$4,2 \cdot 10^3$		
44 (Ru)					$1,9 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^4$



47. ábra A magtáblázat itterbiumtól ruténiumig [15]

A következő összehasonlítási pont a $^{94}_{40}\text{Zr}_{54}$ már korábban szerepelt a 11. ábrán [15]. Modellünkön hasonló látható, de az összes csatorna (elágazás) nyitva van már $n_n = 2,715 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűség mellett is. Itt a hatvannegy

nap felezési idejű ${}^{95}_{40}\text{Zr}_{55}$ mag a helyzet kulcsa, a ${}^{96}_{40}\text{Zr}_{56}$ már gyakorlatilag stabil. A ${}^{97}_{40}\text{Zr}_{57}$ összhangban a 47. ábrával, a modellünk alapján sincs. A ${}^{96}_{40}\text{Zr}_{56}$ viszont jelen van jelentős mennyiségben, és egy kevés ${}^{97}_{41}\text{Nb}_{56}$ is, ami arra enged következtetni, hogy ${}^{97}_{40}\text{Zr}_{57}$ átmenő elemként megjelenik, és rögtön bomlik, tehát az ábrán jelölt másik út is működik. A ${}^{95}_{40}\text{Zr}_{55}$ -ből több ${}^{96}_{40}\text{Zr}_{56}$ keletkezik, mint ${}^{95}_{41}\text{Nb}_{54}$.

Ha Lugaro ábráját nézzük, tovább is összehasonlíthatunk (47. ábra). A ${}^{96}_{40}\text{Zr}_{56}$ modellünk korlátozása esetén is jelen van, pedig r-mag, ugyanakkor a szintén r-mag ${}^{100}_{42}\text{Mo}_{58}$ azonban nincs (47. ábra). Hasonlóan vizsgálódhatnánk ${}^{113}_{48}\text{Cd}_{65}$ és ${}^{121}_{50}\text{Sn}_{71}$ magoknál is.

5.2 r-magok megjelenése

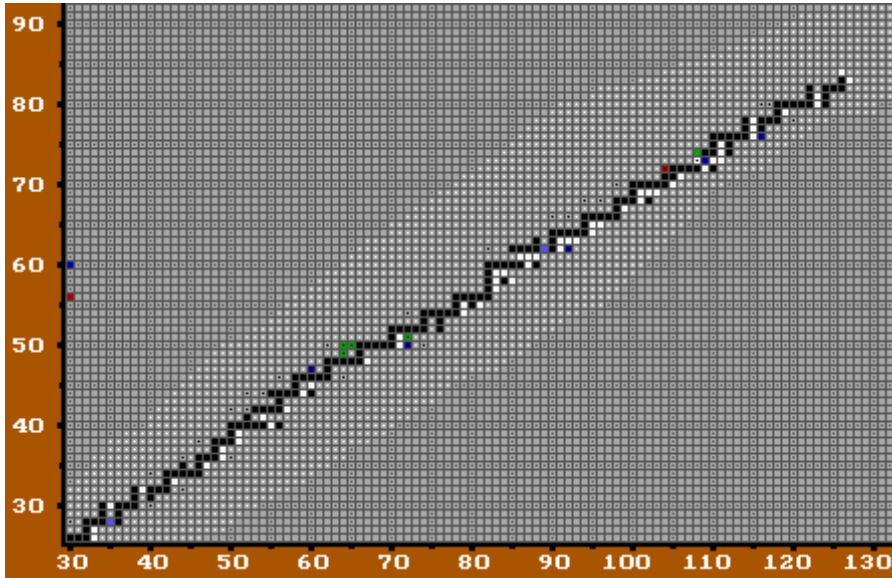
Az első három r-mag Käppeler szerint ${}^{70}_{30}\text{Zn}$, ${}^{76}_{32}\text{Ge}$, ${}^{82}_{34}\text{Se}$ (l. 10. ábra). Bár ezek a magok más folyamatokban is keletkezhetnek [36], ezeket modellünk nem tartalmazza, tehát a neutronbefogási folyamatban történő keletkezés szerint ezek r-magok. Csupán a gyakoriság szerint nem tudjuk ezeket a magokat a modellel összehasonlítani az eltérő keletkezési lehetőségek miatt.

A kezdeti magszintézis alatt a ${}^{70}_{30}\text{Zn}$ -en jelentősen túllépett a sáv, a ${}^{72}_{30}\text{Zn}$ a szélső mag, és mennyisége is jelentős. A másik kettőhöz több idő kell. Kevés kiinduló mag esetén $n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűséget alkalmazva (4.4 szakasz) a legtöbb r-nek mondott mag megjelent, de még $n_n = 2,715 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ -nél is kilenc: ${}^{96}_{40}\text{Zr}_{56}$, ${}^{104}_{44}\text{Ru}_{60}$, ${}^{118}_{42}\text{Te}_{76}$, ${}^{148}_{60}\text{Nd}_{88}$, ${}^{154}_{62}\text{Sm}_{92}$, ${}^{170}_{68}\text{Er}_{102}$, ${}^{186}_{74}\text{W}_{112}$, ${}^{192}_{76}\text{Os}_{116}$, ${}^{204}_{80}\text{Hg}_{124}$. Kijelenthetjük, hogy r-magok mérsékelt mennyiségben s-folyamatban is keletkeznek (48. ábra). Mennyiségükről tájékoztat az 5.5 szakasz.

25. táblázat. A tisztán r-, illetve s-folyamatban keletkező magok [36]. lgY a magszám szerinti gyakoriság logaritmusát jelöli (Si-ra lg Y =6).

	r-magok			s-magok		
	Név	lgY	Z, N	Név	lgY	Z, N
1.	Zr	-0,496	40, 56	Mo	-0,38	42, 54
2.	Mo	-0,609	42, 58	Ru	-0,63	44, 56
3.	Ru	-0,461	44, 60	Pd	-0,82	46, 58
4.	Pd	-0,785	46, 64	Cd	-0,7	48, 62
5.	Cd	-0,914	48, 68	Sn	-0,26	50, 66
6.	Sn	-0,745	50, 72	Te	-0,93	52, 70
7.	Sn	-0,644	50, 74	Te	-0,65	52, 72
8.	Te	0,185	52, 76	Xe	-0,99	54, 74

	r-magok			s-magok		
	Név	lgY	Z, N	Név	lgY	Z, N
9.	Te	0,22	52, 78	Xe	-0,7	54, 76
10.	Xe	-0,321	54, 80	Ba	-0,96	56, 78
11.	Xe	-0,405	54, 82	Ba	-0,46	56, 80
12.	Ce	-0,9	58, 84	Nd	-0,65	60, 82
13.	Nd	-1,324	60, 88	Sm	-1,54	62, 86
14.	Nd	-1,33	60, 90	Sm	-1,72	62, 88
15.	Sm	-1,161	62, 90	Gd	-3,18	64, 88
16.	Sm	-1,232	62, 92	Gd	-2,15	64, 90
17.	Gd	-1,141	64, 96	Dy	-2,04	66, 94
18.	Er	-1,428	68, 102	Yb	-2,12	70, 100
19.a.	Yb	-1,5	70, 106	Lu	-2,96	71, 105
19.b.				Hf	-2,1	72, 104
20.	W	-1,423	74, 112	Os	-2,06	76, 110
21.	Os	-0,558	76, 116	Pt	-1,98	78, 114
22.	Pt	-1,015	78, 120	Hg	-1,46	80, 118
23.	Hg	-1,633	80, 124	Pb	-1,21	82, 122



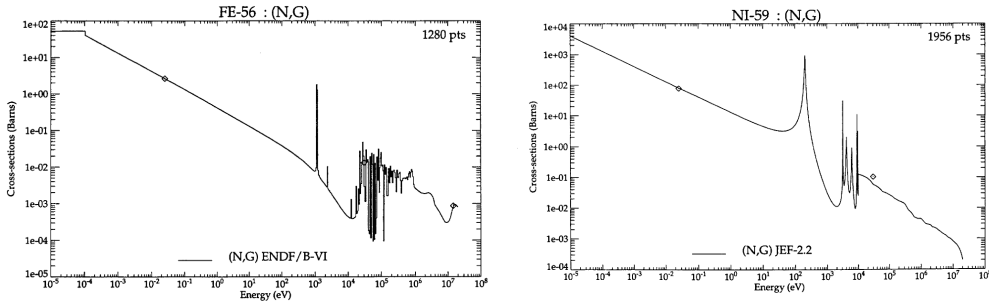
48. ábra A 37. ábra jobb oldala bomlás után. Sok r-mag kialakult.

5.3 r-folyamatra jellemző neutronsűrűség

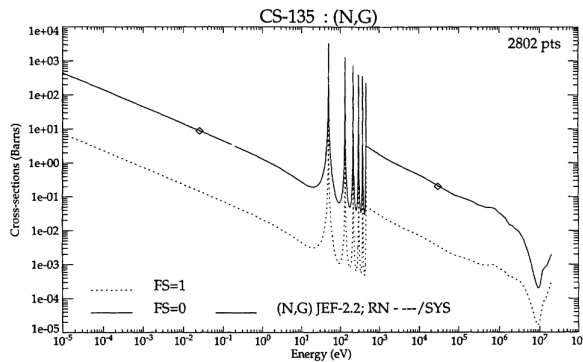
Célunk főként a klasszikus s-folyamat, vagyis a kis neutronsűrűség mellett megvalósuló magszintézis vizsgálata volt. A modell lehetőségei alapján úgy éreztük, hogy érdemes megvizsgálni a magkeletkezést az r-folyamatra jellemző neutronsűrűség mellett is. Itt azonban a neutronsűrűséggel mértéktartónak kell

lennünk, mert ezzel a modellel nem léphetünk túl az ismert adatok tartományán. Mivel az adattartományunk [28] szűkösnek bizonyult, ehhez a feladathoz további adatokat kerestünk, [39] alapján kibővítettük illetve korrigáltuk a felezési időket. A két adatbázis adatai a közös tartományban néhol jelentős eltérést mutatnak, de többnyire jó egyezést. A felezési idők egy részénél a [28] forrásban jelezve van, hogy nem mért adatok. A felezési idők hőmérsékletfüggése is ismeretes [40].

A bizmut feletti régió hatáskeresztmetszetei is igen hiányosak. Ezzel kapcsolatban a 8. fejezetben foglaljuk össze megfigyeléseinket. Az ott nyert adatokat itt is felhasználjuk. Azzal persze tisztában vagyunk, hogy itt nem a 30 keV-hez tartozó értékekre van szükség, a hatáskeresztmetszetek a gyors futásnál kisebbek. A hatáskeresztmetszetek sebesség (energia) függése miatt (1.5.3 szakasz) a $\lambda_n = n_n < \sigma v >$ kifejezésben a $< \sigma v >$ szorzat csak a rezonanciák miatt változhat meg, amelyek vagy vannak, vagy nincsenek, ahogy például a 49-50. ábrákon látjuk [41].



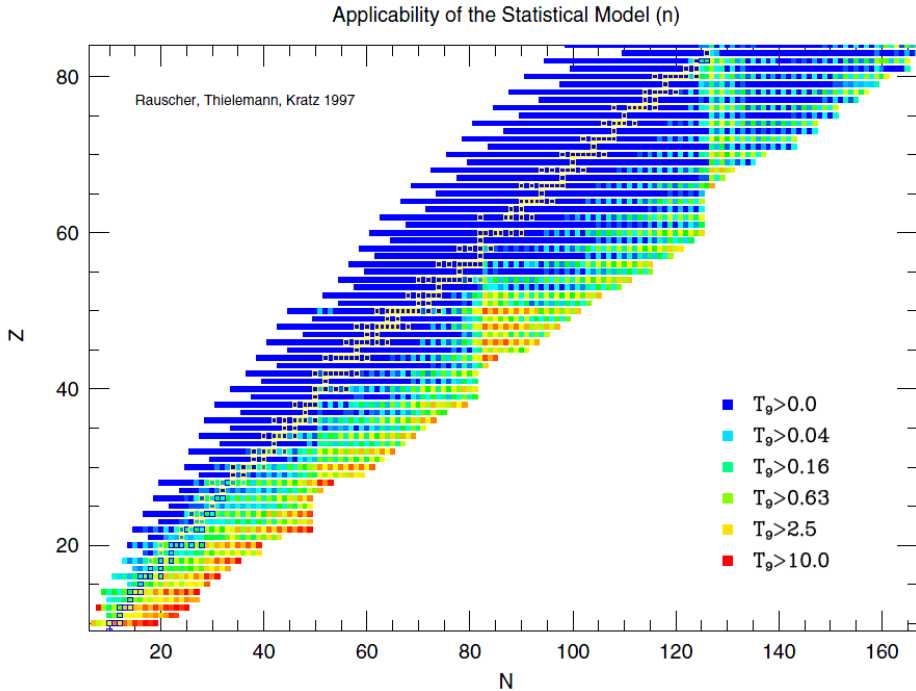
49. ábra A hatáskeresztmetszet energiafüggése vas-56-nál, illetve Ni-59-nél



50. ábra A hatáskeresztmetszet energiafüggése ^{135}Cs -nél

Az irodalmi adatok szerint [42], a hőmérséklet r -folyamatok esetén $0,7 \cdot T_9 - 6 \cdot T_9$ tartományba esik, ezért a neutronbefogási hatáskeresztmetszetet a 60-510 keV tartományban kell ismernünk. Az 49-50. ábrákon látható három esetet elemezve vasnál és céziumnál teljesül a $< \sigma v >$ szorzat állandósága, míg

nikkelnél $\sigma \sim E^{-0,7} \sim v^{-0,286}$, vagyis az energiafüggés miatt a szorzat nem állandó. Ezt a körülményt figyelembe lehetne venni, de mostani célunkhoz nem szükséges. Noha az időegység alatti befogás valószínűségét a $\lambda_n = n_n \langle \sigma v \rangle$ szorzat határozza meg (l. 1.6 rész), igazán csak a neutronűrűség változik.



51. ábra Az egyes magok esetén mely hőmérséklettől használhatók a Hauser-Feshbach-modell alapján számított hatáskeresztmetszetek

A Hauser-Feshbach (statisztikus) modell szerint a hatáskeresztmetszetek megfelelő körülmények között számíthatók. A modell korrekt alkalmazhatóságának feltétele az elegendően nagyszámú energiaszint az összetett magban. Ez általában közepes és nehéz magokra teljesül [38,43].

Az egyes magok esetén az alkalmazhatóság feltétele a megfelelő energiatartomány, vagyis a megfelelő környezeti hőmérséklet. Neutronbefogás esetén az 51. ábra mutatja az egyes magoknál milyen hőmérsékleten alkalmazható [43]. Ez azt jelenti, hogy mind s-, mind r-folyamat esetén a számításba jöhető magok megfelelnek ennek a feltételnek.

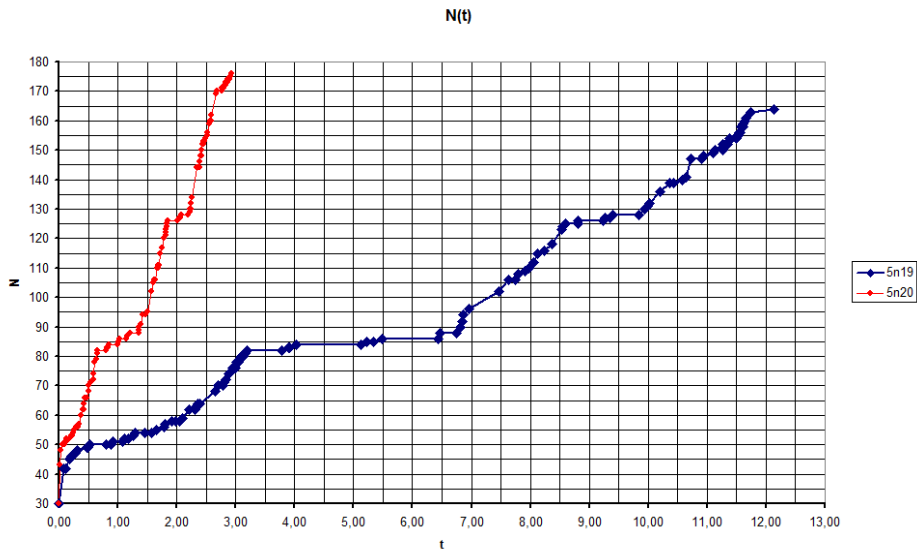
Itt megemlítjük, hogy a klasszikus r-folyamat esetén (1.6.1) helyett más differenciálegyenlet-rendszert használnak:

$$\frac{dN_Z}{dt} = \lambda_{n_{Z-1}} N_{Z-1}(t) - \lambda_{n_Z} N_Z(t). \quad (5.3.1)$$

26. táblázat. A számított hatáskeresztmetszetek alkalmazhatóságának hőmérsékleti feltétele

T_9	$T(keV)$	Nukleoszintézis
0	0	
0,04	3	
0,16	12	
0,35	30	s-folyamat
0,63	54	
0,7	60	r-folyamat alsó határ
2,5	214	
10	860	

Az elméleti megfontolás az s-folyamattól eltérő közelítésen alapszik. A fotodezintegráció következtében kialakuló várározási pont miatt az $(n, \gamma) \leftrightarrow (\gamma, n)$ egyensúlyi folyamat csak bétabomlással tud továbblépni [12,42,44]. Megközelítésünk szerint minden egyes mag várározási pont: addig nincs továbblépés, míg az átjutási küszöbmennyiség össze nem gyűlik. Ez lassú és gyors folyamatok esetén is így működik. Az r-folyamat esetén a mágikus számoknál több várározási pont alakul ki nagyjából egymás felett.



52. ábra A besugárzás közben elért neutronszám az idő függvényében $n_n = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ és $n_n = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ neutron-sűrűség esetén. A várározás hosszát a görbék meredeksége mutatja.

Modellünk szerint nincs szükség az s- és r-folyamatok között különbséget tenni. Ez az eset is benne van az általános differenciálegyenlet-rendszerben (2.2.1). Ami a modellben korlátot jelent az, hogy a fotodezintegrációt nem

vettük figyelembe az egyenletekben. Ez azt jelenti, hogy túl magas hőmérsékleten, vagy a neutron *drip line*-ig kivívó nagy neutronsűrűség esetén nem alkalmazható. Például $n_n = 4,85 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ és $T = 2,5T_9$ esetén a 190-es túlium izotóp esetén ($^{190}_{69}\text{Tm}_{121}$) az (n, γ) és (γ, n) folyamat esetén egyenlő lesz az átlagos élettartam [45]. Az általunk vizsgált esetekben hat nagyságrenddel kisebb a neutronsűrűség.

Elsőként kevés részecskéből ($N = 3 \cdot 10^5$) kiindulva próbáltuk a klasszikus r-folyamatot modellezni. Itt az időalapot nem vehetjük nagyinak, $ta = 0.5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$, tehát fél milliomod másodperc. A besugárzási időt úgy választottuk meg, hogy legalább az általunk belátható $N = 176$ neutronsámszámig eljusson a szintézis. A szükséges besugárzási idő $3 \cdot 10^5$ kiindulási $^{56}_{26}\text{Fe}_{30}$ esetén ezért 3,2-13,4 s. Amennyiben több vasból indulunk ki, itt is igaz, hogy jóval kevesebb idő elegendő. A szükséges idő irodalmi értéke Claytonnál és Schrammnál négy-öt másodperc [46,47], Qiannál 5-20s [48]. A hőmérséklet nálunk direkt módon nem jelenik meg, Claytonnál [46] $T \approx 1 - 2.4T_9$, Schrammnál $T \approx 0,6 - 7T_9$. A neutronsűrűségek körülményektől és irodalmi forrásoktól függően különbözőek: Schrammnál $n_n = 10^{19} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, míg Claytonnál jóval magasabb. Fontos kiemelni, hogy a besugárzási idő modellünkből természetes módon adódik, vagyis a felhasznált felezési idő, elágazási arány és hatáskeresztmetszet adatokból direkt módon következik.

Az 52. ábra illetve a 27. táblázat mutatja a várakozási időket. A várakozási időre kapott érték erősen függ a kezdeti részecskeszámától. Itt a kevés részecskés (klasszikus) megközelítés adatai láthatók. A grafikon menetéből látható a várakozás időtartama, ha az állás helyett a kevésbé meredek szakaszokat tekintjük. A növekvő neutronsűrűség a várakozási szakaszokat is meredekebbé teszi.

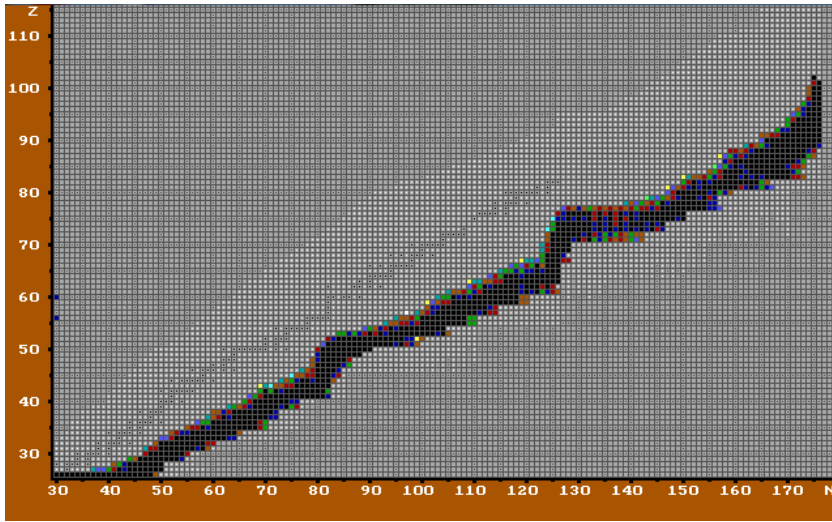
27. táblázat. Az r-folyamat jellemző várakozási idői az egyes várakozási pontokon

Modell	N = 50	N = 82	N = 126
Clayton	0,5	2	4
$n_n = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	0,704	3,56	1,25
$n_n = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	0,04	0,69	0,38

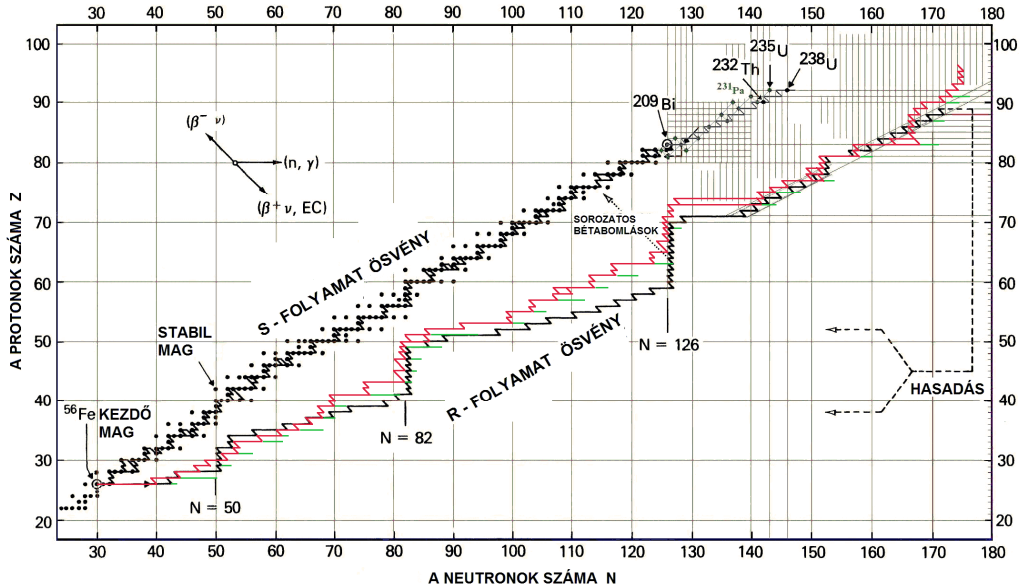
Egy korábbi műben *Blake és Schramm* már javasolt alternatívát az r-folyamat körülményeire [42,47]. Náluk a neutronsűrűség $n_n = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ volt (Blake–Schramm-féle paraméterezés 1976). Banerjee, Haxton és Quin még kisebb értéket is elképzelhetőnek tart az r-folyamat ECH (Epstein-Colgate-Haxton) modellje alapján [48] $n_n \geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Mint jeleztük, igazából nem célunk az r-folyamat részletes és pontos vizsgálata, csupán a modell ellenőrzése céljából tértünk ki rá. Célunk annak

ellenőrzése, hogy a magkeletkezés itt is sávosan történik. Az adatproblémák miatt, csak általános észrevételeket tehetünk, amelyek azonban fontosak.



