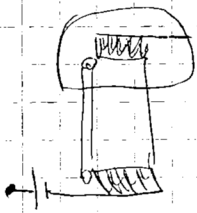


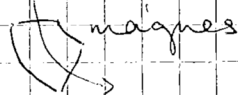
Részecskegyorsító

1920-as évek → ciklotron

Van der Graaff gyorsító



max $\sim$ MeV



Simionyi - féle

(ELTE)

KFKI → PIXE analízis

ATDMKI → PIXE, protonmegmunkálás mikronyalábbal,
asztrofizikai magreakciók h.t.m.-e

↳ Van der Graaff → protonok gyorsítása →

céltergő $\Rightarrow \sim 1 \mu\text{m}$ átmérőjű,

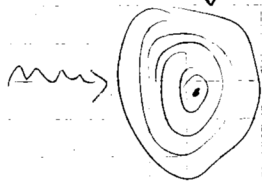
néhány μm mélyiségű lyuk

céltergő mozgásával lehet rá rajzolni
(nem kell nagy energia)

PIXE = Proton Induced X-ray Emission

RFA

↓ belső elektronok kilötése



fotoeffektus $\sim Z^5$

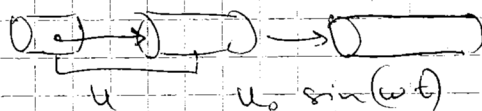
elem meghatározásra jó

asztrofiz. $\rightarrow E_m = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k_B T$

$T \sim 10^9 \text{ K} \rightarrow \sim \text{keV}$

Lineáris gyorsító

LINAC



injecktor a kénget helyett



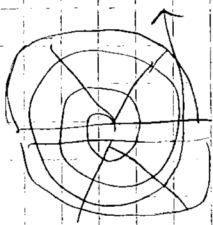
pl. $T \approx 10$ ns periódusidő

egyre hosszabb kénget kellene

pl. SLAC $\rightarrow$ elektronok

120 MeV-es e^- -ekkel az atommag
sűrűségeloszlása

Ciklotron



$r \neq \text{átl.}$, $B = \text{átl.}$

$$\frac{mv^2}{r} = qvB$$

$$mv = qBr$$

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m}$$

$$T = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\omega} = \frac{m\pi}{qB} \rightarrow T \text{ nem függ } v\text{-től}$$

relativisztikus ciklotron

$\hookrightarrow B$ -t is változtatják

$$\frac{B_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

fókuszálás miatt 6 db

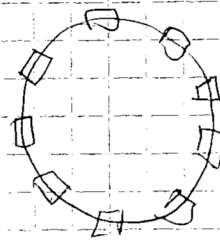
szektor (szektorfókuszálás)

pl. ATOMKI 25 MeV protonok

méretet és mágneses

teret is meghatározza

Sinkrotron



$r = \text{átl.}$

$B \neq \text{átl.}$

nyalábhűtés

RIKEN (Japan) $\rightarrow$ supernehéz elemek

nagyon centralisan kell lennie

nehéz atommaggal össrelőni

GANIL (Franciaország)

GSI $\rightarrow$ CBM - et alakít (Condensed Barionic Matter)

~ 130 GeV / nukleon optimális energia

(legjobb barion relettikus nehézség össrelőni)

szinkrotron pl. APS $\rightarrow$ szénhidrogén-sugarak feldolgozása
(fizika, anyagfizika, stb.)

Teratron

RHIC

CERN

HIMAC $\rightarrow$ ^{12}C -t emészt (Japan)

Radioaktív atommag nyalábok:RIKEN, ING $\rightarrow$ Japan ; LANZHOU $\rightarrow$ Kína ; NAC $\rightarrow$ Dél-Afrika ;Dubna $\rightarrow$ Orosz. ; INFN, ... $\rightarrow$ Olasz. ; GSI $\rightarrow$ Darmstadt ; CERN ISOLDE150 MeV / millióig erősebb magnetikával nevelni, mert addig a részecskénem $\approx$ áll.főként π leltetése ~~elreható~~, artan dominánssá válikGANIL $\rightarrow$ Franciaország, LEVILLANNEUX $\rightarrow$ BelgiumMSU-NSCL, Notre Dame, Oak Ridge, Argonne, ISAC $\rightarrow$ USA + Canada

radioaktív nyalábolban olyat gyorsítunk ami nem stabil

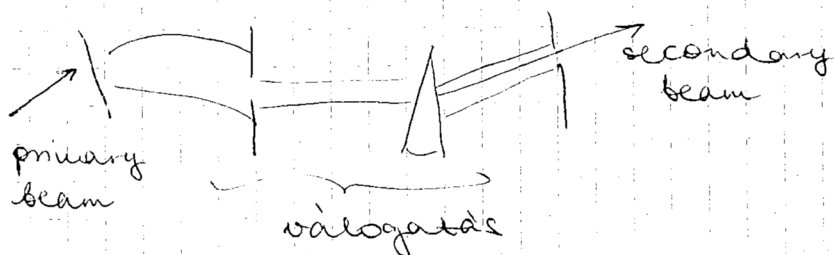
minél messzebb a stabilitástól az izotóptérképen