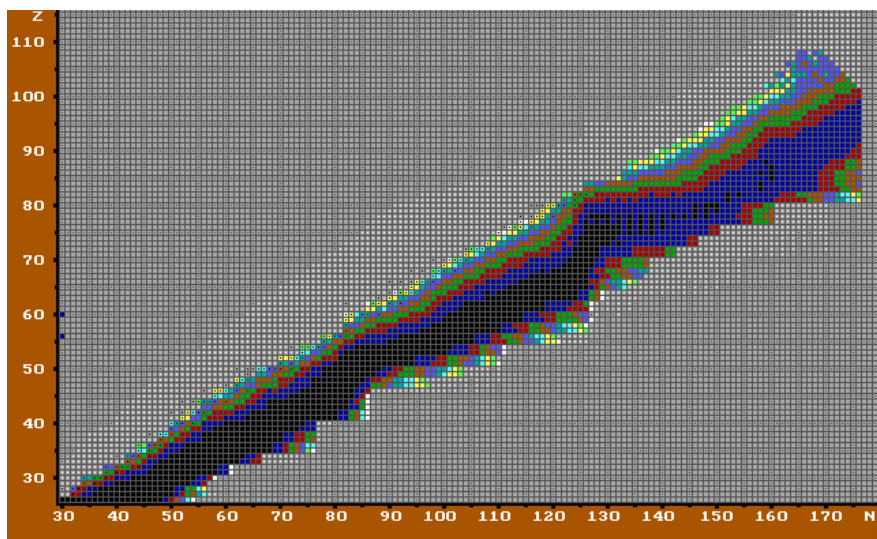
53. ábra A magszintézis vége felé $n_n = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ $N = 3 \cdot 10^5$ db.



54. ábra A magkeletkezés a klasszikus ábrán. A pirossal jelölt vonal a felfelé lépések helyét jelzi a sávon belül, tehát nem igazi r-ösvény. A zöld vonalak jobb szélé a jobbra lépések helyét jelzi. Az eredeti ábra esetén [12] $n_n = 1 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, modellünkénél $n_n = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Az 53. ábra mutatja a többszöri adatbázis-bővítés után nyert futásképet. Bár több furcsa részlet látható, lényegében a várakozásnak megfelelően alakult az ábra. Hogy ez valóban így van, érdemes összevetni a képet a 9. ábrával, amit itt kibővítve láthatunk (l. 54. ábra). A magszintézis egy szálon indul a vasnál, de utána megjelenik a sáv. Később is néhol egy szálon elfutás és utána kiszélesedés következik be. A részecskeszám további csökkentése esetén nem mozdult a folyamat a vasról. A magkeletkezés tehát vékony sávon indul és lép előre a megszaladásoknál, de hamar sávossá válik. A fő vonulat nagyjából megfelel az r-képnek, de vannak eltérések. A sáv az idő haladtával mindkét irányban szélesedik. A visszaszélesedés hatására egyes s-magok is tudnak keletkezni. A visszaszélesedés a felsőbb régiókban később éri el a stabilitási völgyet, ezért az s-magok mennyisége ott kevesebb lesz.

A 54. ábrán a piros vonal nem új r-ösvény, hanem a magasabb protonszámra átlépés helyeit jelzi a sávon belül $n_n = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ esetén. Az új magok elsődlegesen a neutronbefogás révén keletkeznek. A zöld vonal azt jelzi, hogy a besugárzás közben mennyi volt egy adott állapotban a legnagyobb elért neutronszám.

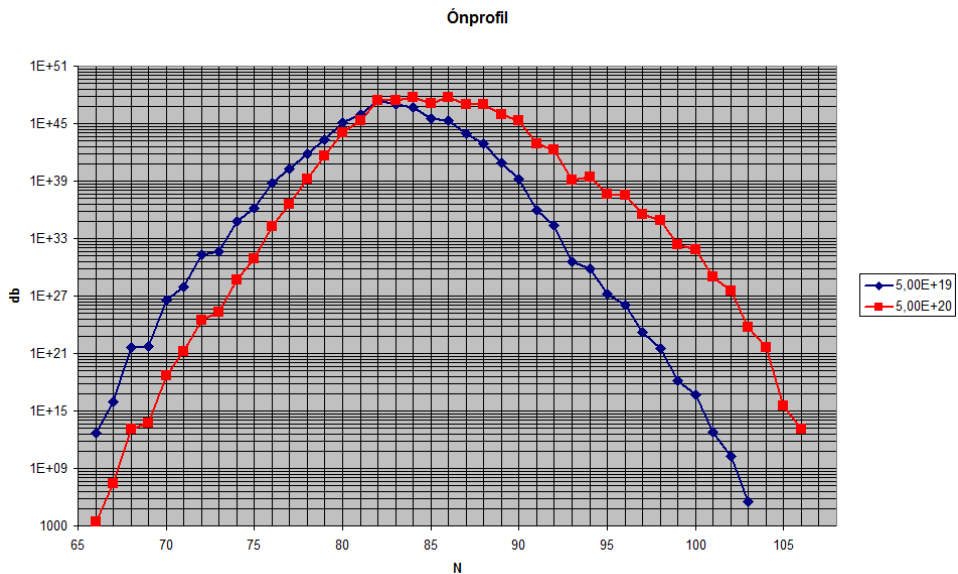
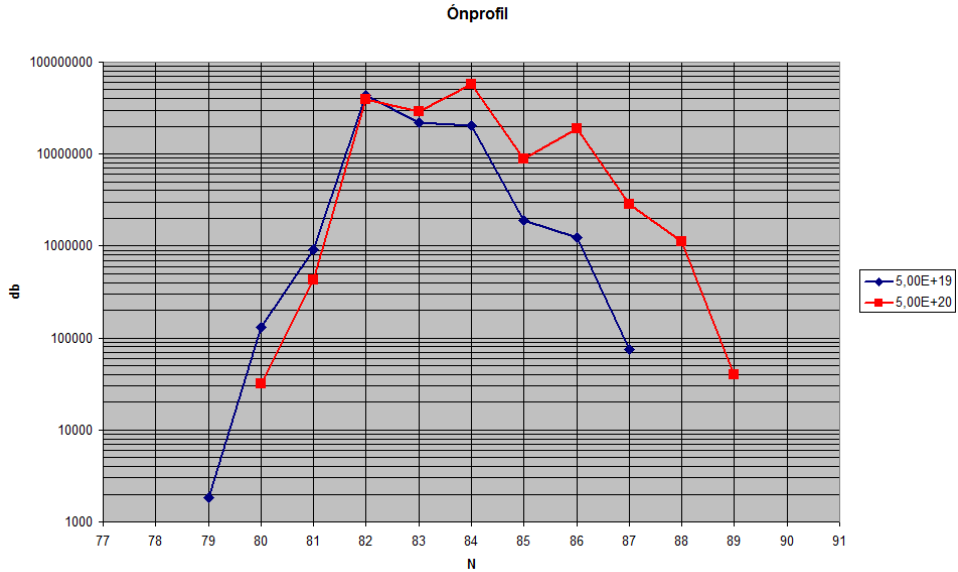


55. ábra A keletkezett magok sávja a besugárzás vége felé sok kezdeti vas és $n_n = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ esetén

Úgy tűnik, hogy a mágikus számok utáni emelkedések később, nagyobb rendszámoknál következnek be. Ezt a rendszámbeli növekedést jelző piros vonal mutatja. Ha a neutronszámbeli növekedést jelző zöld kiegészítéseket is figyelembe vesszük, egészen jó a megegyezés. A klasszikus r-ösvény a sáv belsejében halad.

Normál mennyiségű kiinduló vas esetén a magkeletkezés sokkal gyorsabb. Ha összehasonlítjuk a két futást $N = 3 \cdot 10^5$ és $N = 3 \cdot 10^{45}$ kiindulási vasmaggal, azt találjuk, hogy az utóbbi esetben mintegy hétszer gyorsabb a folyamat. Ha a

neutronsűrűséget $n_n = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ értékre növeljük, még megnégyszereződik a magszintézis sebessége. Így az ugyanakkora hozamhoz egy illetve fél másodperc összes idő elegendő. További érdekes jelenség a többcsatornás előrelépés. A már kialakult sáv nem egy ponton lép tovább, hanem több elkülönülő szálon egyszerre.



56. ábra Ónprofilok besugárzás közben a neutronsám függvényében

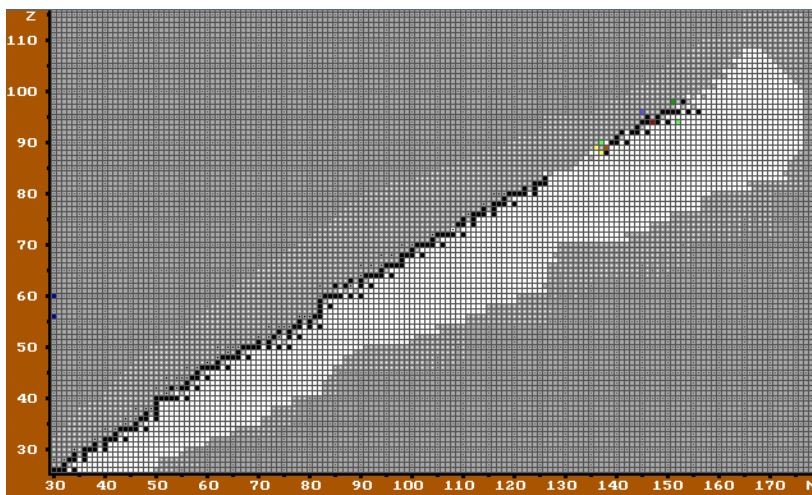
$$N_{Fe56} = 3 \cdot 10^5 \text{ és } N_{Fe56} = 3 \cdot 10^{45}$$

Sok kiinduló mag esetén a magszintézisben a leggyakoribb magok ugyanazok, mint kevés kiinduló mag esetén. A sáv nagyon széles (55. ábra). Itt

most a statisztikus jelleg másik oldala érvényesül, sok mag esetén a hosszabb felezési idejű magok közül is sok bomlik el korábban. Ez azt jelenti, hogy a sáv két irányba szélesedik: ugyan a nagy neutronfluxus miatt elszalad a folyamat a nagy neutrons számok felé, de az egész, már keletkezési egyensúlyban lévő tartomány közben lassan felfelé is lép, vagyis visszafelé is halad.

Az 56. ábrán az önprofilok láthatók különböző neutronsűrűség esetén. Mindkét esetben ugyanazok a leggyakoribb izotópok, de a nagyobb neutronsűrűségnél szélesebb a sáv. Jól látható a profil bal és jobb oldalának változása. A sáv szélessége azonban sok kiindulási mag esetén jelentős annyira, hogy egészen a stabilitási völgyig elér. Ennek megfelelően lehetséges a korábban jelzett s-magok keletkezése. Természetesen, ha nem logaritmikusan ábrázolunk, jól látható, hogy jelentős mennyiség a $Z = 81-89$ tartományba esik. De mint korábban írtuk a hozamok szempontjából fontos minden csatorna.

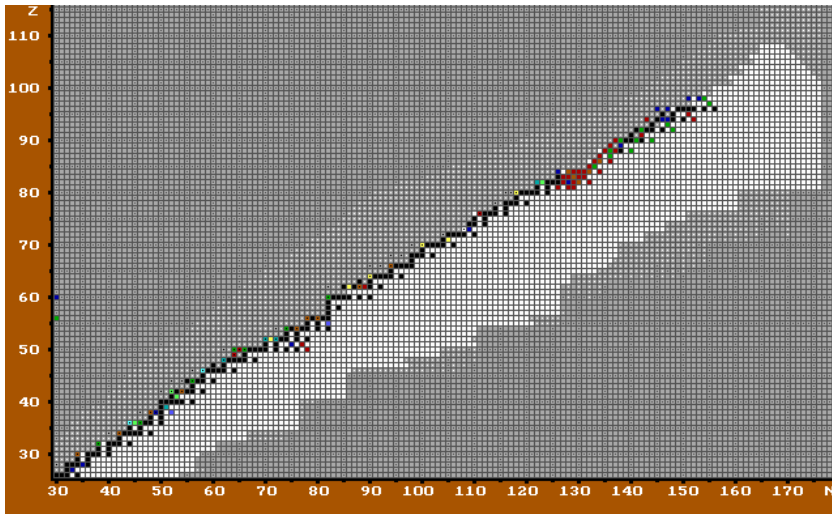
A kezdeti vas mennyiségétől függően alakul az r/s arány is. Itt is és lassú esetben is! Az 57. ábra alapján ki is jelenthetnénk, hogy s-magok nem keletkeznek r-folyamatban. Ha azonban az 55. ábrát tekintjük, vagy a bomlás utáni 58. ábrát, jól látható, hogy a sáv magkeletkezés eredményeképpen létrejöttek egyes s-magok. Arányuk persze nem nagy, de kizárólagos jellegről nem beszélhetünk. Néhány megfelelő helyzetű mag azonban még így sem keletkezett. A többi s-mag esetén a főleg s-folyamatban való keletkezés a fogalom tényleges jelentése. Eltérően tehát az r-magoktól, amelyek s-folyamatban közönségesen keletkeznek, itt az s-magok egy része keletkezhet. Hogy mennyi, az a körülményektől függ. A sáv fokozatos balra szélesedése miatt a kisebb rendszámoknál több eddig s-magnak gondolt mag keletkezik, nagyobb rendszámoknál kevesebb.



57. ábra A bomlás utáni kép $3 \cdot 10^5$ kezdeti vasmag és $n_n = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ esetén.
Az s-magok láthatóan hiányoznak

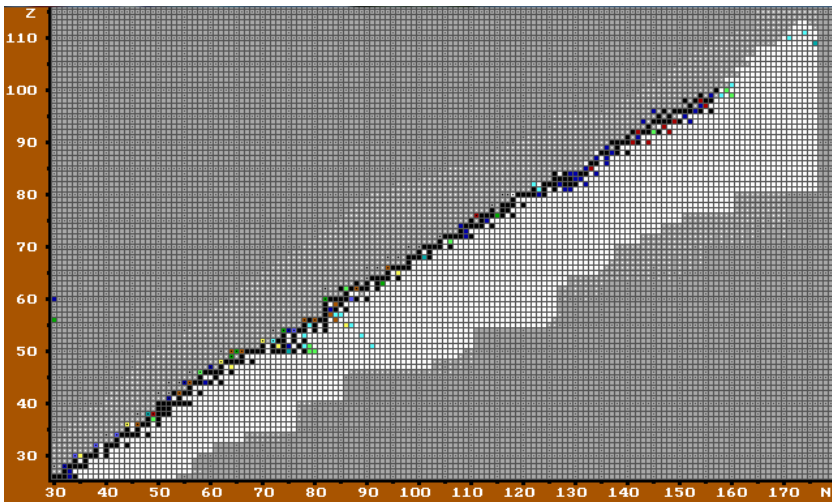
Ennek oka az, hogy az a bétabomló mag, amelyből az s-mag keletkezik, jelen volt, csak a neutronfluxus alatt nem tudott bomlani. A neutronfluxus

megszűnté után azonnal két kivételtől eltekintve keletkeztek az s-magok. Ezek a biztosan s-magok a $^{176}_{72}\text{Hf}_{104}$ és a $^{192}_{78}\text{Pt}_{114}$. Ha az r-folyamat nagyobb neutron-sűrűség mellett következik be, számuk emelkedik (59. ábra).



58. ábra A bomlás utáni kép $3 \cdot 10^{45}$ kezdeti vasmag és $n_n = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ esetén.
Az s-magok nagy része két kivétellel megjelent.

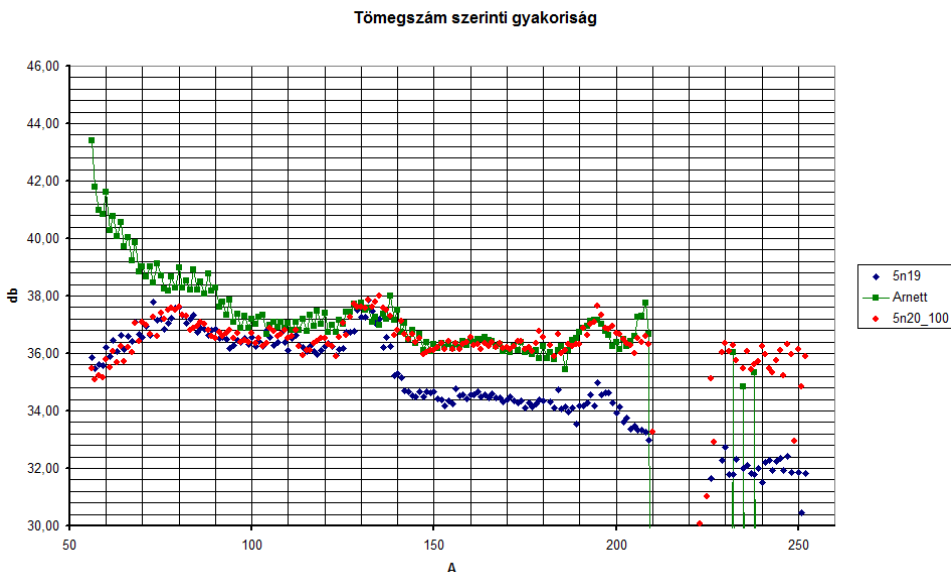
Például $n_n = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ neutron-sűrűség esetén még további három s-mag nem keletkezik: a $^{94}_{42}\text{Mo}_{52}$, a $^{98}_{44}\text{Ru}_{54}$ és a $^{100}_{70}\text{Yb}_{170}$. Ebből az következik, hogy ha a neutron-sűrűség nagyobb, akkor kevesebb s-mag keletkezik. Tovább árnyalhatja a helyzetet, ha nem állandó a neutronfluxus, illetve ha nem hirtelen ér véget, hanem lecsengő szakasszal.



59. ábra A bomlás utáni kép $3 \cdot 10^{45}$ kezdeti vasmag és $n_n = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ esetén.
Az s-magok nagy része öt kivétellel megjelent

Nem állíthatjuk, hogy az r-folyamat lefolyásáról valamilyen nagyon pontos észrevételt tehetünk a korlátozott mennyiségű és minőségű adatok miatt. A folyamat egészéről azonban igen. A sáv kialakul, nem magányos magok vesznek részt a magszintézisben, hanem sok mag, itt az r-folyamatnál magok tömege. Arról, hogy mennyi, a vasbecslésünk alapján lehet fogalmunk (l. 3.22 szakasz). Az ottani becslés alapján, figyelembe véve, hogy szupernóvává csak a legalább 10 naptömegnyi csillagok válnak (l. 1.3 szakasz), és metallicitásuk igen magas lehet, $N \approx 10^{50}$ vas is rendelkezésre állhat.

Még kell még néznünk a bomlás utáni képet (l. 55-57 ábra) és gyakoriságokat. Ezeknek modellünk adottságai miatt csak $A = 260$, $Z = 100$, $N = 160$ értékekig van használható információtartama. A 60. ábrán mutatott bomlás utáni gyakoriság viszonylag jól mutatja mindhárom r-csúcsot $A = 80$ -nál, 130 -nál és 195 -nél. Az $n_n = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűség jobb egyezést mutat. Jó az egyezés $A = 120$ -200-ig. $n_n = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűség mellett a platina csúcs nem elég jellegzetes, alulfejlett. Még egy nagyságrenddel nagyobb neutronsűrűség tűnik szükségesnek.



60. ábra A tömegszám szerinti gyakoriságok a modell alapján és a Naprendszerbeli gyakoriság

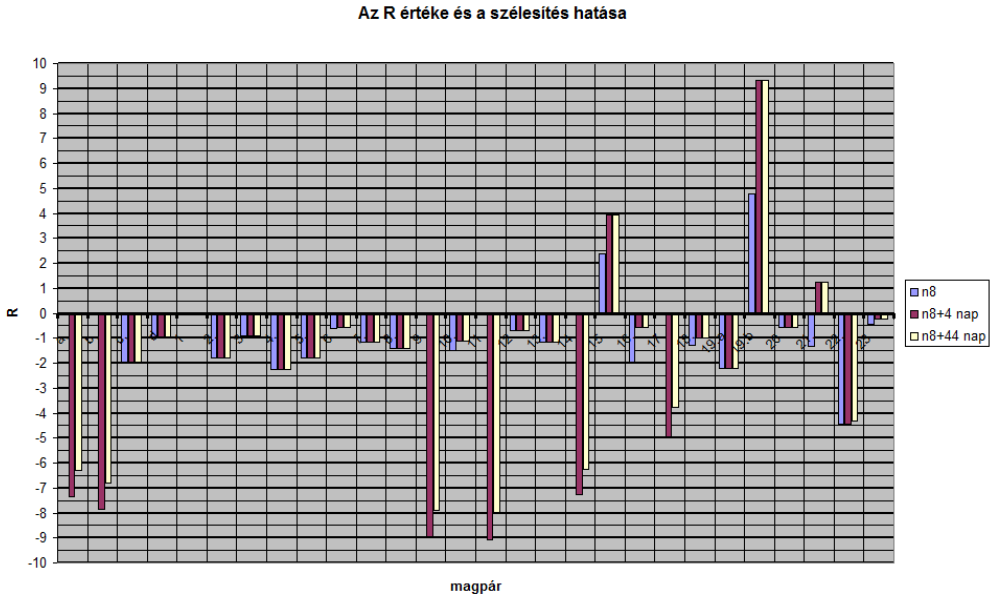
5.4 Az alapfutás érdekességei

A nagyon hosszú futásidő miatt teljes futást a lassú folyamatra jellemző $n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ értékkel nem tudunk egy másodperces időalappal készíteni (4.2 szakasz). Ezért gyorsításra van szükség, amit egy nagy időalapú előfutás, majd rövid időalapú befejezés segítségével érhetünk el. A tapasztalat azt mutatta, hogy nem szükséges az időalapot fokozatosan növelni, elég a legrövidebb időalappal befejezni a futást. Csupán elegendő időt kell hagyni,

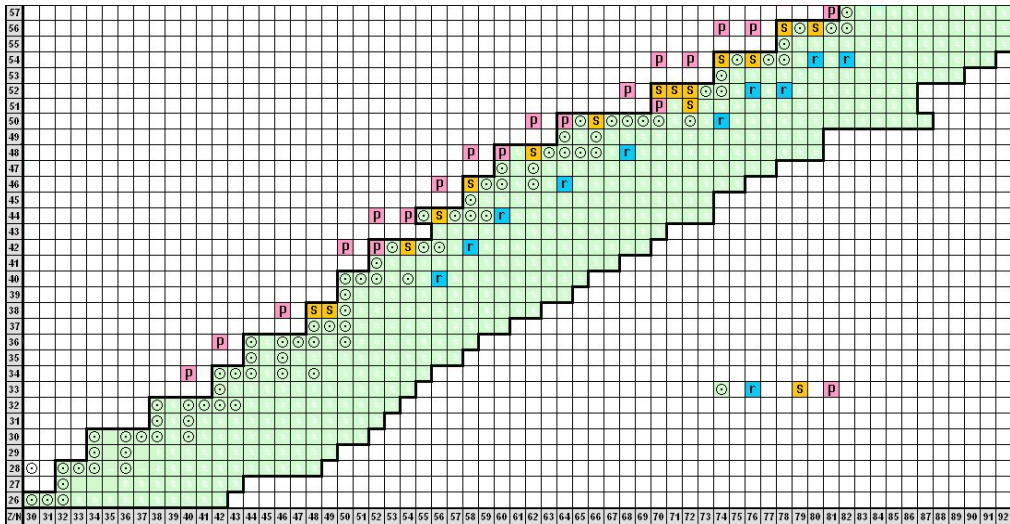
hogyan az egyensúlyok kialakuljanak. Ezt állandó fluxus esetén megtehetjük. Változó fluxust alkalmazva a maximális neutron-sűrűség esetén kell beiktatnunk egy rövid időalapú szakaszt és még a végén egy másikat. A százezer másodperc (kb. 1 nap) alapú kezdőfutást 1 s alapú futással fejeztük be. Az első fizikai ideje ezer év volt ($3,2 \cdot 10^{10} \text{ s}$), az azt követő futásé egy év. Az ezeréves futás integrált neutronfluxusa $\tau = 1.92 \text{ mb}^{-1}$, az után futásé $\tau = 1.92 \cdot 10^{-3} \text{ mb}^{-1}$.

A kiszélesedés nagyon gyorsan bekövetkezik. Az egyensúly a következő futásnál 44 nap valós idő alatt állt be. A 35. ábrán látható a kezdő és a végállapot bomlás előtt. A kevés részecskés s-futásnál említett $^{86}_{36}\text{Kr}_{50}$ mag a sáv belsejében van, a 13 mag a széles sáv közepén helyezkedik el és mennyisége is jelentős. A korábban még említett $^{100}_{42}\text{Mo}_{58}$ is jelen van és mennyisége szintén jelentős.

Az r-magok négy kivételével megjelentek az alapfutás során. A másodperces alapú szélesítéskor már csak egy kivétel maradt. Néhol szélesítéskor nagyságrendekkel változott mennyiségük (61. ábra). A Zr-Mo párnál majdnem egy az arány, az Yb-Hf túltermel (ez a lutéciumnál a két s-mag és egy r-mag). Tizenhét magpárnál a Naprendszerbeli arány századrészét meghaladja az r/s érték, tizenkettőnél a tizedét. Ez így jelentős mennyiséget jelent. Az r-magok jelenléte és alacsony aránya jó egyezést mutat a SiC meteoritok összetételével [15]. Ugyanez mondható a következő p-magokkal kapcsolatos észrevételek alapján is.



61. ábra Az r- és s-magok modellbeli arányának és a Naprendszerbeli arányának hányadosát mutatja a grafikonon $n_n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ neutron-sűrűség esetén.



62. ábra Az p-, r- és s-magok a sávban

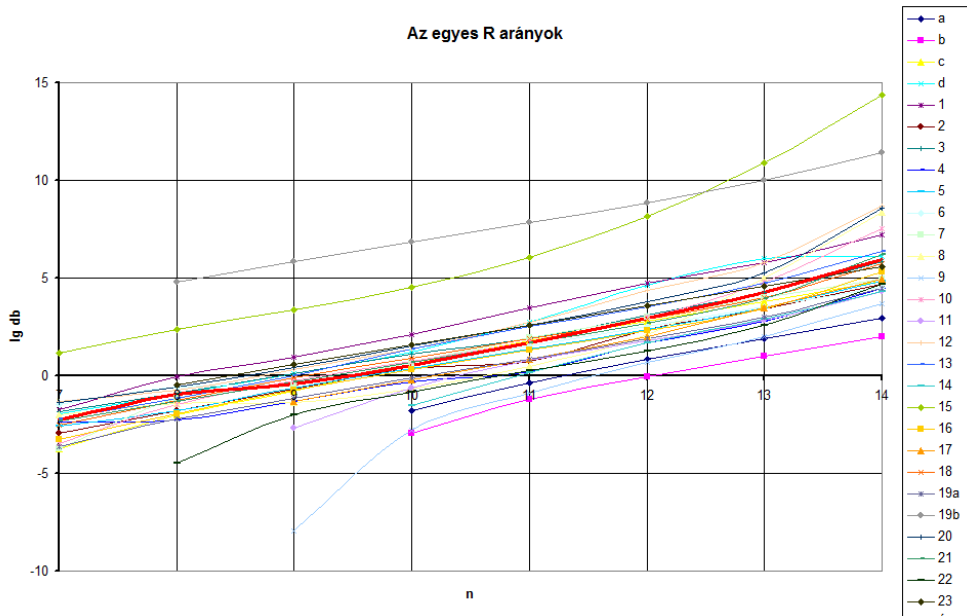
Modellünk működésének további váratlan eredménye néhány az irodalomban p-magnak nevezett mag (62. ábra) megjelenése: ${}_{42}^{94}\text{Mo}_{52}$, ${}_{48}^{108}\text{Cd}_{60}$, ${}_{50}^{114}\text{Sn}_{64}$, ${}_{51}^{121}\text{Sb}_{70}$ és ${}_{64}^{152}\text{Gd}_{88}$. Ezek közül mindegyik p-mag Arnettnél [36], míg kimarad az antimon, Boydnál, Goriely-nél [14,49] és a gadolínium Boydnál [14]. A magtáblák adatai alapján ezek közösleges (negatív) bétabomlással is keletkezhetnek a megfelelő magokból. A másik érdekes jósolat, hogy az ${}_{68}^{164}\text{Er}_{96}$ s-mag nem keletkezik. Nem világos, miért jelöli az irodalom s-magnak [36,42], nincs mód a keletkezésére sem neutronbefogással, sem negatív bétabomlással.

5.5 r-s magpárok hozamainak aránya

Modellünkben a neutronsűrűséget változtatva vizsgálhatjuk, mennyi lesz a hagyományosan r-magnak és s-magnak tekintett magok mennyiségének aránya a Naprendszerbeli arányhoz viszonyítva:

$$R = (r/s)_{\text{modell}} / (r/s)_{\text{Naprendszer}} \quad (5.5.1)$$

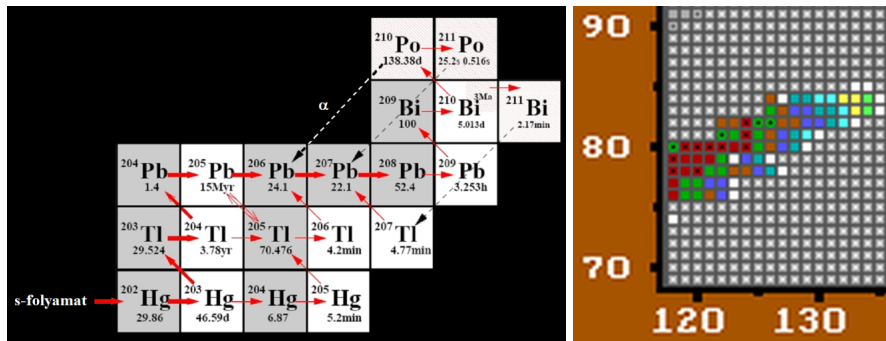
A 63. ábrán a modellben jósolt R és a Naprendszerben észlelt arány hányadosát ábrázoljuk a neutronsűrűséggel arányos neutronfluxus függvényében. A legtöbb pár gyakoriságaránya a megfigyelt értékhez viszonylag közelinek adódik $10^9 \text{ cm}^{-3} < n_n < 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűség esetén.



63. ábra. A modellbeli r/s értékek aránya az egyes magokra a Naprendszerben tapasztalt arányhoz viszonyítva a neutronsűrűség függvényében. A vízszintes tengelyen lévő n a neutronsűrűségben a tíz kitevője, $n_n = 2,7 \cdot 10^n \text{ cm}^{-3}$. (A 25. táblázat számozása szerint. Az $a-d$ magok másként is keletkeznek.)

5.6 Határ-e a bizmut?

A klasszikus s -folyamat a polónium gyors alfa-bomlása miatt véget ér a bizmutnál (64. ábra). Ahogy a polónium keletkezik, rögtön el is bomlik, így gátat szab a további elemkeletkezésnek. Amennyiben a neutronsűrűséget egy küszöbnél nagyobbobbnak választjuk, $n_n \geq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (41. ábra képsorozata), akkor a széles sáv miatt elkerülhető a polónium csapdája, ha elég hosszú a besugárzás. A magszintézisnek ebben az esetben csak a fermium spontán hasadása vet véget. Az AGB csillagokban a TP alatt van ilyen körülmény [13,16].



64. ábra. A bizmut körüli klasszikus kép és az átjutás $n_n = 2,715 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ és $ta = 100 \text{ s}$ mellett

Ahogy már korábban láttuk, ugyanúgy, mint a nagyobb neutronsűrűség, a vas nagyobb kezdeti mennyisége is sávszélesítő hatású. A bizmuton való túljutás a sáv szélességén és a besugárzási időn múlik. Az átjutás akkor következik be, ha a sáv eléri a ${}^{218}_{83}\text{Bi}_{135}$ magot ($T = 33\text{ s}$ [5,25]).

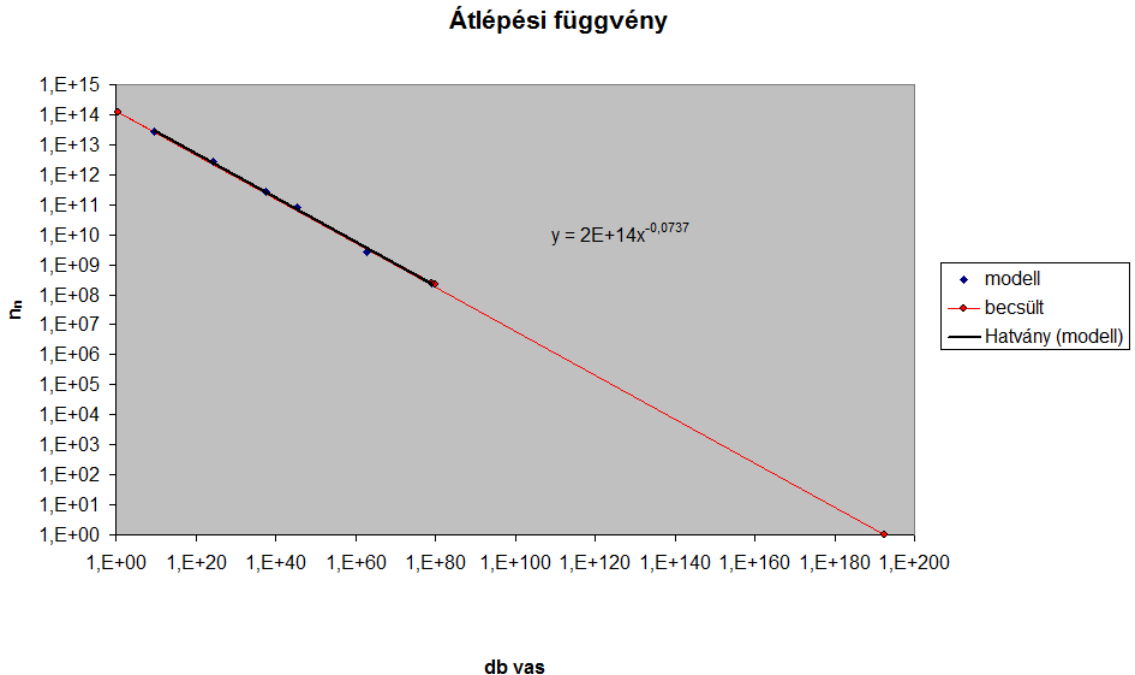
5.7 Mekkora neutronsűrűség szükséges a bizmut kikerüléséhez?

Modellünk alapján megvizsgáltuk, hogy adott mennyiségű kiindulási vas (${}^{56}_{26}\text{Fe}$) esetén mekkora neutronsűrűség szükséges a magszintézis folyamatnak a bizmuton való átlépéshez. A log-log ábrázolású átlépési függvény látható a 65. ábrán. A modell olyan lehetőségeket is vizsgálhatóvá tesz, aminek nincs fizikai realitása. A lehetséges fizikai körülményeket a függvény grafikonján a fekete színezés mutatja.

A szükséges neutronsűrűség a kezdeti vas függvényében:

$$n_n = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot N^{-0,0737}, \quad (5.7.1)$$

ahol N a kezdeti vasmennyiség.



65. ábra. A bizmuton való átlépéshez szükséges neutronsűrűség a kiindulási vas mennyiségének függvényében.

5.8 Az állandó fluxusú futások tapasztalatai

Összefoglalva elmondhatjuk, hogy a sáv szélessége függ:

- neutronsűrűségtől
- időalaptól
- kiinduló magok számától.

Ebből a neutronsűrűség és a magok száma objektív körülményeken múlik. Az időalap beállítja a sáv neutrongazdag oldali szélét az által, hogy az időalap tizenöt százalékánál rövidebb felezési idejű magok a modellben azonnal elbomlanak. Így az időalap megválasztása a számítógépes modellezés miatti kényszerítő lépés, de nem fizikai körülmény. Ezt mutatja, hogy elegendően rövid időalap esetén további csökkentésének nincs hatása (l. 4.2 szakasz). Sok részecske esetén nagy időalappal gyorsíthatjuk a modell működését, és utána rövid időalapú futással kiszélesíthetjük a sávot, jobb közelítést érhetünk el.

A gyakoriságokra a kiinduló magok számának és az időalapnak is torzító hatása van. Ennek oka, hogy bizonyos nagy hozamú csatornák így nem érvényesülnek (5.1 szakasz).

Ahogy láttuk, a gyakoriságokon az időalap nem változtat jelentősen. Vannak azonban mégis ellenőrizhető hatásai:

- r-magok keletkezése lassú folyamatokban
- s-magok keletkezése gyors folyamatokban
- izotópok közötti gyakoriság
- a bizmuton való túljutás elvi lehetősége mérsékelt neutronsűrűség esetén.

5.9. Elmélet és gyakorlat összevetése: gyakoriságok

Käpeller és mások által írt fontos tézis, hogy a magszintézis modellek próbaköve a tapasztalt gyakoriságértékekkel való megegyezés. Ezzel alapvetően egyet kell értenünk, de néhány körülmény bonyolulttá teszi a kérdést.

A Naprendszer anyaga több helyen, többféle folyamatban keletkezett. A kozmikus (meteoritokon alapuló) gyakoriságban is kevés az információ és bizonyos értelemben egyoldalú. Tehát nem tudunk igazán hasonlítani. Ezt a véleményt olvashatjuk Cameronnál is [42].

A gyakoriságelemzések esetén a fő probléma a többféle módon keletkező magok esete. Arnett [36] alapján $Z = 38$ rendszámú, vagyis stronciumtól keletkeznek a magok kizárólag neutronbefogással. Ezért ez alatt nehéz összehasonlítást tenni az egyes keletkezési módok gyakorisága között. Tömegszámot tekintve 88-tól tiszta a helyzet ebből a szempontból.

A gyakoriságok fontos támpontot jelentenek a folyamatok elemzéséhez. Klasszikusan a gyakoriságok alapján jutottunk az s-folyamatokhoz, az r-folyamatokhoz a gyakoriságokban szereplő jellegzetes csúcsok alapján. Az $N = 50$ mágikus szám miatt kialakuló csúcs az említett problémák miatt eltér a másik kettőtől (28. táblázat).

Az egyezés alapjának a három-három s-, illetve r-csúcsot tekinthetjük. Ezek a tömegszám szerinti gyakoriságnál láthatók.

28. táblázat: A gyakoriságábrák csúcsainak helye és jellege

Csúcs	1.	2.	3.	
Jelleg	50	82	126	mágikus N
s	87	138	208	A
r	80	130	195	A

A csúcsok egyértelműek, de az egyes folyamatok hozzájárulása már nem. Seeger, Fowler és Clayton klasszikus írásában szereplő ilyen irányú következtetéseket [38] újragondolhatjuk az eddigiek alapján.

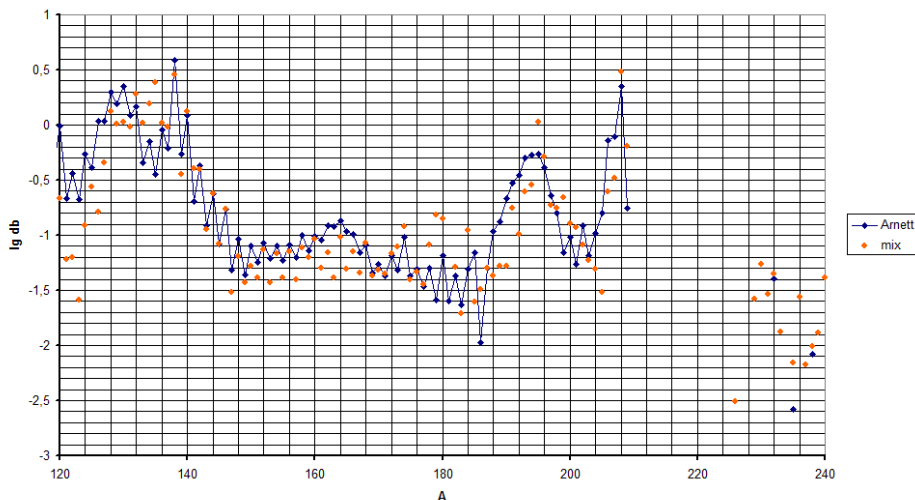
A tapasztalt gyakoriságok az egyes helyszíneken az ott adott körülmények között bekövetkező nukleoszintézisben keletkező magok összekeveredésével, az egyes gyakoriságok szuperpozíciójaként állnak elő [15,50]. A képet tovább árnyalja a köztes sűrűségű folyamatok hatása. Míg Thielemann 2004-ben még azt mondta, hogy elég a két folyamat [50], Lugaro [15], Karakas [11], illetve Lattanzio és Wood [12] már köztes (intermediate) folyamatok lehetőségét is felveti. Az utóbbiak az AGB csillagokban minden bizonnyal meg is valósulnak, sőt jelentős helyszínei a magszintézisnek. Az AGB csillagok a legfontosabb keletkezési helyei az Univerzum elemeinek [11]. Ezt a 7. szakaszban mi is megerősítjük.

A különböző folyamatokkal kapott gyakoriságokat szuperponálni kell. A szuperpozíciót csak $A > 90$ esetén érdemes illeszteni a bevezetesként említett körülmények miatt. Itt csak röviden egy egyszerű esetet vázolunk, mert a probléma így sem egyszerű.

Megnézhetjük egy kis és egy nagy neutronsűrűséggel kapott futásból hogyan adódik a Naprendszerbeli gyakoriság (kihagytuk a közepes, AGB-nek megfelelő neutronsűrűség hozadékát):

$$N_{\text{Naprendszer}} = aN_s + (1-a)M_r \quad (5.9.1)$$

Tömegszám szerinti gyakoriság s- és r- gyakoriságból



66. ábra Az s- és r-folyamatból szuperponált gyakoriság

A fő kérdés itt az, hogy melyik tömegszámnál illesszünk. Az illesztést az eltérések négyzetösszegének minimalizálásával végeztük. Az eredmény az 66. ábrán látható. Külön-külön illesztve a kis, illetve nagy neutron-sűrűségű esetben, az eltérés minimalizálásánál használt négyzetösszeg több mint kétszeres lett mindegyiknél.

További vizsgálatok azért is szükségesek, mert a futási idő változtatja a görbék menetét, illetve a csúcsok magasságát. Az ábrán látható illesztésnél a gyors folyamat dominált 0,84, a lassú 0,16 szorzót kapott két paraméter esetén.

A gyakoriság elemzések szempontjából fontos fejlemény a preszoláris szemcsék elemzése. Ezekben azon túl, hogy egy százalékos hibahatárú elemzés lehetséges a spektroszkópiai elemzések ötven százalékos hibakorlátjával szemben, az izotópeloszlás is megállapítható. A szemcsék keletkezésük helyén lezajló mag szintézist meghatározó fizikai paramétereket mutatják, nem pedig a keveredéssel kapott paramétereket, mint a Naprendszerbeli gyakoriság [14,15].

6. Változó fluxus

Az eddigiekben állandó fluxust alkalmaztunk, aminek az egyszerűség mellett a másik fontos feladata a lehetőségek vizsgálata. Kis neutron-sűrűség esetén (s-folyamat) a tízezer éves besugárzás rövidebb szakaszai jól közelíthetők így. Az irodalom a lassú folyamatokra exponenciális lecsengésű expozíciót használ [18,20,22], de néhol az állandó neutronexpozíció is szerepet kap [22]. A csökkenő neutron-sűrűség a sávot keskenyíti, bizonyos átalakulási csatornákat lezár.

Eddigi vizsgálatainkat célszerű lenne ilyen módon, változó neutronfluxussal folytatni. Valójában folytattuk is, amikor áttértünk a vasnál nehezebb elemek AGB körülmények közötti szintézisének vizsgálatára. AGB futás legalább két neutron-sűrűségű időszakra bontható és ezeknek is megvan a felfutó, növekvő neutron-sűrűségű szakasza [15,51].

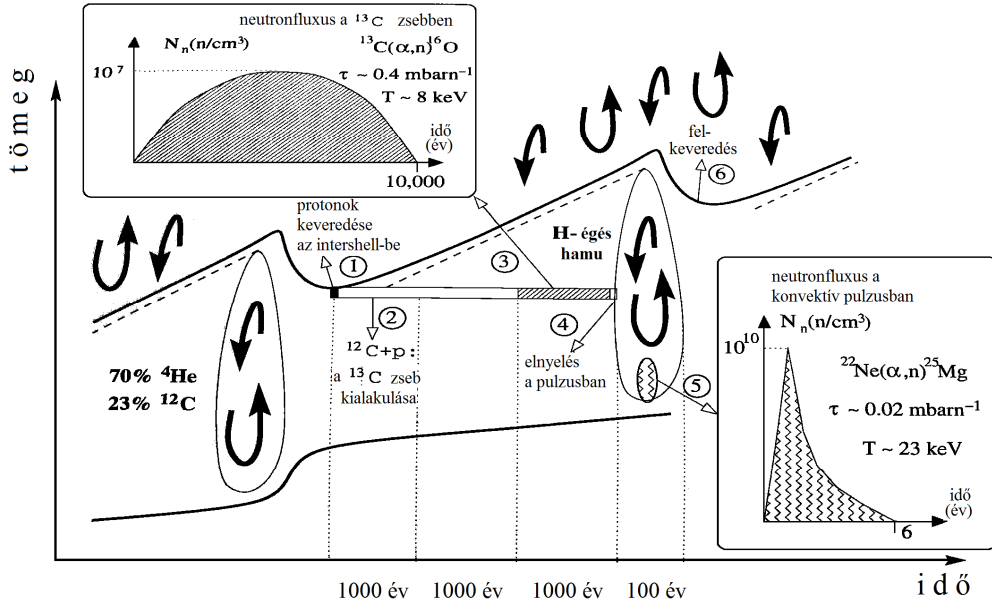
6.1 AGB állandó neutronfluxussal

Az 1.3 szakaszban jeleztük az AGB csillagok főbb jellegzetességeit. A két jellegzetes állapot a TP és az IP 67. ábra. A jellemző körülményeket a 29. táblázatba gyűjtöttük össze.

29. táblázat: Az AGB csillagok jellegzetes adatai a nehéz magok szintézise szempontjából [11,13,16,51]

jellemző/állapot	IP	TP
neutron-sűrűség:	$n_7 - n_8$	$n_{13} - n_{14}$
neutronforrás:	$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$	$^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$
hőmérséklet:	$0,9T_8$	$3T_8$
időtartam:	~ 1000 év	~ 10 év

Elsőként az AGB-ben várható magkeletkezést is állandó neutronfluxus esetén vizsgáltuk meg. Az állandó fluxusú vizsgálattal megkereshetjük a kritikus értékeket, vagyis azokat a körülményeket amelyeknél valamilyen jelentős változás következik be a mag szintézis folyamatában. Később időfüggő fluxussal alkalmazkodhatunk a valóságot jobban közelítő körülményekhez.

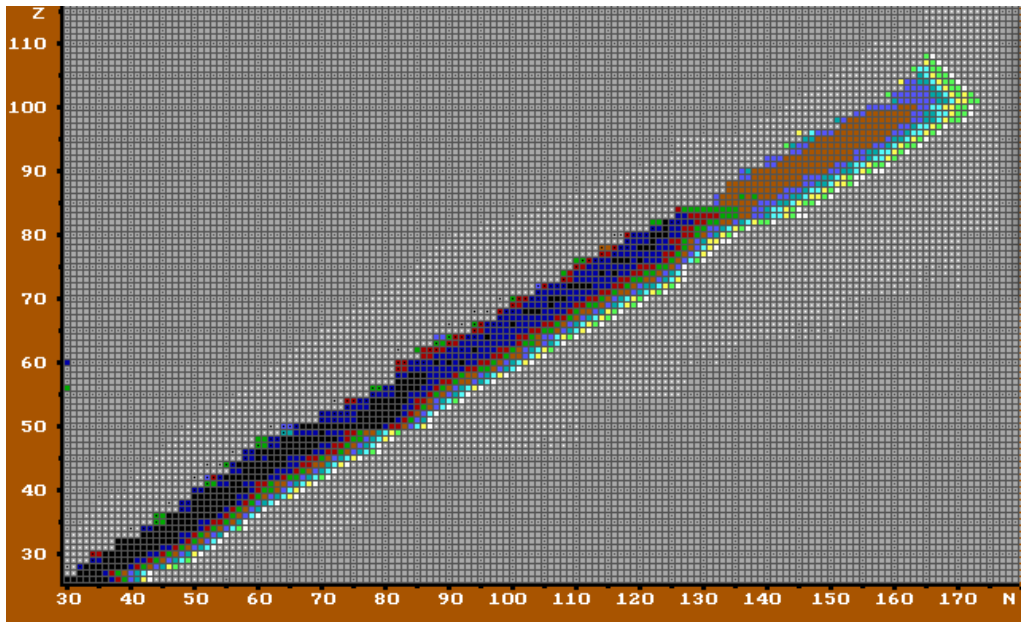
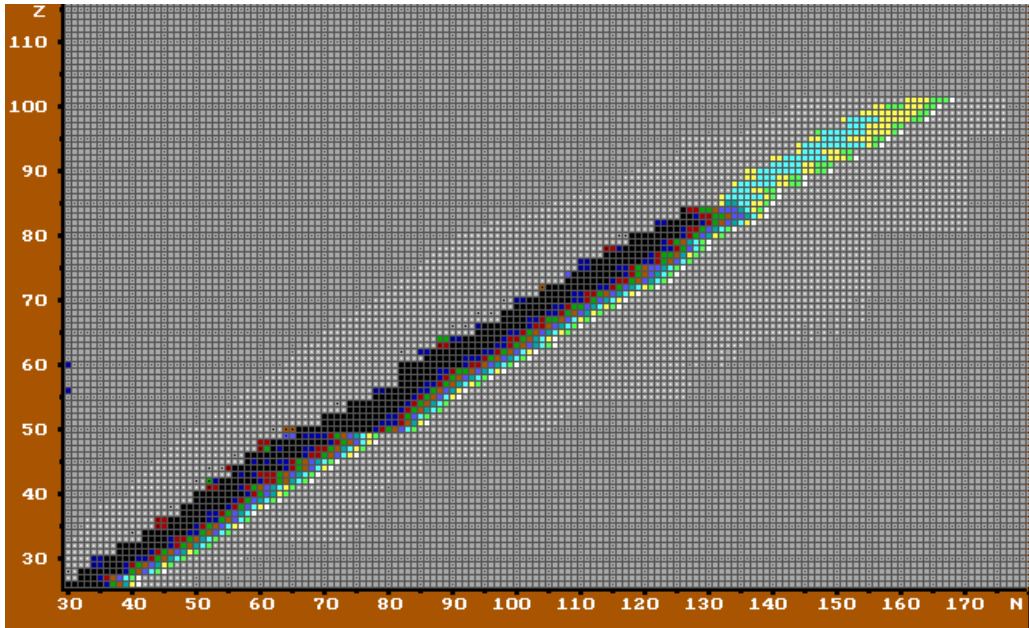


67. ábra Az AGB csillagok működésének lépései és körülményei [15,16]. A keveredési és mag szintézis folyamatok a csillag felszínét az s-elemekkel gazdagítják [15].

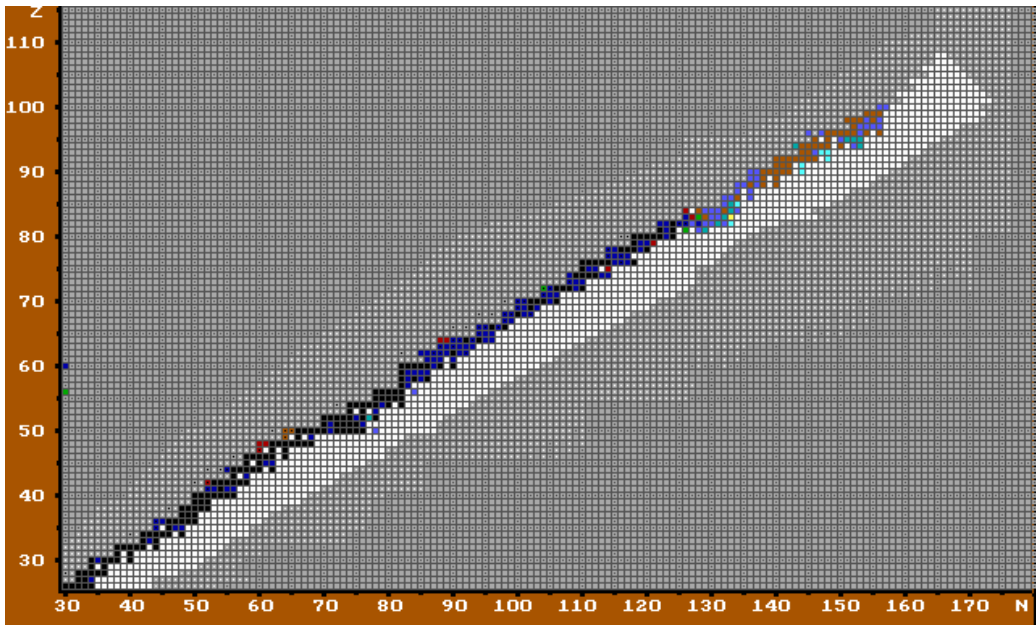
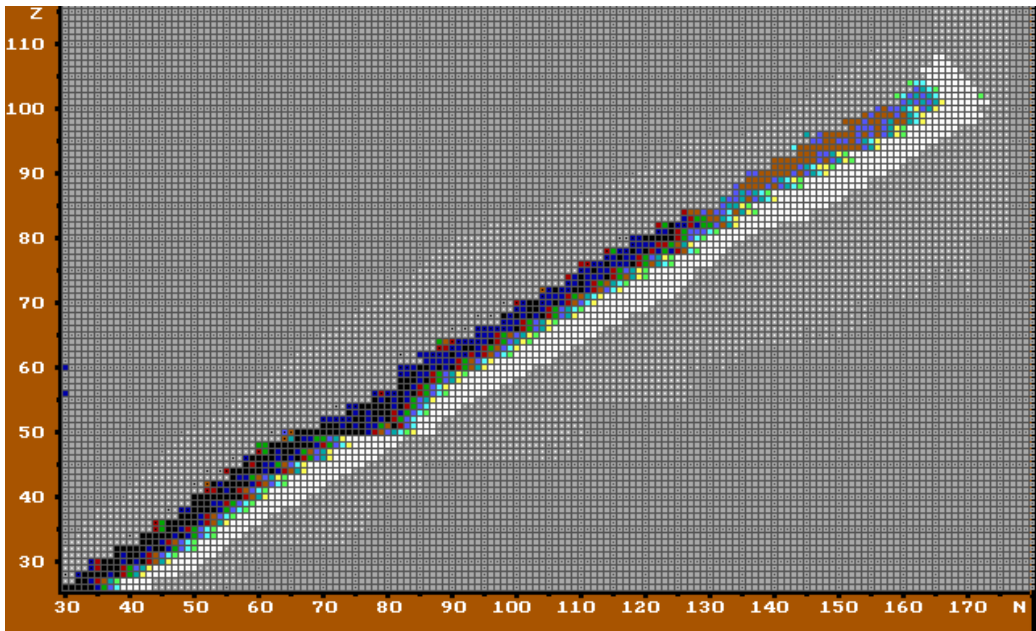
A 68. ábrán láthatjuk, hogy ha $n = 2,715 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, akkor a bizmutot elkerülő út megnyílik. A keletkező *transzbizmut* magok mennyisége nem jelentős, de az átlépés ténye is fontos. Mivel az AGB csillagok héliumégető TP állapotában a neutronsűrűség maximuma elérheti $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ értéket is [16], a mennyiség lehet nagyobb is (l. 68. ábra jobb oldala). Az AGB csillagbeli atommagszintézisnek is van vörös óriás előzménye, ezért egy hosszabb, kis neutronsűrűségű folyamat után jönnek az AGB lépései az IP és a TP felváltva.

Modellünkkel azt vizsgáltuk meg, hogy meddig jut el a magkeletkezés egyetlen IP és az azt követő TP következtében. Igazi IP-t nem tudunk megvalósítani, csak nagy időalapú futást helyette. Itt a kiszélesítést a TP megoldja. A következő IP rövid időalappal lenne érdekes. Így azonban csak kevés ideig tudjuk követni a mag szintézist. A 69. ábra mutatja, hogy a sáv szélessége azonnal csökkenni kezd. Nagy időalappal pedig másként alakul a bizmut feletti tartomány, a sáv egészen elkeskenyedik (l. 69. ábra jobb oldala). A stabil magok azonban megmaradnak, ez igen szembeötlő például a sokizotópú

ónál. A felkeveredés miatt az IP és TP egymásutánja közel hasonló helyzetekből indul, ezért egyetlen IP-TP pár vizsgálata is fontos.



68. ábra AGB futás képe TP az IP után $n = 2,715 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ illetve $n = 2,715 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűséggel. A kiindulási vas mennyisége $3 \cdot 10^{45} \text{ db}$. A bizmut feletti magok mennyisége a második esetbeli a neutronsűrűségen már jelentősebb

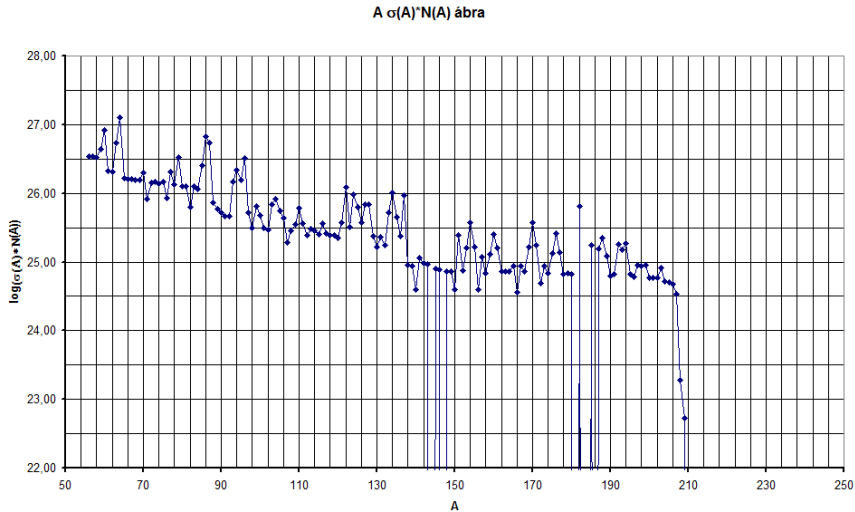


69. ábra AGB futás képe IP a TP után $n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűsége-nél rövid illetve hosszú időalappal folytatva. A sáv az utóbbi esetben még keskenyebbé válik. A bizmut feletti magok lassan fogyatkoznak.

Ha a neutronsűrűség, $n \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ érték alá csökken, lezárul a bizmutot elkerülő út, így megszűnik a bizmuton túli magok utánpótlása. Az ebben a régióban lévő magok mennyisége folyamatosan csökken. A felkeveredés

következtében a megmaradt magok kijuthatnak az AGB csillag külső rétegeibe. A fokozatos tömegvesztés során pedig a csillagközi anyagba.

Az előkészítő futás $n = 2,715 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ neutron-sűrűségű 8400 év időtartamú volt, ezt követte a TP, amely $n = 2,715 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ neutron-sűrűséggel 27 napig tartott, majd pedig a bomlás 4 milliárd éves időtartammal. A $\sigma(A)N(A)$ függés a 70. ábrán látható.



70. ábra A $\sigma(A)N(A)$ ábra

6.2 . AGB IP és TP modellezése időfüggő neutronfluxussal

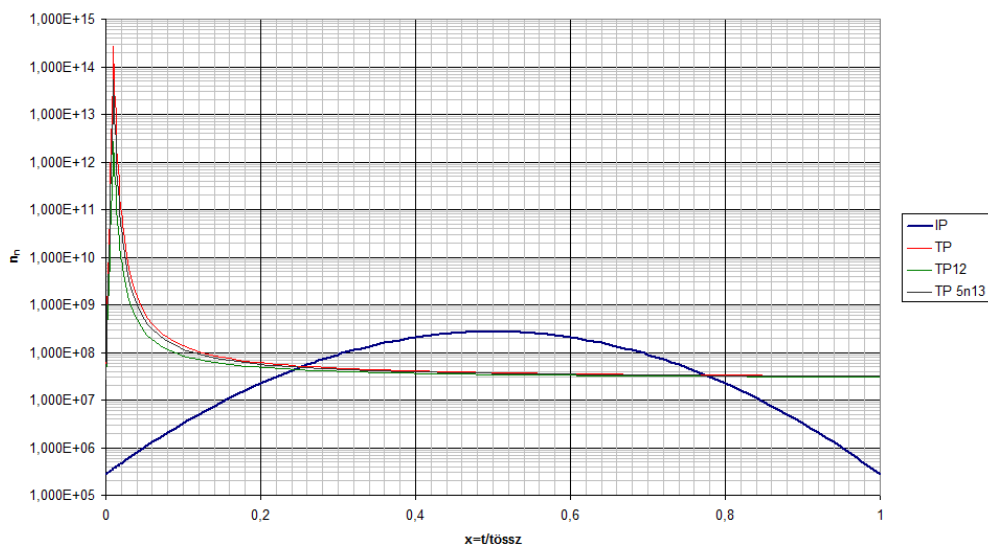
A továbbfejlesztéshez az időfüggő neutron-sűrűséget vettük. A TP szakaszra ehhez megpróbáltuk a [51,52] szerinti neutron-sűrűség-időfüggést alkalmazni. Az említett és további cikkek [15,16] alapján, az IP estén a neutronfluxus logaritmikusan parabolikus profilúra hasonlít. A grafikus információ konkrét időfüggést nem tartalmaz. Ezért kerestünk lehetséges, könnyen paraméterezhető függéseket, amelyek formája hasonló, mint ami a 67. ábrán látható. Az IP időfüggő neutron-sűrűsége:

$$n_n = n_{\min} e^{\frac{4 \ln \frac{n_{\max}}{n_{\min}} (x(1-x))}{x_m \ln \frac{n_{\max}}{n_{\min}}}}, \text{ ahol } x = t / t_{\text{össz}} \quad (6.2.1)$$

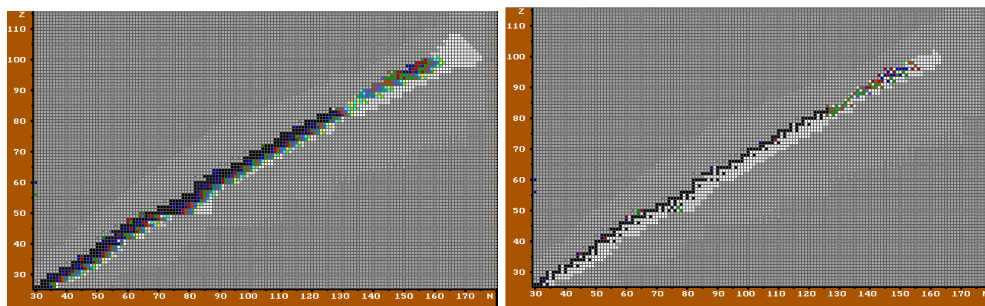
A TP esetén a gyors emelkedő, illetve lecsengő szakasznál:

$$n_{n1}(x) = n_{\min} e^{\frac{x}{x_m} \ln \frac{n_{\max}}{n_{\min}}}, \quad n_{n2}(x) = n_{\min} e^{\frac{x_m}{x} \ln \frac{n_{\max}}{n_{\min}}} \quad (6.2.2)$$

IP és TP neutronsűrűségek időfüggése



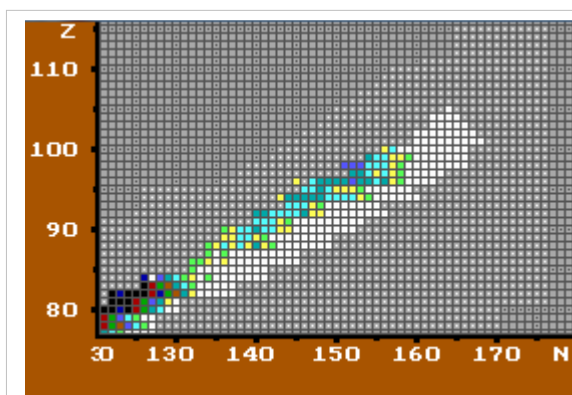
71. ábra A neutronsűrűségek időfüggése IP, illetve TP esetén.



72. ábra TP futás csökkenő neutronsűrűségénél, illetve a TP –t követő bomlás utáni kép

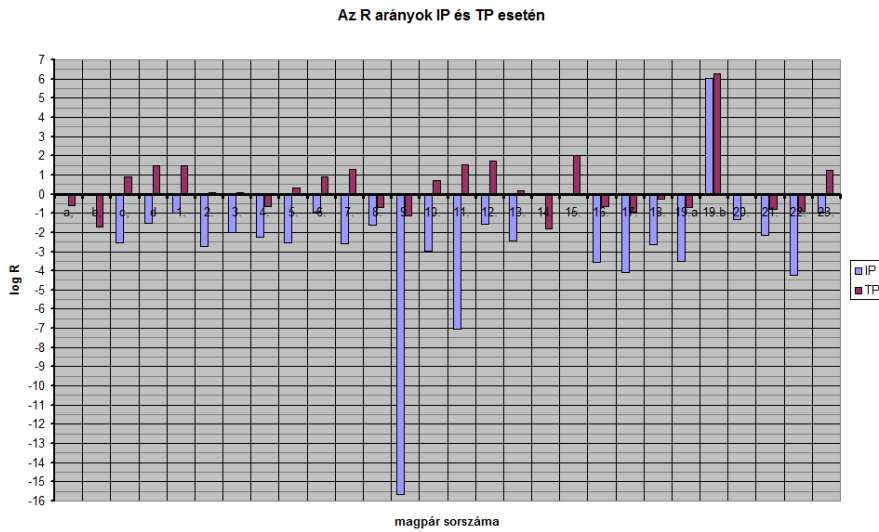
A futásidő 1000 év IP, illetve 10 év TP. A használt időfüggés a 71. ábrán látható. Az integrált neutronfluxus $\tau = 0,64 \text{ mb}^{-1}$, illetve $\tau = 30,12 \text{ mb}^{-1}$. Ezek az értékek az állandó fluxusnak harmadával, illetve századával egyeznek meg. Az integrál fluxus mellett a kezdeti vas mennyisége is fontos (l. 4.5 szakasz).

Még egy fontos jelenség kötődik az AGB csillagok TP állapotához, a „kisöprés”. A

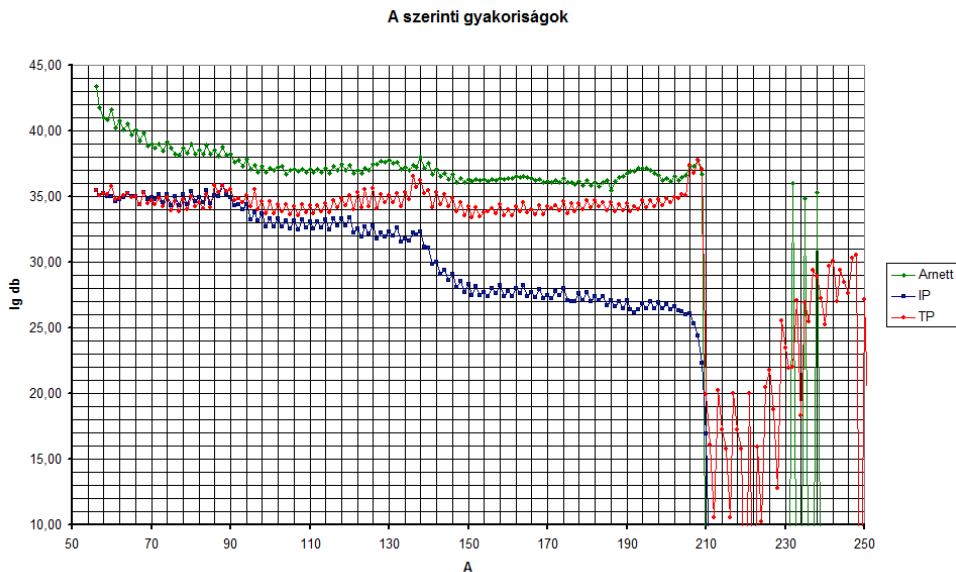


73. ábra A kisöprés eredményeként a bizmut felett szinte elfogynak a magok.

növekvő neutronfluxus során a mag szintézis átlép a bizmuton, ha a neutronsűrűség eléri a $n_n = 8,1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ értéket. Az átlépés után a maximumig jelentős gyarapodás. A maximum után, a csökkenő fluxusú szakaszban azonban lecsökken az utánpótlás, ugyanakkor a nagy befogási keresztmetszetű transzbizmut magok továbbra is befogják a neutronokat és eljutnak a spontán hasadó fermium izotópokig. Ennek következtében a bizmut feletti tartomány szinte kiürül. Az itt található magok mennyisége a TP elején kialakult maximális értéknek mindössze $8,78 \cdot 10^{-9}$, vagyis mintegy százmilliomod része lesz a TP végére (l. 72-73. ábra).

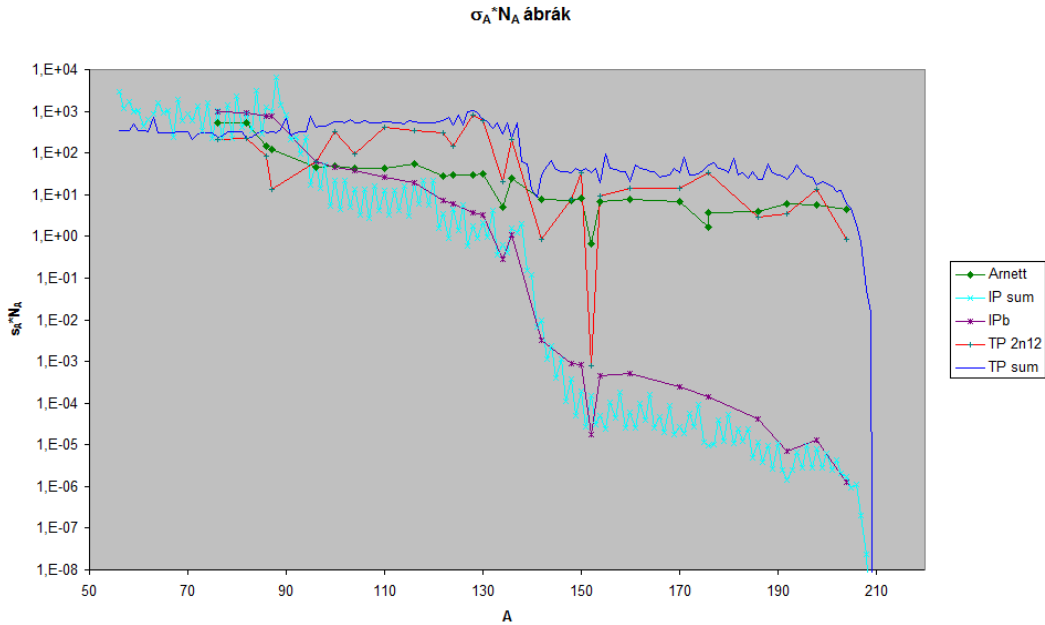


74. ábra Az r- és s-magok arányával kapcsolatos ábra



75. ábra A tömegszám szerinti gyakoriságok.

Az AGB futás alapján kialakult R arányokat a 74. ábra mutatja. Itt 19 magpár naprendszerbeli, vagy magasabb arányokat mutat a TP után, még 9 tizedrésznit vagy nagyobb arányt és csak három magpár rosszabbat. Az a-d jelű magpárok más folyamatokban is érintettek.



76. ábra A $\sigma_A N_A$ ábra és általánosítása.

A 75. ábrán látható gyakorisági grafikonok azt mutatják, hogy az AGB folyamatban keletkező magok nem az r-, hanem az s-csúcsokat növelik. Az ólomnál lévő csúcsot jelentősen. A bizmut feletti elemek gyakorisága a kisöprés miatt jelentősen alulmarad a Naprendszerbeli gyakorisághoz képest, aminek azonban az óntól kezdve a többi izotóp gyakoriságára is hatása van.

A $\sigma_A N_A$ görbe a szokásos, csak s-magokra és általánosítva az összes magra a 76. ábrán látható. A $\sigma_A N_A$ görbe helyett célszerűbb a(4.7.1) egyenletben megadott összegzett alak. A folyamatban minden mag keletkezett, tehát az így az összessel számolunk. A karakterisztikus $\sigma_A N_A$ ábrát visszakapjuk akkor is, ha az összes keletkező maggal számolunk, ami azt mutatja, hogy változó fluxussal modellünk jó egyezésben van a tapasztalattal. A görbék magassága skálázható, a láthatóság miatt eltoltuk ezeket. (Valójában a 4.7.2, illetve a 4.7.3 is használható.) Pontos illeszkedést megfelelő neutron expozícióval állíthatunk be. A korábbi kis neutronsűrűségű és mérsékleten nagy neutronsűrűségű esetek és az AGB futás gyakorisági ábrái alapján a magszintézis három színtere eredményezi a tapasztalt gyakoriságokat.

7. Izotópeloszlások

Modellünk ellenőrzése, illetve a magszintézis körülményeinek feltárására jó lehetőség az izotópeloszlások összevetése a tapasztalati izotópeloszlásokkal. Erre a sokizotópú magok alkalmasak: a Ni, Zn, Ge, Se, Kr, Zr, Mo, Ru, Pd, Cd, Sn, Te, Xe, Nd, Sm, Gd, Dy, Yb, Pt, Hg, Pb és U. A más nem neutronbefogási folyamatokkal való keletkezés lehetősége miatt csak $Z \geq 38$ -tól kezdve célszerű vizsgálni [22,36]. Korábbi források még $Z \geq 33$ írtak [16].

Változó futásidő és neutronsűrűség mellett kialakuló eloszlásokat összehasonlítva feltérképezhetők az atommagszintézis körülményei, helyszínei. Az egyes eloszlások szuperpozíciójától remélhető a tapasztalt, Naprendszerbeli eloszlás reprodukálása. Megnéztük a kis, közepes és nagy neutronsűrűségű folyamatok során keletkezett izotópeloszlásokat

A külön-külön folyamatok után megpróbáltuk a Naprendszerbeli izotópeloszlást a legjobban megközelíteni az izotópeloszlások szuperpozíciójával. Egyszerű lineáris kombinációval dolgoztunk, amit az eltérések négyzetösszegének minimalizálásával illesztettünk. A tellúr izotópeloszlását vizsgáljuk részletesen. Ennek oka, hogy a nyolc stabil izotópú tellúr két r-magjának ($^{128}\text{Te}_{76}$ és $^{130}\text{Te}_{78}$) nagy a gyakorisága. A p-mag ($^{120}\text{Te}_{68}$) itt biztosan nem keletkezik.

Az irodalmi elemzések [15,53] az anomália r-eredetére, vagy egy köztes folyamatra (neutron burst az SNII során a He gazdag zónában) utalnak. Azonban az r-folyamat haladása nem indokolja a tellúr két izotópjának a xenonhoz viszonyított háromszoros értékét. Az $N = 82$ mágikus neutronszámmal tartozó várakozási pontok nem emelik meg sem az ^{124}Sn sem a xenon r-magok gyakoriságát, meglepő lenne, ha csak a tellúrét emelnék meg. Itt valami más magyarázatnak kell lennie. Ha az AGB csillagokban a TP szakasz valóban átvizs a bizmuton és spontán hasadással végződik, akkor ennek következménye kell, hogy legyen az izotópeloszlásra. A spontán hasadó fermium magok az ön 128-as és 130-as izotópjá környékére érkeznek [54]. A magtábla részletén jelöltük a fontos magokat (77. ábra) [5]. Ezen magok bétabomlása a tellúr két r-magjához vezet.

^{120}Te >2.2E+16 Y 0.09% 2e	^{121}Te 19.16 D e- 100.00%	^{122}Te STABLE 2.55%	^{123}Te >9.2E+16 Y 0.89% e- 100.00%	^{124}Te STABLE 4.74%	^{125}Te STABLE 7.07%	^{126}Te STABLE 18.84%	^{127}Te 9.35 H e- 100.00%	^{128}Te 8.8E+18 Y 31.74% e- 100.00%	^{129}Te 69.6 M e- 100.00%	^{130}Te >5E+23 Y 34.08% e- 100.00%	^{131}Te 25.0 M e- 100.00%	^{132}Te 3.204 D e- 100.00%
^{119}Sb 38.19 H e- 100.00%	^{120}Sb 15.89 M e- 100.00%	^{121}Sb STABLE 57.21%	^{122}Sb 2.7238 D e- 97.59% e- 2.41%	^{123}Sb STABLE 42.79%	^{124}Sb 60.11 D e- 100.00%	^{125}Sb 2.7586 Y e- 100.00%	^{126}Sb 12.35 D e- 100.00%	^{127}Sb 3.85 D e- 100.00%	^{128}Sb 9.01 H e- 100.00%	^{129}Sb 4.40 H e- 100.00%	^{130}Sb 39.5 M e- 100.00%	^{131}Sb 23.03 M e- 100.00%
^{118}Sn STABLE 24.22%	^{119}Sn STABLE 8.53%	^{120}Sn STABLE 32.58%	^{121}Sn 27.03 H e- 100.00%	^{122}Sn STABLE 4.63%	^{123}Sn 129.2 D e- 100.00%	^{124}Sn STABLE 5.79%	^{125}Sn 9.64 D e- 100.00%	^{126}Sn 2.30E+5 Y e- 100.00%	^{127}Sn 2.10 H e- 100.00%	^{128}Sn 59.07 M e- 100.00%	^{129}Sn 2.23 M e- 100.00%	^{130}Sn 3.72 M e- 100.00%

77. ábra A magtábla részlete az ónizotópok-tellúr izotópok tartománya

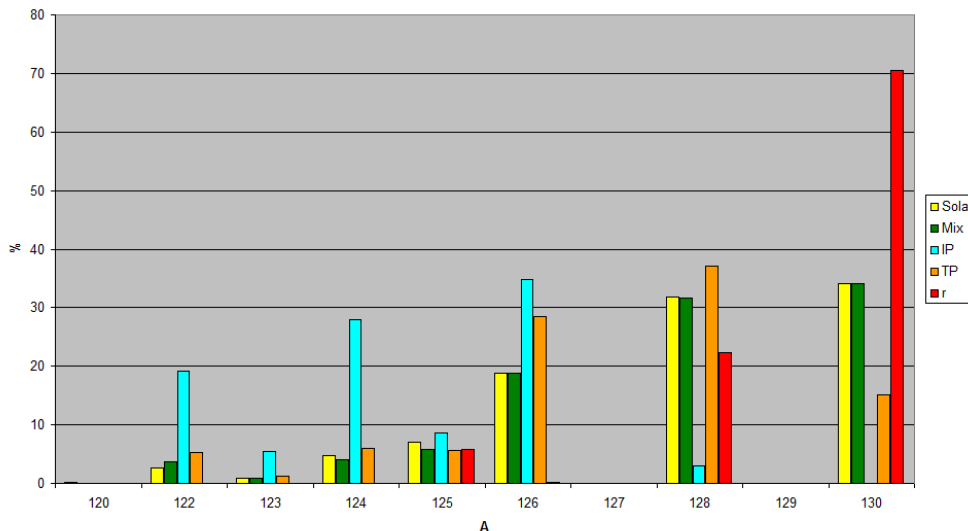
A 30. táblázatban láthatók a kiindulási és az illesztésre jellemző értékek. A naprendszerbeli arányok, az s-folyamat (IP), az m-folyamat (TP) és az r-folyamat mennyiségei láthatók, valamint az illesztett izotópgyakoriság. Az IP a

kis neutronűrűségű folyamatokat képviseli. Az IP+TP az AGB csillagok közepes folyamatait, illetve az r folyamatot az „r5n19”.

30. táblázat: Izotópillesztés a három lehetséges folyamat alapján

Tellúr\A	120	122	123	124	125	126	128	130
Z=52 \ N=	68	70	71	72	73	74	76	78
Solar	0,09	2,55	0,89	4,74	7,07	18,84	31,74	34,08
IP	0	19,16	5,42	28,02	8,60	34,81	2,99	0,00
Tpn14	0	5,36	1,29	5,90	5,65	28,51	37,10	15,20
r 5n19	0	0,00	0,00	0,00	5,87	0,22	22,34	70,57
Illesztett	0	3,66	0,89	4,11	5,76	18,84	31,66	34,10

A tellúr izotópok gyakoriságának illesztése



78. ábra A három lehetséges neutronbefogási környezetben kialakult tellúr izotópgyakoriságából superponált gyakoriság szinte megegyezik a tellúr Naprendszerbeli izotópgyakoriságával

A p-magot leszámítva a többi izotóp járuléka 99%, ezért a keletkezett gyakoriságokat így normáltuk. A gyakoriságot a háromparaméteres illesztésnél a

$$x(A) = \frac{a \cdot x_{IP}(A) + b \cdot x_{TP}(A) + c \cdot x_r(A)}{a + b + c} \quad (7.1)$$

összefüggéssel illesztettük a Naprendszerbeli gyakorisághoz a hét nem p-maghoz. A legjobb illesztést az

$$a = 0,043; \quad b = 2,614; \quad c = 1,395 \quad (7.2)$$

paraméter értékekkel értük el $\chi^2/\text{dof} = 3,37/4$ mellett. Az illesztés sikerességét a 30. táblázat két kiemelt sora és a 78. ábra mutatja. A b paraméter nagy értéke a jelentős AGB hozzájárulást (64,5%) mutatja az elemkeletkezéshez és egybeesik

modellünk jóslatával és az AGB az elemkeletkezés legfontosabb szintere [47]. Mindez azt jelenti, hogy a közepes folyamatok szerepe nagyon jelentős a végső izotópeloszlások kialakulásában. Ennek megfelelően módosítani kell magok gyakoriságnál alkalmazott osztályozásán és a figyelembe vett adatokon is. A SiC, és a többi meteoritszemcsék AGB eredete alapján megfelelő adatokhoz juthatunk részletes elemzésükből [14,15].

A ^{60}Fe izotópok keletkezési helye

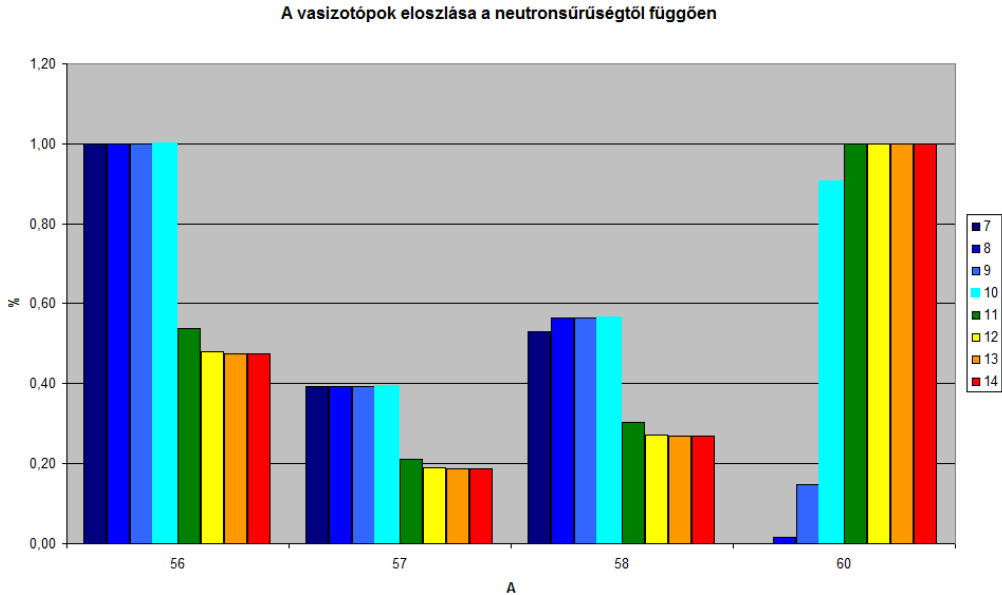
^{58}Ni STABLE 68.077%	^{59}Ni 7.6E+4 Y ε: 100.00%	^{60}Ni STABLE 26.223%	^{61}Ni STABLE 1.140%	^{62}Ni STABLE 3.634%	^{63}Ni 100.1 Y β-: 100.00%	^{64}Ni STABLE 0.926%
^{57}Co 271.74 D ε: 100.00%	^{58}Co 70.86 D ε: 100.00%	^{59}Co STABLE 100%	^{60}Co 1925.28 D β-: 100.00%	^{61}Co 1.650 H β-: 100.00%	^{62}Co 1.50 M β-: 100.00%	^{63}Co 27.4 S β-: 100.00%
^{56}Fe STABLE 91.754%	^{57}Fe STABLE 2.119%	^{58}Fe STABLE 0.282%	^{59}Fe 44.495 D β-: 100.00%	^{60}Fe 1.5E+6 Y β-: 100.00%	^{61}Fe 5.98 M β-: 100.00%	^{62}Fe 68 S β-: 100.00%

79. ábra A magtábla a vas, illetve-nikkelizotópok régiójában [5]

A meteoritokban található vas, illetve nikkel komponensek magyarázata tovább árnyalhatja a neutronbefogásos magszintézisről kialakult képet. A kritikus mag a ^{60}Fe . Ezt a kapcsolódó irodalom r-magnak tekinti. Felezési ideje elég nagy ($T = 1,5 \cdot 10^6 \text{ év}$) hogy a nukleoszintézis során szinte stabil magként jelen legyen, ugyanakkor a csillagok fejlődési idejéhez képest rövid (79. ábra). A keletkezési előzménymag a ^{59}Fe felezési ideje ($T = 44,5d$), amit az s-folyamat szempontjából rövidnek szoktak tekinteni. (A ^{60}Fe izotóp keletkezéséről már volt szó az 5.1 szakaszban.) Modellünk alapján megvizsgáltuk az egyes vasizotópok arányát. A kapott eredményeket mutatja az 80. ábra. Itt az egyes izotópok arányát láthatjuk, ha a legnagyobb szereplő gyakoriságot egységnyinek tekintjük.

A ^{60}Fe mennyisége $n_n = 2,7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűségtől kezdve számottevő (15%), $n_n = 2,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűségtől jelentős (90%), $n_n = 2,7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűségtől meghatározó, a leggyakoribb. Ez a meghatározó jelleg AGB csillagok TP állapotára jellemző ahol a neutronsűrűség $n_n = 10^{10} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, valamint az r-folyamatra, ahol $n_n = 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, vagy még nagyobb. Ez azt jelenti, hogy a keletkezés lehetséges helyszínei között fontosak az AGB csillagok. Különösen az a ^{60}Fe figyelemreméltó, amelyik a felkeveredések során bekerül a csillagok közötti anyagba (ISM), és így nem vesz részt a csillagbéli magszintézisben. A keletkezés idejétől függően ez a radioaktív mag

bétabomlással végül ^{60}Ni maggá alakul. Erre bizonyíték lehet, ha a különböző meteoritokban, meteoritszemcsékben feldúsul ez az izotóp [55,56]. Ez is egy példa arra, hogy az r-magok mennyisége már közepes neutronsűrűség esetén jelentős, így a r-mag megnevezés félrevezető, mert csak arra utal, hogy s-folyamatokban ($n_n = 10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$) nem sok keletkezik belőlük.



80. ábra Az egyes vasizotópok keletkezésbeli aránya különböző neutronsűrűség esetén

A ^{60}Fe folyamatosan jelen van a Tejútrendszerben a ^{26}Al -mal együtt [57]. Ezeket ugyan az irodalom szupernóva eredetűnek jelzi, de ^{26}Al keletkezik az AGB csillagokban, és felkeveredéssel bekerül az ISM-be [13,15]. Modellünk szerint, ahogy korábban említettük, az AGB TP-re jellemző neutronsűrűség mellett számottevő ^{60}Fe is keletkezik a neutronbefogással. Így e két rádiómag jelenléte a Tejútrendszerben magyarázható AGB eredettel is. Az AGB keletkezés lehetőségére is van irodalmi utalás [58,59]. Utóbbi alapján egy $6M_{\odot}$ AGB csillagból annyi ^{60}Fe kerül a csillagközi közegbe, mint egy $11-20M_{\odot}$ tömegű SNII típusú szupernóvából.

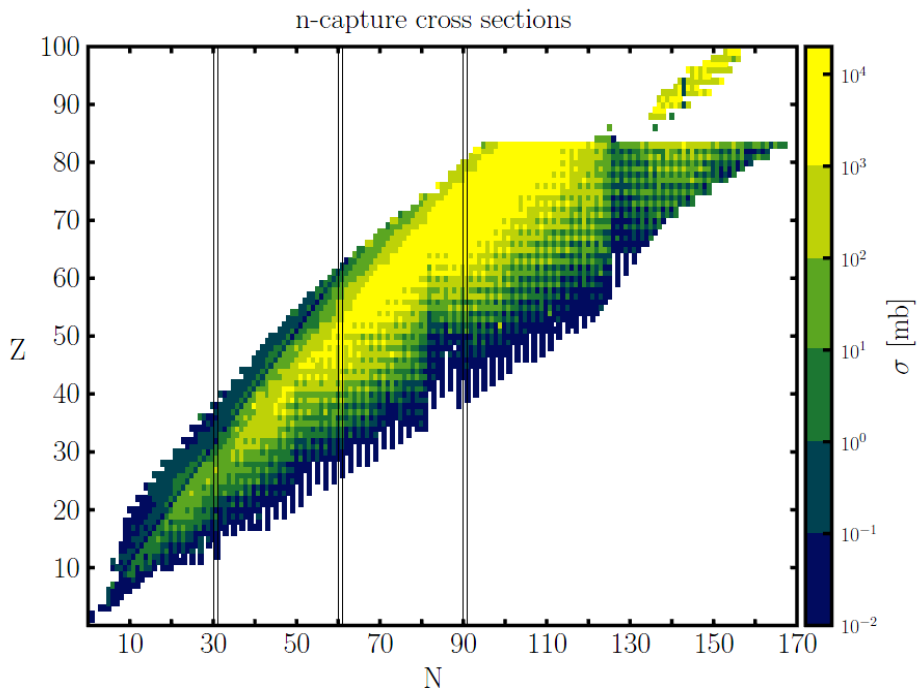
A ^{60}Fe keletkezési feltételeit további irodalmi adatok erősítik meg [60].

8. A 30 keV-es neutronbefogási hatáskeresztmetszetek fenomenologikus leírása

8.1 Bevezetés

Az s-folyamat vizsgálatának alapvető fontosságú adatai a Maxwell-átlagolt neutronbefogási hatáskeresztmetszetek (MACS) 30keV-hez tartozó értékei. A témakört áttekintő irodalmakban a 12-13. ábrát találjuk [12,17].

A modellben elsőként ilyen átlagos hatáskeresztmetszetekkel dolgoztunk. Ez nagyon kis neutronsűrűség esetén a korlátozott folyamatnál megfelelt, de a normál futásnál kialakuló sáv miatt szükség volt az egyedi magok hatáskeresztmetszeteire. A modellbeli számítások nagyon függenek az egyedi befogási hatáskeresztmetszetektől.



81. ábra A rendelkezésre álló hatáskeresztmetszetek 0,01 mb felett

Ezeket elérhetjük nagyobb adattároló helyekről [19,52]. Átfogó művekben is hozzáférhetők [19,31,61]. A mért adatok mellett számított értékek is ismertek [29]. Fontos kiemelnünk, hogy a mért és számított értékek összefüggenek 1.5.3 szakasz, 1.5.16 egyenlet. Az adatok főleg $Z=83$ -ig (bizmut) állnak rendelkezésre. A bizmutnál nehezebb elemek esetén, csak kevés adat van. Modellünk különböző neutronsűrűséggel történő működtetése vezetett el a felismeréshez, hogy a kialakuló sáv esetleg kikerülheti a bizmut és a polónium régiót és így nincs vége ott a magszintézisnek. Ha a neutronsűrűség meghaladja a $n_n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ értéket, a kialakuló sáv segítségével túljuthat a magszintézis a bizmuton.

Ahhoz, hogy ezt a lehetőséget vizsgálni tudjuk, további hatáskeresztmetszetekre van szükség. Ezek a bizmut feletti tartományban is ismertek néhány magra. A tartomány sajátosságai miatt kísérleti meghatározásuk nem várható a közeli jövőben.

Korábban már elemeztük, hogy a hatáskeresztmetszetek sebességfüggése lehetővé teszi, hogy a $\langle \sigma \cdot v \rangle$ értéket magasabb hőmérsékleten (energián) használjuk. Ezért áttekintettük a 30 keV-hez tartozó neutronbefogási hatáskeresztmetszeteket. Az 1.5 pontban jeleztük, hogy a számított és a mért értékek között az (1.5.14) egyenlet által leírt egyszerű kapcsolat van. Így minden elérhető adatot összegyűjtöttünk és megvizsgáltunk. Az 81. ábrán térképszerűen, a Z-N síkon feltüntettük a rendelkezésre álló értékeket [19,29,31].

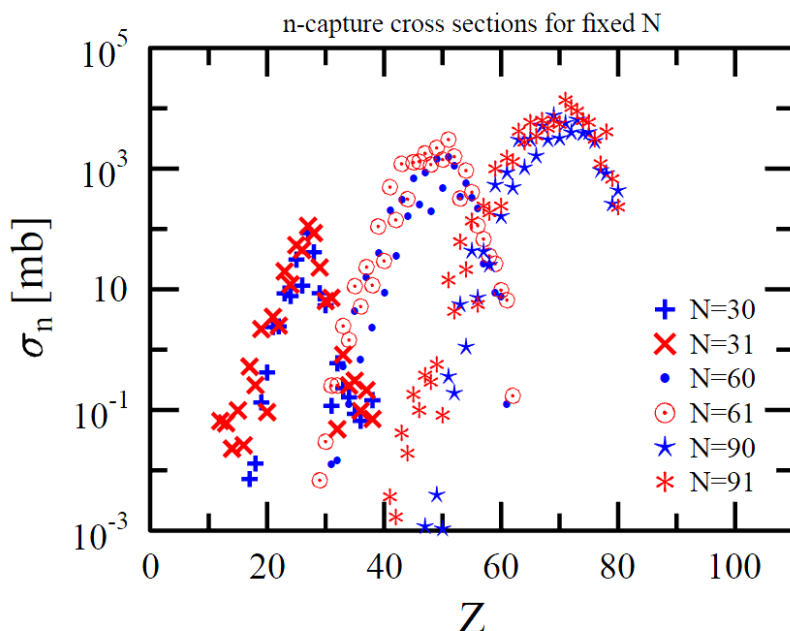
A következő fejezetben kitérünk ezzel kapcsolatos észrevételeinkre [62]. Az elérhető egyedi hatáskeresztmetszet értékek is jelentősen módosultak munkánk során, tehát az utóbbi hat évben. Korszerű kutatások eredményeként egyre több, és pontosabb neutronbefogási hatáskeresztmetszet és atommag-bomlási adat áll rendelkezésre, ezért ezekkel a modellszámítás eredménye folyamatosan javítható.

8.2 A maximális hatáskeresztmetszetek elhelyezkedése

Ha a $\sigma(Z, N)$ neutronbefogási hatáskeresztmetszetek értékeit a Z-N sík felett nézzük, meglehetősen szélsőségesen változnak. Egymás mellett eltérő nagyságrendű adatokat találunk.

Az adatokat két oldalról vizsgálhatjuk: adott rendszámra – izotópok, adott neutronszámra – izotónok esetén. Izotónokat tekintve a 82. ábrán látható egyszerűbb függést lehetett felfedezni.

A hatáskeresztmetszeteknek maximuma van adott N-re Z függvényében, adódik egy $Z_{\max}(N)$. Ettől távolodva gyorsan csökkennek az értékek. Az N neutronszám szerint rendezett adathalmazban azonban szembeötlő egy paritásfüggő váltakozás. Ezért a magfizikában szokásos módon érdemes paritás szerint külön vizsgálni az eseteket: Z páros – Z páratlan. Így a kettős változás helyett határozott maximumokat kapunk. A paritást a neutronszám szerint is figyelembe vehetjük, így az eredeti táblázatunkat négy táblázatra bonthatjuk. A négy táblázatból készíthetünk négy tapasztalati függvényt: minden N-hez hozzárendeljük a maximális hatáskeresztmetszethez tartozó Z értékét (Z_{\max}), amit a 81. ábrán mutatunk. Az adatokból is kitűnik, hogy még sok hatáskeresztmetszet hiányzik, bizonyos Z-kre nincs adat. A 79. ábra mutatja, hogy kevés elérhető adat van a $Z > 83$ tartományban, ezért csak az ez alatti tartomány adatait vettük a maximumok elemzésénél. A tapasztalati függvények grafikonján láthatjuk, hogy a függvények menetének megváltozásán hol ért véget a részletes adattartomány.



82. ábra A hatáskeresztmetszetek rendszámfüggése rögzített neutronszám mellett $N = 30, 31, 60, 61, 90$ és 91 esetén (a 81. ábrán függőleges vonalak jelzik a helyeket)

Első közelítésben négy függvény hasonlóan halad (83. ábra). Az első szakaszukon megfigyelhető, hogy közel lineárisan haladnak kis N értékek estén, aztán egyre jobban eltérnek az egyenestől. hasonló változás figyelhető meg az úgynevezett stabilitási görbén, amely a stabil magok helyét mutatja a Z - A síkon. Ez alapján megpróbálhatunk hasonló felépítésű próbafüggvényt illeszteni a tapasztalati értékekhez. A négy grafikon Z irányban el van csúszva. Az elmondottak, valamint a grafikonok alapján a célfüggvény alakja:

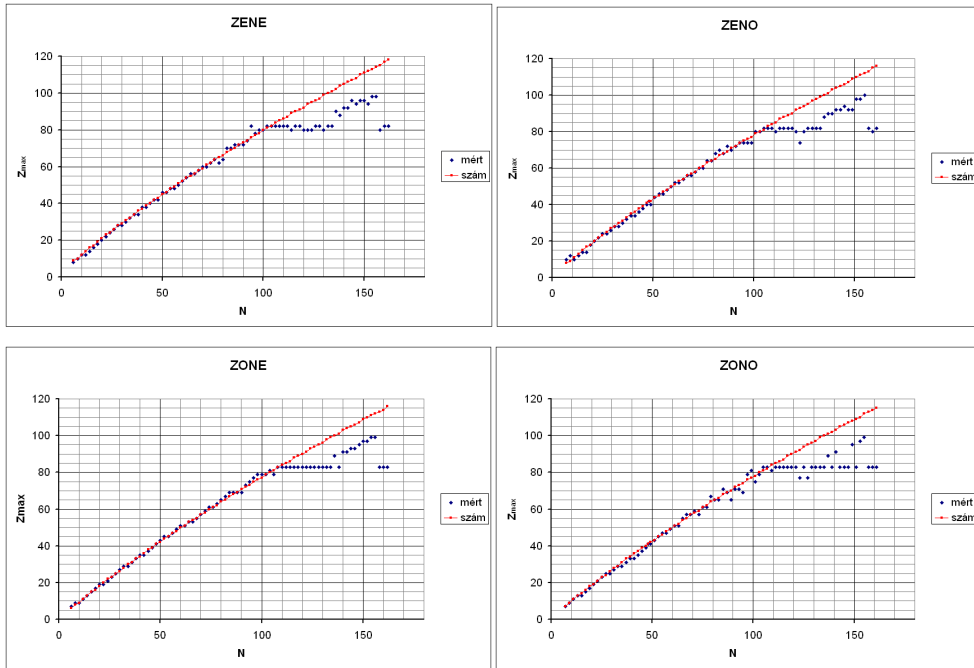
$$Z_{\max}(N) = f(N; a_x) = \frac{N + a_x}{1 + b \cdot N^c}, \quad (8.2.1)$$

ahol a_x , b és c az illesztési paraméterek, és x jelöli az ee , eo , oe , oo valamelyikét. Ezekben az ábrákon egy előzetes becslés alapján választottuk a paramétereket. A paraméterek meghatározása érdekében a legkisebb négyzetek módszerével illesztettük a függvényeket. Ennek érdekében a

$$\chi^2(a, b, c) = \sum_{i=1}^{214} \left[\frac{Z_{\max}(N_i) - f(N_i, a, b, c)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (8.2.2)$$

függvényt minimalizáltuk. Mivel $Z_{\max}(N_i)$ csak egész lehet, feltételeztük, hogy a meghatározásának bizonytalansága $\sigma_i = 1$ minden i -re. Az összegzés felső határát mind a négy csoportnál a legnagyobb azonosítható Z_{\max} alapján

választottuk. Így választva $N_{\max}^{(x)} = 50, 56, 53$ és 55 értékű az egyes csoportoknál páros-páros, páratlan-páratlan, páratlan-páros és páros-páratlan magokra, ezért összesen $50 + 56 + 53 + 55 = 214$ adatunk van.



83. ábra A $Z_{\max}(N)$ függvény a négy paritási esetben. A pontok az ismert adatok, a vonalak a $Z \leq 83$ esetek alapján illesztett függvények

Mivel a négy esetben a függvények haladásának jellege megegyezik, az első szakasz (ahol eldönthető a maximum helye Z -ben) összes adatainak alapján megállapíthatjuk a fő tendenciát (84. ábra), ebből a három paraméterre az

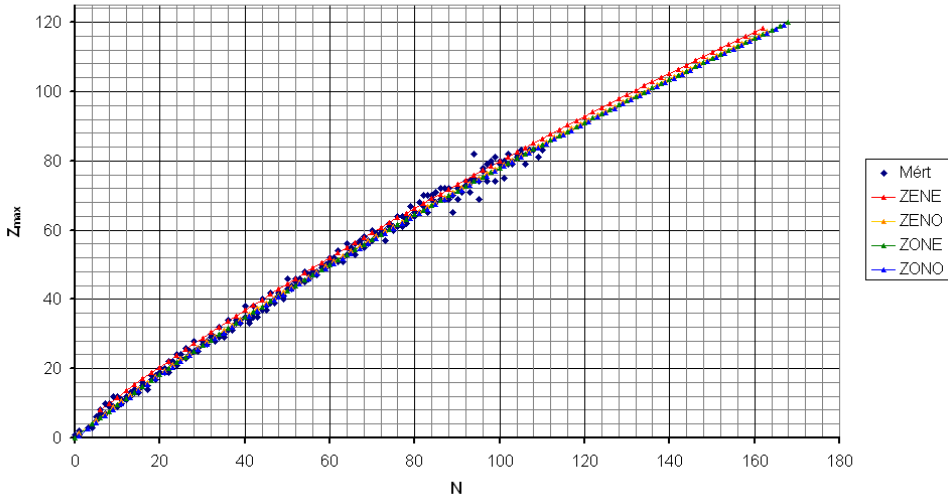
$$a = 0,6 \pm 0,08, \quad b = 0,013 \pm 0,0001, \quad c = 0,666 \pm 0,002 \quad (8.2.3)$$

érték adódik.

A korrelációs index:

$$i = \sqrt{1 - \frac{\chi^2(a, b, c)}{\sum_{i=1}^{214} (Z_{\max, i}(N_i) - \bar{Z}_{\max})^2}} = \sqrt{1 - \frac{590,2}{116029}} = 0,997, \quad (8.2.4)$$

így a determinációs együttható $D = i^2 = 0,995$. (A $\bar{Z}_{\max} = \frac{\sum_{i=1}^{214} Z_{\max, i}}{214} = 45,5$)

Fitting $Z_{\max} - f(N)$ 

84. ábra A négy illesztett függvény a mért adatokkal és a várható folytatással

Most már ezek ismeretében a négy esetben ehhez külön-külön megállapítottuk az a_x paraméter értékét:

$$\chi^2(a_x) = \sum_{i=1}^{N_{\max}^{(x)}} \left[\frac{Z_{\max}(N_i) - f(N_i, a_x; 0,013; 0,666)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (8.2.5)$$

külön mind a négy esetben ($x = az, ee, eo, oe, oo$). ($\sigma_i = 1$ minden i -re.) Az illesztés alapján

$$a_{ee} = 2,47, \quad a_{oo} = -0,38, \quad a_{eo} = 0,45, \quad a_{oe} = 0,07 \quad (8.2.6)$$

a paraméterek bizonytalansága 0,16 és a determinációs index 0,99 mindegyik esetben.

Célszerűnek tűnik feltételezni, hogy a $Z = 83$ rendszám feletti magok esetén is a kapott négy függvény jelöli ki a maximumok helyét. Az esetleges újabb eredmények igazolhatják feltevésünk helyességét, illetve pontosíthatják a függvényeket. A $Z = 62-83$ tartománybeli nagyobb szórás is vizsgálat tárgya lehet (84. ábra).

A kapott függvények nem a stabilitási görbe mentén haladnak. A kijelölt vonalat nevezhetjük a neutronbefogási keresztmetszetek hegye gerincének (*ridge of Maxwellian averaged neutron captures cross sections*).

A stabilitási görbét is átparaméterezhetjük a szokásos Z - A ábrázolásból a Z - N összefüggésre. Az előzőeknek megfelelően illeszthetjük a magokat. Így a következő összefüggés adódik:

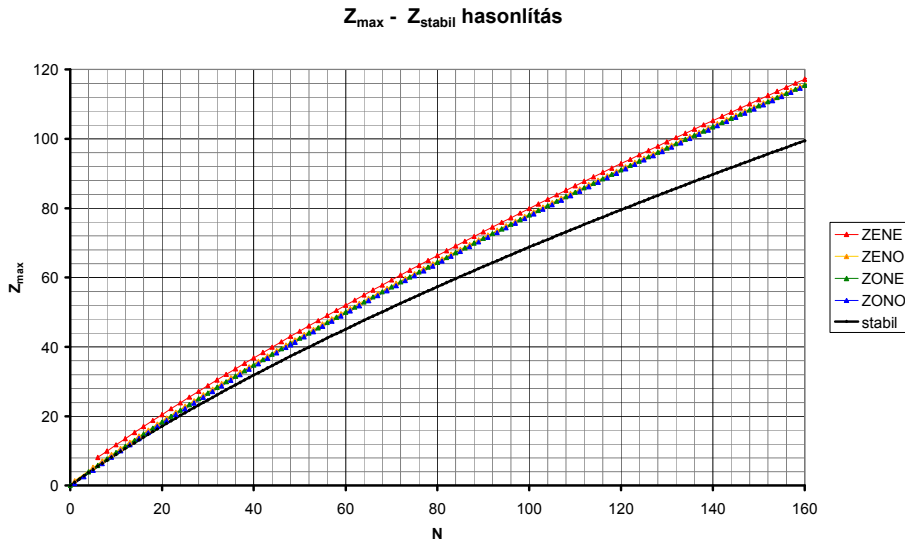
$$Z_{stab}(N) = \frac{N + a_s}{1 + b_s \cdot N^{c_s}} \quad (8.2.7)$$

ahol a megfelelő paraméterek

$$a_s = 0,682 ; b_s = 0,027 ; c_s = 0,614 \quad (8.2.8)$$

Szokásos formájában a stabilitási görbe tömegszámmal kifejezve:

$$Z_{stab}(A) = \frac{A + 0,666761}{2 + 0,016044 \cdot A^{0,656466}} \quad (8.2.9)$$



85. ábra A stabilitás völgye és a maximumok helye, a befogási keresztmetszetek hegyének gerince együtt indul, azután szétválík

A két függvény és a stabilitási görbe együtt indul és szétválása nő a neutronszám növekedtével (85. ábra). A maximumok tehát az s-ösvénytől is eltérnek, a protongazdag oldalon helyezkednek el.

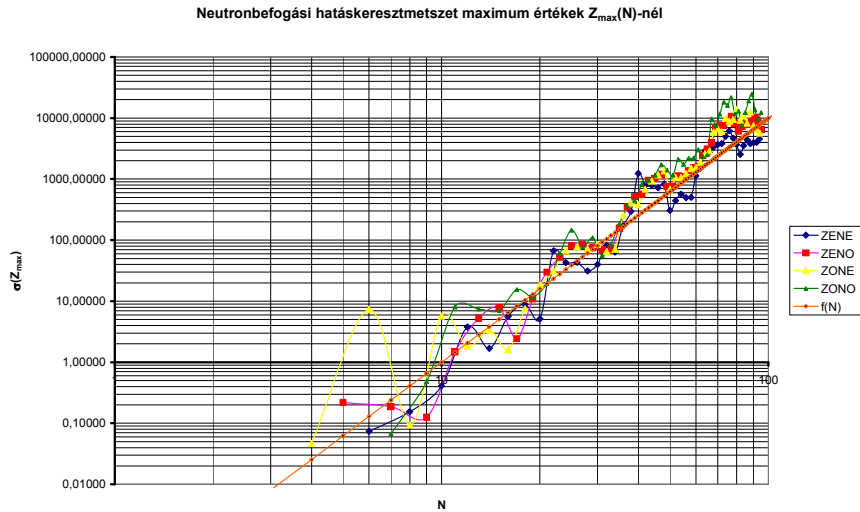
A kapott $Z_{max} = f(N)$ függvény segítségével lehetőségünk adódik, hogy ismeretlen hatáskeresztmetszetek értékét a helyük és az ismert értékek alapján megbecsüljük. A maximumhelyek elhelyezkedésére érdekes lehetne elméleti magyarázatot is találni. A maximumok elhelyezkedése az s-folyamat szempontjából azért is fontos, mert a stabilitási görbe feletti neutronszegény magok neutronbefogási hajlandóságát mutatja. Az s-folyamathoz való hozzájárulásuk érdekes lehet. A feltételezhető maximumhelyek és a meglévő (szerény mennyiségű) adatok alapján pedig extra-, illetve interpolálhatunk a hiányzó adatokra.

8.3 A maximális hatáskeresztmetszetek értéke

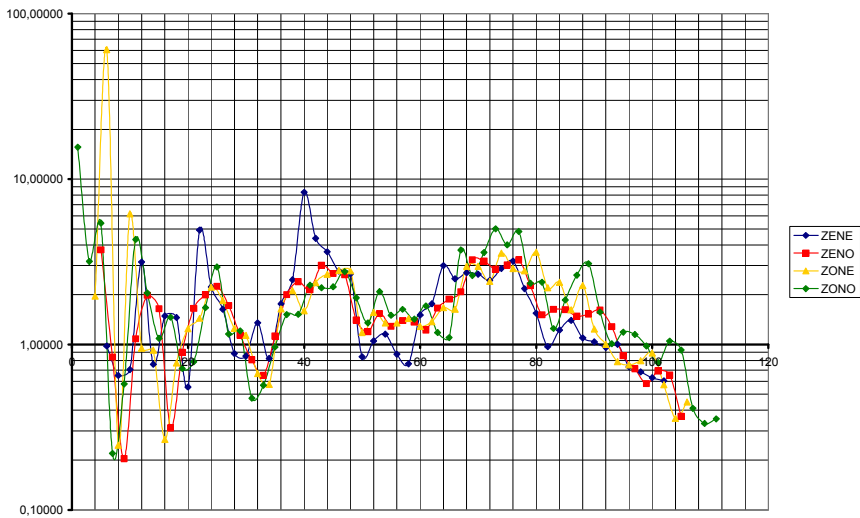
A hatáskeresztmetszetek izotón maximumainak értékét [19,29,31] a négy esetben ábrázolhatjuk a neutronszám függvényében (86. ábra). Az adatok logaritmusos ábrázolásban jó közelítéssel egy egyenesre esnek, tehát

$$\sigma_{\max}(N) = \left(\frac{N}{10}\right)^4 mb. \quad (8.3.1)$$

A konkrét értékek e függvény körül szórnak. Az eltérést jól szemlélteti, ha a tendencia maximumokkal arányítjuk a rendelkezésre álló hatáskeresztmetszet értékeket (87. ábra). Az ingadozást a mágikus számokhoz tartozó minimumokhoz köthetjük, de az egyes adatok pontatlansága is jelentős lehet.



86. ábra A legnagyobb befogási keresztmetszetek értéke a neutronszám függvényében



87. ábra A publikált adatok [5,19,29,63] és a legnagyobb hatáskeresztmetszetek aránya

8.4 A hatáskeresztmetszetek normálása és eltolása

További érdekes észrevételt tehetünk, ha a hatáskeresztmetszeteket normáljuk az egyes neutronsámhoz adódó tényleges $\sigma_{\max}(N)$ maximummal és eltoljuk a maximális értékhez tartozó $Z_{\max}(N)$ értékkel. Így a normált maximum a nullába kerül. Az így kapott normált és eltoló értékek:

$$\rho_N(z) = \frac{\sigma(z + Z_{\max}, N)}{\sigma_{\max}(N)} \equiv \frac{\sigma(Z, N)}{\sigma(Z_{\max}(N))}, \quad z = Z - Z_{\max} \quad (8.4.1)$$

Ezek z-től, N-től egyaránt függenek, de adott N-re vizsgáljuk a z-től függést.

Ezeket a normált, függvényeket egy grafikonon ábrázolva a függvények képe jellegzetesen hasonló. Értelmezhetjük az átlagos z-függést:

$$\rho(z) = \frac{1}{N_z} \sum_{N=1}^{N_z} \rho_N(z) \quad (8.4.2)$$

amelynek standard deviációja:

$$\sigma^2(z) = \frac{1}{N_z(N_z - 1)} \sum_{N=1}^{N_z} [\rho_N(z) - \rho(z)]^2 \quad (8.4.3)$$

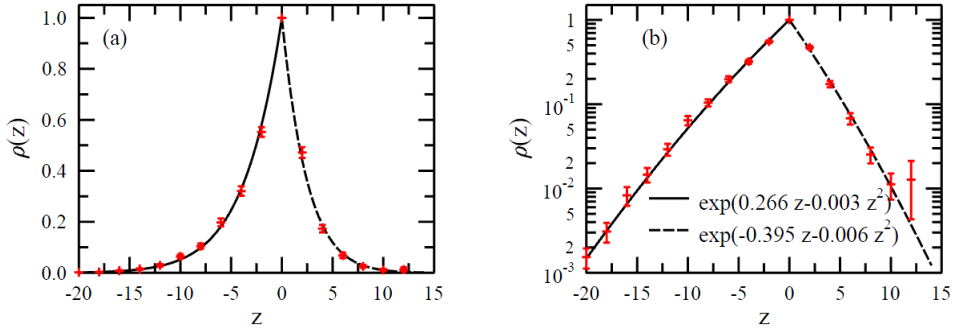
ahol N_z a hatáskeresztmetszetek száma az adott z-re. A kapott átlagfüggvény az 88. ábrán látható. Az 88.b ábra alapján a függvény két oldala jól közelíthető exponenciálisan. A függvény logaritmusát jól közelíthetjük a másodfokú $\alpha_i z^2 + \beta_i z + \gamma_i$ kifejezéssel, ahol $i=1$, ha $z < -26$, $i=2$ ha $-26 \leq z < 0$ és $i=3$ ha $z > 0$. Ha $i=2$ és ha $i=3$, akkor $\gamma_i = 0$. Ezzel biztosítjuk a normáltságból adódó $\rho(0) = 1$ feltétel teljesülését. Ugyancsak megkívánjuk a sima folytonos illesztést $z = 26$ -nál. Az illesztés jóságát a

$$\chi^2 = \sum_z \frac{[\ln \rho(z) - (\alpha_i z^2 + \beta_i z + \gamma_i)]^2}{\left(\frac{\sigma(z)}{\rho(z)}\right)^2} \quad (8.4.4)$$

függvénnyel mértük a három z régióban külön-külön (31. táblázat).

31. táblázat. A $\rho(z)$ átlagfüggvény illesztési eredménye

i	α_i	β_i	γ_i	$\chi^2 / \text{szab.fok}$
1	0,0044	1,135	17,95	5,29/5
2	-0,0025	0,2658	0	6,15/9
3	-0,0058	-0,3948	0	7,14/4



88. ábra A normált hatáskeresztmetszetek átlaga a $z = Z - Z_{\max}$ függvényében, illetve ugyanez logaritmusos ábrázolásban. A hibasávok a $\sigma(z)$ standard deviációt jelölik

32. táblázat. Az adott magra publikált legnagyobb és legkisebb hatáskeresztmetszetek aránya $R = \sigma_{\max} / \sigma_{\min}$ a bizmuton túli magokra [19]

mag	R	mag	R	mag	R
$^{227}_{89}\text{Ac}_{138}$	15,9	$^{231}_{90}\text{Th}_{141}$	16,7	$^{238}_{93}\text{Np}_{145}$	16,5
$^{246}_{94}\text{Pu}_{152}$	12,3	$^{242}_{95}\text{Ac}_{147}$	22,7	$^{245}_{97}\text{Bk}_{148}$	12,4
$^{246}_{97}\text{Bk}_{149}$	6,41	$^{248}_{97}\text{Bk}_{151}$	7,13	$^{253}_{98}\text{Cf}_{155}$	20,0
$^{254}_{99}\text{Es}_{155}$	5,17	$^{251}_{99}\text{Es}_{152}$	7,48	$^{253}_{99}\text{Es}_{154}$	46,8

Az egyes függvények $\rho_N(z)$ függvények az átlagtól kétféleképpen térnek el: nagyobb N esetén szélesebb a $\rho_N(z)$ függvény, valamint van némi véletlenszerű ingadozás. Az utóbbi oka valamilyen kis fizikai hatás vagy mérési hiba lehet: az egyes elérhető adatok gyakran eltérnek egy kettes szorzó erejéig. Az első hatás könnyen számításba vehető, ha skálázzuk a szélességet egy szorzóval a következő szakaszban leírt módon.

8.5 Hiányzó hatáskeresztmetszetek becslése

A fenomenológiai észrevételek módot adnak arra, hogy nagyságrendbeli becsléseket adjunk olyan régiókban lévő hatáskeresztmetszetekre ahol nincs elegendő elérhető adat. Ezt ott tudjuk megtenni, ahol legalább néhány adat ismert egy adott N esetén. A becsléseket két lépésben tesszük. Elsőként ellenőrizzük az eljárásunkat a publikált hatáskeresztmetszetekre [19,29]. Ezután alkalmazzuk eljárásunkat a hiányzó értékek becslésére.

Eljárásunk a befogási keresztmetszetek bérc formájának elemzéséből levont három megfigyelésen alapszik:

1. a maximumok helye Z_{\max} adott neutronszám esetén a (8.2.1) egyenletben megadott egyszerű függvény szerint alakul,

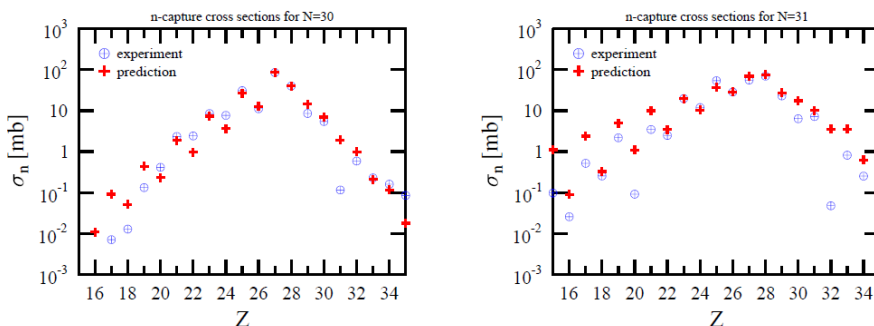
2. a maximumok értéke $\sigma_{\max}(N)$, vagyis a bérc magassága $Z_{\max}(N)$ a (8.3.1) egyenlet szerinti egyszerű függvénnyel írható le.
3. az $\rho(z)$ átlagfüggvény menete (a hegygerinc meredeksége) olyan, mint a 88. ábrán.

A befogási hatáskeresztmetszetek becslése adott neutronszám esetén a következő lépésekből állt:

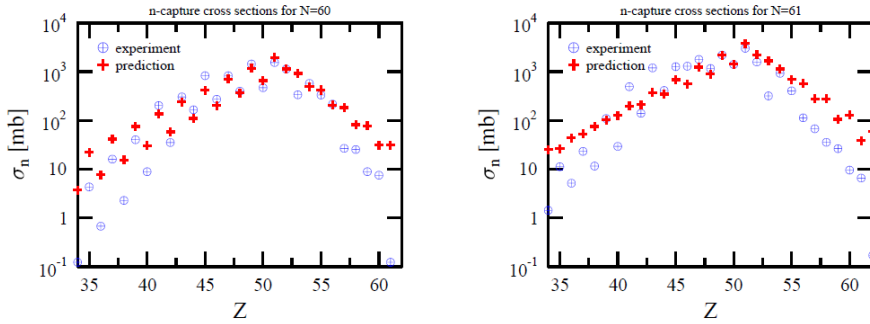
1. Az adott n -re megkerestük a $Z_{\max}(N)$, vagyis a maximális érték helyét külön páros $Z_{\max}^E(N)$ és páratlan neutronszám esetére $Z_{\max}^O(N)$.
2. Az adott páros és páratlan $Z_{\max}(N)$ -hoz beállítottuk $\rho(z)$ maximumának a helyét.
3. Kétparaméteres illesztéssel beállítottuk a $\rho(z)$ függvény szélességét és magasságát.

A harmadik lépést megnehezítették a publikált hatáskeresztmetszetekben tapasztalható eltérések, amelyek közül néhány, nehéz magok esetére, a 32. táblázatban látható. Könnyű magok esetén ez eltérés jóval kisebb, egy kettes szorzón belül marad [19,29,63].

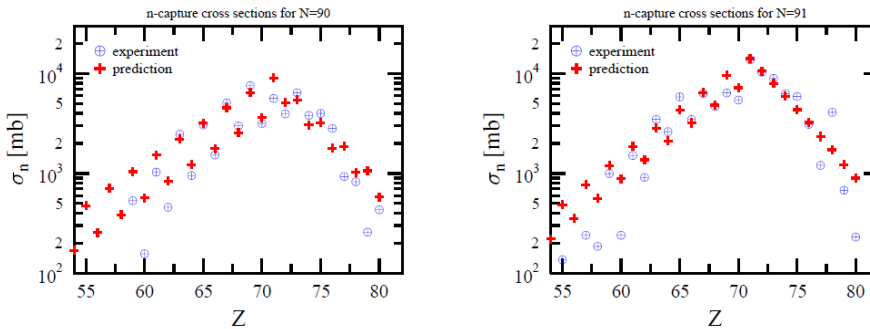
Összehasonlítást végeztünk a magok táblázatának azon tartományán ($Z \leq 83$), ahol a hatáskeresztmetszetek értékei ismertek [19,29,63], hogy a becsült értékek hogyan alakulnak a meglévőkhöz képest. Az 89–91. ábrákon ismét láthatók a 82. ábra hatáskeresztmetszetei és az előzőleg leírt eljárással becsült értékek. Becslési eljárásunk egyszerűségéhez viszonyítva meglepően jó a megegyezés minden neutronszámra. Ugyanakkor teljes egybeesést a publikált adatokkal nem tapasztalunk, de a nagyságrendbeli becslés rendszerint teljesül, különösen ott, ahol nagyok a hatáskeresztmetszetek. Ezek a tartományok különösen fontosak a magszintézis szempontjából. Hasonló egyezéseket lehet megfigyelni a magok táblázatának jelentős területein, amelyekre publikált hatáskeresztmetszet értékek (MACS) elérhetők.



89. ábra A 30 keV-hez tartozó neutronbefogási hatáskeresztmetszetek Z függése $N = 30$ -ra és 31 -re összehasonlítva a modell szerinti becsléssel



90. ábra A 30 keV-hez tartozó neutronbefogási hatáskeresztmetszetek Z függése $N = 60$ -ra és 61 -re összehasonlítva a modell szerinti becsléssel



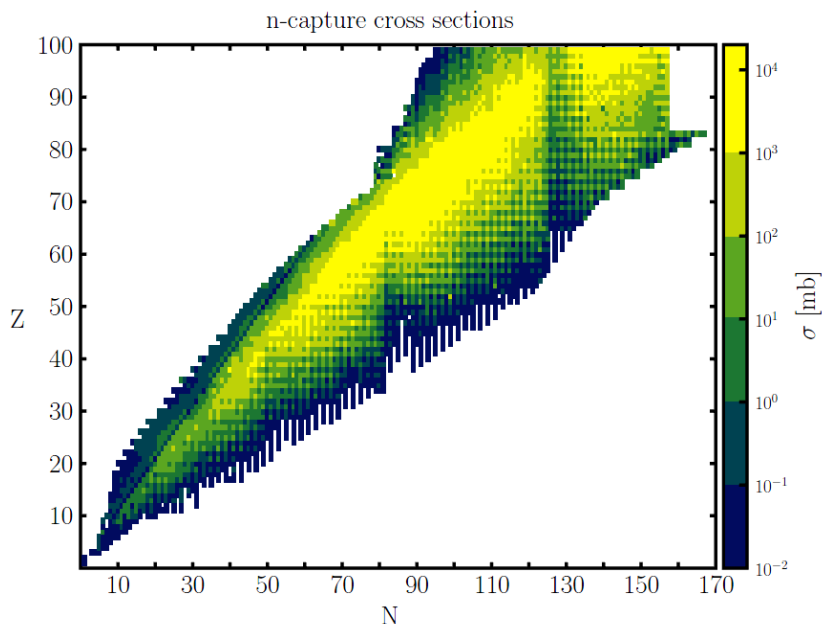
91. ábra A 30 keV-hez tartozó neutronbefogási hatáskeresztmetszetek Z függése $N = 90$ -re és 91 -re összehasonlítva a modell szerinti becsléssel

Eljárásunkat felhasználhatjuk, hogy megbecsüljük az azon tartományokba eső magok hatáskeresztmetszeteit, ahol csak néhány mért érték ismert, például a $Z > 83$ régióban. Ebben a tartományban a megismert trendek alapján illeszthetünk az ismert értékekhez, hogy kiegészítsük a gerincet. A kapott értékeket a 33. táblázat mutatja néhány magra, és a 81. ábrát is kiegészíthetjük velük. A kiegészítésekkel kapott képet mutatja a 92. ábra.

8.6 Következtetések

Tanulmányoztuk a publikált neutronbefogási hatáskeresztmetszetek (MACS) [19,29,63] proton- és neutronszámától való függését. Viszonylag egyszerű és jellegzetes viselkedést találtunk, amit a stabilitási völgy mintájára formája alapján a neutronbefogás hegyének gerincének nevezhetünk. Ezt az alakzatot leírhatjuk a gerinc helyének, magasságának és a meredekség segítségével. Bár az általános trendtől helyi eltérések vannak, képesek vagyunk ezeket a jellegzetességeket mennyiségileg jellemezni és becslést adni a hatáskeresztmetszetekre a magok tartományának olyan régióiban ahol csak kevés adat ismert. Ezek a becslések szükségesek modellünk működtetéséhez,

amikor vizsgáljuk a nehéz elemek csillagokbeli keletkezését, és nemcsak a klasszikus s-folyamat út mentén [62].



92. ábra A 30 keV-hez tartozó neutronbefogási hatáskeresztmetszetek (MACS) hegygerince a proton- és neutrons szám függvényében

33. táblázat. Bizmuton túli hatáskeresztmetszetek (mb). A becült értékek *dőlt*, a publikus értékek **vastag** számokkal. A hitelesítő számítások alapján úgy becsljük, hogy a legnagyobb értékű izotónok relatív hibája 10% alatt van.

Z\N	127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137	138	139	140	141	142
84	6	1	8	2	15	3	28	3	216	53	331	99	121	90	157	82
85	50	16	72	28	153	74	577	99	772	534	229	530	171	385	29	215
86	10	2	12	3	26	6	59	5	330	3	512	156	205	150	259	146
87	76	23	108	48	268	135	1024	163	1276	875	437	792	302	693	74	376
88	16	3	20	5	46	13	118	8	601	227	653	448	343	6	421	258
89	114	34	161	82	463	242	1786	266	2083	1560	2020	1366	523	1229	184	650
90	25	5	32	8	79	26	233	15	751	252	1400	429	1400	433	1550	484
91	171	49	237	139	786	428	3063	428	3359	2269	600	1770	695	2140	1213	2250
92	38	8	50	14	135	51	450	25	1118	412	1790	427	492	770	425	1550
93	253	70	346	229	1314	743	5168	681	5347	3590	2717	2514	1506	3692	600	1020
94	59	13	78	23	225	98	849	41	1648	666	2667	861	1497	1036	1693	750
95	370	100	500	374	2162	1267	8577	1069	8406	5613	4816	3635	2499	6256	2345	3093
96	90	20	120	37	371	184	1568	68	2407	1063	3938	1289	2383	1631	2635	2191
97	209	59	288	600	3500	2124	14000	1657	13048	8675	8379	5212	4087	10442	5132	5065
98	48	30	63	60	600	336	2831	111	3485	1675	5761	1913	3748	2538	4055	3611
99	115	34	162	295	1701	3500	6718	2536	20000	13250	14312	7411	6584	17168	10876	8185
100	25	16	32	30	291	600	5000	178	5000	2605	8353	2813	5820	3904	6172	5873

9. Összegzés

Modellünk lehetővé tette a neutronbefogással megvalósuló magszintézis szemléletes bemutatását. A képies megjelenítés láthatóvá tette a folyamatokat. Olyan részletek váltak megfigyelhetővé, amelyekről eddig nem volt tudomásunk. A modellünk alapját képező differenciálegyenletekben az egyes magokat mind a rendszám, mind a neutrons szám szerint megkülönböztetjük, és nem korlátozzuk a neutronsűrűség lehetséges értékét. Az elemkeletkezést a felezési idő, a hatáskeresztmetszet, neutronsűrűség és az adott magot szülő mag mennyisége (átlépési küszöb) határozza meg. A modell azt is lehetővé tette, hogy vizsgáljuk az egyes paraméterek szerepét az atommagok kialakulásában.

Modellünk lehetőségeit kihasználva különböző feltételekkel vizsgáltuk az elemkeletkezést. Vizsgálataink során szükségünk volt az egyes magok egyedi adataira. Ezek egy részét (felezési idők, bomlási módok és arányok) megtaláltuk az irodalomban, más részük (neutronbefogási hatáskeresztmetszetek) hiányzott néhol, főleg ott, ahol az eddigi kép alapján nincsen szükség ilyen adatokra. Az adathiány miatt tanulmányoztuk a különböző forrásokból elérhető (mért vagy számított) 30 keV-es neutronbefogási hatáskeresztmetszeteket. Ezek alapján egyszerű tapasztalati képletekkel megfogalmazható észrevételeket tettünk a legnagyobb hatáskeresztmetszetek helyére a Z-N síkon, valamint a helytől függő legnagyobb értékekre is. A képletek felhasználásával becslést tudtunk adni a modellszámításaimhoz szükséges, az irodalomban nem megtalálható hatáskeresztmetszetek értékére [62].

Megállapítottuk, hogy a csillagokbeli elemkeletkezés a stabilitási völgy mentén, vagy esetleg távolabb húzódó széles sávban történik, amelynek leírására egyszerű fizikai alapokon nyugvó modellt nevezhetnénk sáv-modellnek (*band-process*, *b-process* = *b-folyamat*) [3,23,24]. A kialakuló sáv szélessége, illetve a sávon belüli nukleonmaximum helye a neutronsűrűség függvénye. Ugyancsak fontos a kiindulási magok mennyisége, ami a csillag tömegén és metallicitásán múlik.

Ha nagy időalapot és kevés kiindulási vasat használunk, akkor a magok jelentős részét kizárjuk a keletkezés lehetőségéből. Elegendő kiindulási mennyiség és rövid időalap mutatja a folyamatok igazi természetét, a magok sávos megjelenését a neutronbefogásos magszintézis során. Valójában s-folyamaton a kis neutronsűrűség mellett bekövetkező neutronbefogási folyamatot értjük ($n_n \sim 10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$), és r-folyamaton a nagy neutronsűrűség mellett bekövetkező neutronbefogási folyamatot ($n_n \sim 10^{20} - 10^{25} \text{ cm}^{-3}$). Modellünk alapján láthatjuk, hogy mit is jelentenek ezek a fogalmak az atommagkeletkezés szempontjából, hogyan alakulnak a sávok az egyes esetekben.

Azt találtuk, hogy nagyon fontosak a köztes, $n_n \sim 10^{10} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ neutronsűrűségeen megvalósuló folyamatok is (*moderate*-, m-process). Az utóbbiak jellemző helyszíne az AGB csillagok TP állapota [13,16].

A modell ellenőrzésére több lehetőség van. Az r- és s-magpárok aránya mellett főként a gyakoriságok reprodukálása jelentheti a modell jóságát. Utóbbi azonban sok más paramétértől is függ, hiszen az elemek különböző állapotú csillagokban, eltérő körülmények között keletkeznek. Az egyes izotópok gyakorisága nagyon fontos összehasonlítási alap. Az egyes hosszú felezési idejű radioaktív magok megtalálása a Tejútrendszerben vagy az Univerzum más részein is fontos bizonyíték.

A nem túl nagy tömegű csillagokban a kis neutronsűrűség mellett bekövetkező magszintézis a kiszélesedett bétavölgyben történik, mely a polónium alfabomló izotópjai miatt nem folytatódik. A neutronsűrűség növelésével észrevehető, hogy, $n_n \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ elérve, a magok keletkezése nem áll meg a bizmutnál. Az AGB csillagokban a TP szakaszok neutronsűrűsége jelentősen meghaladhatja ezt az értéket, így a neutronbefogás folytatódhat egészen a fermiumig. A gyakoriság jól közelíti a megfigyeltet, csupán az ólom mennyisége több az elvártnál. A program futás során r-magok magok is keletkeztek kis neutronsűrűség mellett és s-magok is nagy neutronsűrűség esetén. A SiC meteorit szemcsékben tapasztalt r-magok bizonyíthatják keletkezésüknek lehetőségét lassú, illetve mérésékelt folyamatokban.

Az első esetben a sávós fejlődés magszintézis miatt kiszélesedett bétavölgyben keletkező sáv már kis neutronsűrűség mellett is túlnyúlik a közeli r-magokon, bár mennyiségük nagyon kis neutronsűrűségnél elenyésző. Közepes neutronsűrűség esetén azonban, mennyiségük megfelel a Naprendszerben tapasztalt gyakoriságnak. A tapasztalt arány azonban a kicsi, közepes és magas neutronsűrűségű folyamatokban keletkező anyag keveredésével adódik.

Nagy neutronsűrűség esetén, ha a gyors folyamatok neutronsűrűsége nem haladja meg jelentősen a $n_n = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ értéket, akkor néhány kivételtől eltekintve (${}^{176}_{72}\text{Hf}_{104}$ és ${}^{192}_{78}\text{Pt}_{114}$, esetleg továbbiak.) s-magok is keletkeznek, ha nem is nagy mennyiségben.

Úgy találtuk, hogy az AGB csillagok TP állapotában bekövetkező neutronbefogási folyamatok révén a folyamatokat jellemző közepes neutronsűrűségeen is keletkezhetnek a bizmutnál nehezebb elemek, és ellentétben a klasszikus képpel, az atommagok keletkezése egészen a fermiumig haladhat. A folyamat közben bekövetkező kisöprés elfedi ezt a helyzetet, de ennek ellenére tapasztalati érvet találtunk, amely alátámasztja modellünk jóslatait: a tellúrizotópok eloszlásának anomáliája, a tellúr két leggyakoribb izotópja r-mag, harminc-harminc százalékos feletti gyakoriság aránnyal. Ez az anomália más izotópoknál nem figyelhető meg. Úgy látjuk, hogy AGB TP fázisában keletkező

fermium spontán hasadásakor keletkező instabil ónizotópok bomlása során jön létre a ${}_{52}^{128}\text{Te}_{76}$ és a ${}_{52}^{130}\text{Te}_{78}$, a két nagy gyakoriságú tellúr izotóp egy része.

A tellúr izotópeloszlását jól tudjuk reprodukálni a lassú, a közepes és a gyors folyamatok izotópeloszlásának lineáris kombinációjával. Modellünk alapján az elemkeletkezés legfontosabb helyszínének az AGB csillagokat találtuk, ez összhangban a legújabb irodalmi észrevételekkel [11, 16].

Vizsgálatunknak vannak korlátai: az izomereket nem vettük figyelembe, a fotodezintegráció és a spin kérdésével sem foglalkoztunk.

A radioaktív ${}^{26}\text{Al}$ és ${}^{60}\text{Fe}$ izotópok Tejútrendszerbeli megfigyelése, illetve lányelemeik megtalálása preszoláris neutronszemcsékben megerősítik a modellünk alapján levont következtetéseket.

A Chandra röntgentávcső 10 keV-es adatai alapján az urán körüli elemek (aktindák) közül ebben az energiatartományban a legjobban beazonosítható a protaktínium. Ennek RG, vagy AGB csillagbeli megtalálása további bizonyíték lehet arra, hogy az elemkeletkezés közepes neutronsűrűség esetén nem áll meg a bizmutnál. Mivel a TP kisöprés nem teljes, a felkeveredés felszínre hozhatja ezeket a magokat. A meteoritokban a keletkező jellegzetes magok egy része megőződik.

Különleges összetételű csillagok ismertek: például a Przybylski csillag (HD 101065), a HR 465. Előbbiben aktindák található kiemelkedő mennyiségben, így protaktínium is. Utóbbiban például prométium. Biztató tény, hogy tóriumot és urán találtak a COS82 vörös óriás csillagban [64].

Summary

Our model allows an expressive interpretation of nucleosynthesis by neutron capture. The illustrative presentation helps visualizing the processes. Such details have become observable that we have not got any knowledge before. In the differential equations that our model based on the nuclei are distinguished by atomic number and neutron number. We have not limited the possible values of the neutron density. The formation of elements is determined by the half-life, the neutron capture cross section, the neutron density and the amount of their parents nuclei (overstep threshold). The model allows us to investigate the role of the individual parameters in the formation of atomic nuclei as well.

Exploiting the capabilities of our model we have investigated the formation of the elements using various assumptions. In our investigations we needed to know specific data for each individual nucleus. Some of these data (half-life, decay mode and percentage branching) we have found in the literature, but properties such as neutron capture cross sections were missing in some cases mostly because these were not necessary as per the current view. Due to the lack of these data we have investigated both measured and calculated neutron capture cross sections at 30 keV from different sources. Studying published values of Maxwellian averaged neutron capture cross sections; we found that the cross sections obeyed to simple phenomenological rules as a function of proton and neutron number. We found some simple rules for the location of the highest capture cross section on the Z-N plane and also its maximum value. We use these rules to make predictions for cross sections of neutron capture on nuclei with proton number above 83, where very few MACS data is available and needed for our model [62].

We have established that that the synthesis of the elements occurs along a wide band near the valley of the beta stability. Our model, named band-process, is based on simple physical assumptions [3,23,24]. The width of the evolved band and the maxima of nuclei in the band depend on the neutron density. The initial amount of nuclei is also important and it depends on the mass and metallicity of the star.

If we use a long time for step and very few initial iron nuclei then we exclude the vast of nuclei from the opportunity of formation. Using a short time interval (one second or shorter) and sufficient amount of iron we can see the true nature of the processes, the band formation of nuclei during the nucleosynthesis by neutron capture. The neutron capture process at low neutron density ($n_n \sim 10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$) is called s-process and the neutron capture process at high neutron density ($n_n \sim 10^{20} - 10^{25} \text{ cm}^{-3}$) is called r-process. Based on our model

we can see what these concepts mean during nucleosynthesis and how the bands evolve in the different cases.

We have found that the processes that occur at moderate, $n_n \sim 10^{10} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ neutron density (m-process) are very important. They typically take place during the TP state of AGB stars [13,16].

There are several ways to verify the model. Besides the ratio of r- and s-nuclei mainly the accurate reproduction of the abundances means how good the model is. The last however depends on many other parameters, because the elements form in stars of different states under different conditions. The abundance of isotopes is very important for verification as well. Discovery of radiogenic nuclei with long half-life in the Milky Way or elsewhere in the universe is also important evidence.

The nucleosynthesis in moderate mass stars at low neutron density occurs in the widened valley of beta stability and is terminated by the alpha decay of the polonium.

If the increasing neutron density reaches the $n_n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ value the evolution does not terminate in bismuth. In AGB stars during a thermal pulse the neutron density significantly exceeds this value so the valley may proceed to fermium. The simulated abundance approximates well the observations, only the abundance of lead is higher than the expected value. If we use the model it produces r-nuclei at low neutron density and s-nuclei at high neutron density. The r-nuclei found in SiC meteorite grains demonstrate the possibility of their formation in slow or preferably moderate processes.

In the first case the nascent band in the widened valley of beta stability (caused by band evolution) reaches over the adjacent r-nuclei even at low neutron density. But it is true that the amount of these nuclei is negligible at low neutron density. At moderate neutron density the amount of these nuclei correspond to the empirical abundance of solar system. But the experienced abundance includes nuclei produced at processes with low, intermediate and high neutron density.

In the case of high neutron density, if the neutron density does not significantly exceed the $n_n = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ value then s-nuclei (s-only) are produced with some exceptions ($^{176}_{72}\text{Hf}_{104}$ and $^{192}_{78}\text{Pt}_{114}$ maybe some more), but not too many.

We have found that neutron capture process at AGB TP phase at intermediate neutron density forms elements heavier than bismuth, contrary to the classical view, the formation of nuclei can evolve even to fermium. Although the "sweeping out" obscures this situation, there is an empirical argument that confirm the predictions of our model. This argument is the anomaly at the isotopic abundance of tellurium, namely the two most abundant tellurium

isotopes are r-nuclei with thirty-thirty percent abundance. This anomaly is unique; there are no other elements with such a strange isotopes anomaly. It seems that fermium that forms at the AGB TP phase, goes through spontaneous fission and results in unstable tin isotopes. The unstable tin isotopes decay into $^{128}_{52}\text{Te}_{76}$ and $^{130}_{52}\text{Te}_{78}$, and that is the way part of these two abundant isotopes come into existence.

We can reproduce the distribution of tellurium isotopes with a linear combination of isotope distributions that we got with slow, moderate and rapid processes. According to our model the most important places of element formation are AGB stars. This is in a good agreement the with the newest literature reflections [11,16].

Our investigation has its limitations: the isomers are neglected and we do not deal with spin and photodisintegration.

The observation of radio nuclei ^{26}Al and ^{60}Fe in the Milky Way and the discovery of the daughter isotopes in the presolar grains confirm the conclusions of our model.

It is possible to isolate the protactinium or other actinides in the 10 keV X-ray spectrum data of the Chandra telescope. Protactinium is the most isolatable of them. If it was found in a RG or AGB star, it would be an empirical proof that s-process or rather m-process is not terminated at bismuth. Since the TP sweep-out is not complete, the dredge up can lift these nuclei to the surface. Part of the typical nuclei formed in meteorites is preserved.

Some peculiar stars are known for example Przybylski-star (HD 101065) or HR 465. Actinides were found in the first and promethium in the second. The fact that thorium and uranium were found in the red giant star COS82 [64] is also promising.

Köszönetnyilvánítás

Munkám elkészítéséért sok embernek tartozom hálával.

Elsőként feleségemnek, Bettinek köszönöm türelmét és energiáját, hogy ezekben az években, a hatéves munka során, jelentősen átvállalta a feladatokat otthon és a család körül, gondos lektori munkáját, mellyel szövegeimet kisimította. Gergely fiamnak, programozási tanácsait, segítségét, Márton fiamnak technikai háttérmunkáját.

Lovas István tanár úrnak köszönöm a bátorítást, hogy belefogjak a munkába és a tőle kapott személyre szabott oktatást. Angeli István tanár úrnak köszönöm nagyszerű óráit és személyes segítségét. Somorjai Endre tanár úrnak köszönöm a téma megismertetését, a konzultációkat és a személyes segítséget.

Trócsányi Zoltánnak témavezetőmnek köszönöm sokirányú segítséget, a téma megtalálásától a munkálatok befejezéséig. Köszönöm a folytonos

segítségét a haladásban, az irodalmak felkutatásában, a cikkek megfogalmazásában a helyes irányok megtalálásában. Köszönöm segítő magatartását, a cikkek és a dolgozat gondos áttanulmányozását, valamint azok tartalmának és formájának kialakításához adott hasznos ötleteit, tanácsait.

Irodalomjegyzék

1. M. E. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler and F. Hoyle Synthesis of the elements in stars, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547 (1957).
2. Cameron, A.G.W. On the origin of the heavy elements. *Astron. J.* 62, 9 (1957).
3. Kiss M., Trócsányi Z. A unified model for nucleosynthesis of heavy elements in stars, *Journal of Physics: Conference Series* 202 (2010) 012024
4. <http://ie.lbl.gov/toips/greatch.pdf>/<http://ie.lbl.gov/toi/pdf/chart.pdf>,
<http://nucldata.nuclear.lu.se/NuclearData/toi/pdf/chart.pdf>
5. Chart of Nuclides (NuDat2) National Nuclear Data Center www.nndc.bnl.gov/nudat2, Brookhaven National Laboratory
6. C. S. Jeffery: Stellar Structure and Evolution in A. Goswami, B. E. Reddy (Editors), *An Introduction in Principles and Perspectives in Cosmochemistry*, Springer 2010
7. K. S. Krane: *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons 1988
8. K. L. G. Heyde: *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics: An Introductory Approach*
9. K. Lodders Solar system abundances of the elements. in A. Goswami, B. E. Reddy (Editors), *An Introduction in Principles and Perspectives in Cosmochemistry*, Springer 2010
10. S. G. Ryan, A. J. Norton: *Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Cambridge University Press, 2010
11. A. I. Karakas.: Nucleosynthesis of Low and Intermediate-mass Stars. In *Principles and Perspectives in Cosmochemistry*. Goswami A., Reddy B. E. (editors), Springer 2010
12. C. E. Rolfs, W. S. Rodney: *Cauldrons in the Cosmos*, The Univ. of Chicago Press, 1988
13. H. J. Habing, H. Olofsson: *Asymptotic Giant Branch Stars*, Springer, 2004
14. R. N. Boyd: *An Introduction to Nuclear Astrophysics*, The Chicago University Press 2008
15. M. Lugaro: *Stardust from meteorites. An introduction to presolar grains*, World Scientific (2005)
16. Lugaro M., Karakas A.I., Bistero S.: Models and observations of the s process in AGB stars, NIC X Mackinac Island, Michigan, USA
17. D. D. Clayton: *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, The Chicago University Press 1968, 1983
18. Käpeller F., Beer H. and Wisshak K.: s-process nucleosynthesis – nuclear physics and the classical model, *Rep. Prog. Phys.* 52 (1989) 945-1013

19. B. Pritychenko, S. F. Mughaghab and A. A. Sonzogni, Calculations of Maxwellian-averaged Cross Sections and Astrophysical Reaction Rates Using the ENDF/B-VII.0, JEFF-3.1, JENDL-3.3 and ENDF/B-VI.8 Evaluated Nuclear Reaction Data Libraries, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* 96, 645 (2010) [arXiv:0905.2086 [astro-ph.SR]]. Available on line at <http://www.nndc.bnl.gov/astro/calcmacs.jsp>
20. F. Käppeler: Status of the classical s-process, *Advances in nuclear astrophysics July 7-11, 1986.* éditions Frontières Paris
21. C. Iliadis: *Nuclear Physics of Stars*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim 2007
22. H. Beer, s-process studies using single and pulsed neutron exposures, *Advances in nuclear astrophysics July 7-11, 1986.* éditions Frontières Paris
23. Kiss M., *Nehéz elemek keletkezése csillagokban*, Fizikatanítás Tartalmanas és Érdekesen, ELTE Doktori Iskola 2010
24. Kiss M.: *A vasnál nehezebb elemek keletkezése csillagokban*, FIZIKAI SZEMLE 2011/3
25. <http://www.ndc.jaea.go.jp/cgi-bin/nuclinfo2010?4,8>, Japan Atomic Energy Agency, Nuclear Data Center
26. B. E. J. Pagel: *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*, Cambridge University Press, 2009
27. <http://www.ndc.tokai-sc.jaea.go.jp>; JENDL 3.3, Japan Atomic Energy Agency
28. J. K. Tuli, *Nuclear Wallet Cards 2005*, Brookhaven National laboratory
29. http://adg.llnl.gov/Research/RRSN/semr/30kev/rath00_7.4.30kev_calc
30. T. Nakagawa: Nuclear Data Center, Japan Atomic Energy Agency (JAEA) Modified 2009/01/06 10:11 JST Maxwellian-Averaged Cross Section (MACS)
31. T. Nakagawa, S. Chiba, T. Hayakawa, T. Kajino, Maxwellian-averaged neutron-induced reaction cross sections and astrophysical reaction rates for $kT = 1 \text{ keV}$ to 1 MeV calculated from microscopic neutron cross section library JENDL-3.3, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* 91, 77 (2005). Available online 28 September 2005
32. <http://exp-astro.physik.uni-frankfurt.de/kadonis/index.php> KADoNiSH
33. R. A. Malaney, D. L. Lambert: *Mon. Not. R. astr. Soc.* (1988) 235, 695-713
34. F. Käppeler *The Origin of the Heavy Elements: The s Process Progress in Particle and Nuclear Physics* 43 (1999) 419-483
35. <http://www.as.utexas.edu/astronomy/education/spring07/bromm/secure/lecture23.pdf> (A. Frebel)
36. D. Arnett: *Supernovae and Nucleosynthesis*, Princeton University Press, 1996
37. H. Holweger, C. Heise, and M. Kock: The abundance of iron in the Sun derived from photospheric Fe II lines, *Astron. Astrophys.* 232, 510-515 (1990)

38. P. A. Seeger, W. A. Fowler, D. D. Clayton, *Astrophys. J. S.* 11, 121 (1965)
39. <http://www.ndc.jaea.go.jp/CN10/>
40. F. Bosch, Measurement of Mass and Beta-Lifetime of Stored Exotic Nuclei, *Lect. Notes Phys.* 651, 137–168 (2004)
41. J. Kopecky prepared: INDC Atlas of Neutron Capture Cross Sections, IAEA NUCLEAR DATA SECTION Wien, 1997
42. C. A. Barnes (Editor): *Essay in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, 1982 A. G. W. Cameron: Elemental and nuclid abundance in the solar system (*Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press 1982)
43. K. Langanke, F.-K. Thielemann, M. Wiescher, *Nuclear Astrophysics and Nuclei far from Stability*, *Lect. Notes Phys.* 651, 383–467 (2004)
44. Y.-Z. Qian, The r-process: recent progress and needs for nuclear data <http://cdsweb.cern.ch/record/684727/files/0311054.pdf>
45. T. Rauscher, Neutron captures and the r-process, *The Astrophysical Origin of the Heavy Elements*, World Scientific 2004
46. F.-K. Thielemann, M. Arnould, J. W. Truran: In: *Advances in Nuclear Astrophysics*, ed. E. Vangioni-Flam (éditions Frontières, 1986) p. 525
47. J. B. Blake, D. N. Schramm: A possible alternative to the r-process, *The Astrophysical Journal*, 209:846-849, 1976 November 1
48. P. Banerjee, W. C. Haxton and Y.-Z. Qian Long, Cold, Early *r* Process? Neutrino-Induced Nucleosynthesis in He Shells Revisited, *PRL* 106, 201104 (2011)
49. M. Arnould, S. Goriely: The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status, *Physics Reports* 384 (2003) 1–84
50. Y-Z. Qian, E. Rehm, H. Schatz, F-K. Thielemann, *The r-Process: The Astrophysical Origin of the Heavy Elements*, World Scientific 2004
51. C. Arlandini, F. Käppeler, K. Wisshak, R. Gallino, M. Lugaro, M. Busso, O. Straniero: Neutron capture in Low-mass asymptotic giant branch stars: Cross sections and abundance signatures, *The Astrophysical Journal*, 525:886–900, 1999 November 10
52. R. Gallino et al., Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. II. Neutron Capture and the s-Process, *Astrophys. J.* 497, 388 (1998)
53. R. Maas, R. D. Loss, K. J. R. Rossman, J. R. De Laeter, R. S. Lewis, G. R. Huss and G. W. Lugmair: Isotope anomalies in tellurium and palladium from Allende nanodiamonds, *Meteoritics & Planetary Science* 36, 849-858 (2001)
54. M.A. Hossfhyar, I. Reichstein, F. B. Malik: Spontaneous Fission Half-Lives of Fermium and Super-Heavy Elements, in *Nuclear Fission and Cluster Radioactivity*, Springer 2005
55. M. Regelous, T. Elliott, C. D. Coath: Nickel isotope heterogeneity in the early Solar System, *Earth and Planetary Science Letters* 272 (2008) 330–338

56. K. K. Marhas, S. Amari, F. Gyngard, E. Zinner and R. Gallino IRON AND NICKEL ISOTOPIC RATIOS IN PRESOLAR SiC GRAINS The Astrophysical Journal, 689:622Y645, 2008 December 10.
57. N. Prantzos, Radioactive ^{26}Al and ^{60}Fe in the Milky Way: implications of the RHESSI detection of ^{60}Fe , Astronomy & Astrophysics February 2, 2008
58. M. Hernanz, M. Suades, N. de Séréville, G. M. Pinedo, J. José: On the contribution of classical novae to the ^{26}Al content of the Galaxy PoS(NIC-IX)115
59. M. Lugaro A. I. Karakas ^{26}Al and ^{60}Fe yields from AGB stars, New Astronomy Reviews 52 (2008) 416–418
60. M. Limongi, A. Chieffi, THE NUCLEOSYNTHESIS OF ^{26}Al AND ^{60}Fe IN SOLAR METALICITY STARS EXTENDING IN MASS FROM 11 TO 120 M_{\odot} : THE HYDROSTATIC AND EXPLOSIVE CONTRIBUTIONS, The Astrophysical Journal, 647:483–500, 2006 August 10
61. Z. Y. Bao, H. Beer, F. Käppeler, H. Voss, K. Wisshak and R. Tauscher, Neutron cross sections for nucleosynthesis studies, Atomic Data and Nuclear Data Tables 76, 70 (2000)
62. M. Kiss, Z. Trócsányi: Phenomenological description of neutron capture cross sections at 30 keV arXiv:1104.0209v1 [nucl-ex] 1 Apr 2011
63. I. Dillmann, M. Heil, F. Käppeler, R. Plag, T. Rauscher and F.-K. Thielemann, KADo-NiS - The Karlsruhe Astrophysical Database of Nucleosynthesis in Stars, AIP Conf. Proc. 819, 123; online at <http://www.kadonis.org>
64. Aoki, W., Honda, S., Sadakane, K., & Arimoto, N., First Determination of the Actinide Thorium Abundance for a Red Giant of the Ursa Minor Dwarf Galaxy, PASJ, 59, L15 (06/2007)