 $\rightarrow$ hol van a széle az izotóptérképen pl: ^{24}C $\rightarrow$ mikroszekundum - milliszekundum felezési idő $\rightarrow$ hosszú felezésiidő $\rightarrow$ erős kölcsönhatásban stabil magokat hívjuk az izotóptérkép szélénél $\rightarrow$ ezen kívül a rezonanciát $\tau \sim 10^{-22} - 10^{-23}$ s

szupravezető ciklotronok megjelenésével lett ez

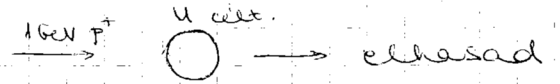
lehetőségek $\rightarrow$ nehéz részecskéket is fel lehetett

gyorsítani nagyobb ténél

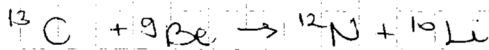
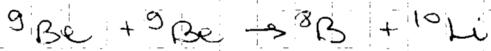
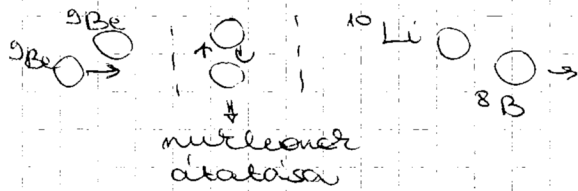
pl. ^{14}N , ^{39}Ar voltak az első ilyenekelőállítás:

- $\rightarrow$ transzfer - reakció, fizió ($\rightarrow$ összeolvadás supernehéz elemet)
- $\rightarrow$ lövedék típusú fragmentáció
- $\rightarrow$ target fragmentáció

→ target hasada's



RIB előállítása kis gyorsítókkal



Nobre-tandem tandem gyorsító

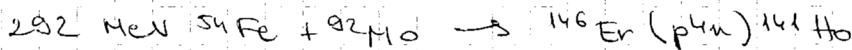
10Li nem stabil atommag → rezonancia

9Li , 11Li az stabil lehetnek

konkrétan úgy lesz felülről, hogy néhány keV-es elektronokkal bombázzuk, amiből elpárolog a felülete

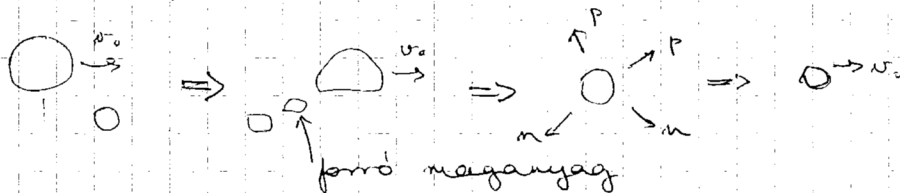
Fúzió - evaporáció

nagyon centrális esetben, kis energián



proton drifline

Lövedék fragmentáció:



nagytól véletlenszerűen hasítunk le néhányat

primary beam → production target → (momentum slits) → energy degrader → slits for beam selection → secondary beam

(fragmentum separator)

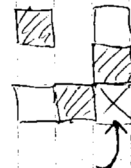
$\frac{mv^2}{q}$ adott mennyi át a kollimátoron

$$qVB = \frac{mv^2}{R}$$

$$R = \frac{mv}{qB}$$

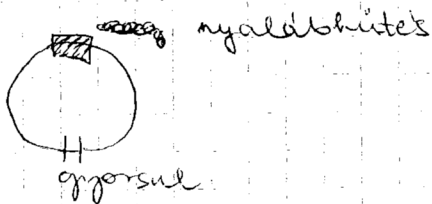
és a nyílász

izotóp terkep szelen β^+ bomlót elejtettnek
 ^{100}Sn dupla magfűszig
 stabil atommagba bomlik el
 vannak, amit így nem lehet
 legyártani $\Rightarrow$ nem tudjuk, hogyan jött létre



Alkalmazás:

HIMAC = Heavy Ion Medical Accelerator



^{12}C - t gyorsítanak

- ② $N=Z$ magot
 elméleti leírás egyszerűbb
 fundamentális magterv / magfizika
- ③ ^{100}Sn dupla magfűszig
 még nem állították elő
- ④ proton dripline hol van?
 C-ig van még az izotóptérkép széle
- ⑤ slow neutron capture
 stabil magot körül $\rightarrow$ befog $\rightarrow$ elbomlik $\rightarrow$ befog $\rightarrow$ stb
- ⑥ Symmetry studies with Fr
- ⑦ Heavy element studies
 $^{27}\text{Al} \rightarrow$ eme nőrel a felkészítési idő
 $^{48}\text{Bi} + \text{nehéz} \rightarrow$ össedolgoznak szupernehéz
 α -bomlásnak
- ⑩ rapid neutron capture
 asztrofizika
 nehéz elemek keletkezése $\rightarrow$ szupernehéz robbanásból
 nehéz elemek keletkezése $\rightarrow$ neutron $\rightarrow$ β -bomlás

⑧ hasadási hataár

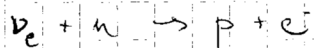
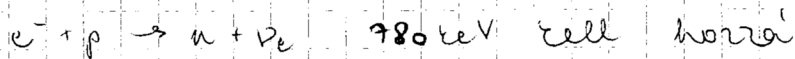
supernováz elemek α -bomlanak v. spontán hasadnak

⑨ neutronbővítéssel megerősítő magok

⑩ r-process = rapid neutron capture

supernovában zajlik le ~~magok~~ $\rightarrow$ összeomló magok (core-collapse) supernováznál

csillag közepében van végtelenül tömrebb elemek összeomlását a mag annyira, hogy degenerált elektronok lesznek



supernova robbanásában nincs egyensúly neutronokból lesz a neutroncsillag

a sok $\nu_e \rightarrow$ fluxus $\rightarrow$ neutronokat is gyártanak

$\rightarrow$ a neutronok létrehozhat nehezebb elemeket

ez a gyors neutron befogásos folyamat

ha nagyon gyorsan jönnek egymás után a neutronok

vasnak nagy tömegszámú izotópra lesz $\rightarrow$ ms-os

felezési idővel

izotóp típek sűrűsége, ahol a 10^{-3} s helyett

10^{-22} s az elrettartás

izotóp típek sűrűsége nem fogja be

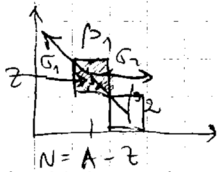
meg kell várni, hogy elbomoljon β -bomlás $\rightarrow$

ez megint befoghat neutron

r-folyamat pontos helye, hogy milyen magokon

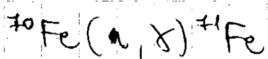
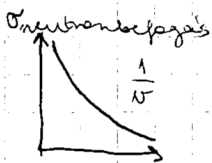
keresztül történik $\rightarrow$ neutronfluxus függő $\rightarrow$ nem tudjuk

szimulációban része tudni a feleresi időt
és a neutronbefogás hatáskeresztmetszetét



$$\frac{dN_{A,z}}{dt} = -\lambda_1 N_{(A,z)} + \lambda_2 N_{(A,z-1)} + \underbrace{\sigma_1 \phi_u}_{\uparrow} N_{(A-1,z)} - \underbrace{\sigma_2 \phi_u}_{\uparrow} N_{(A,z)}$$

ezet cell címén



71 Fe  Atom atomuq $\rightarrow$ elektronos tır

Cs fordított plynakat

 ${}^7\text{Fe}$ rendszereben $\underline{E}, \underline{B}$

#1 Fe felven egy ^{merülve} jótart az slon
tőlből → motondat

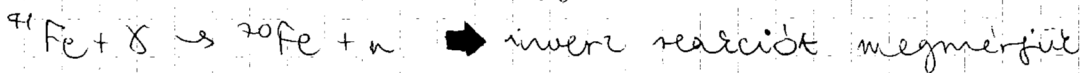
$$\rightarrow \text{b.f. } E(\underline{y}, \omega), B(\underline{y}, \omega)$$

terböl


 3 protoniert

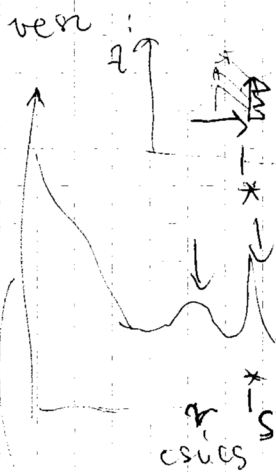
megmoragáz a ember

$\Rightarrow$ kijöhet egy neutron



↑ ez S process simulációval jól leírja a Naprendszer anyagát, mert olyan sok a paraméter, hogy rá lehet illeszteni

5 process amikor elkezd a neutron $\rightarrow$ kicsi a fluxus $\rightarrow$
nőni továbbra is egyre nő a szaporodási
tényező atommag esetén a neutronok száma csökken



magi's samvòl ligg samvòl van

→ N az r folyamatosan csúcsa

* malgicus salm

→ to meg grain
cs/cs

▷ Naprendőszet anyageloszlása

(Részecskearonyosítás)

$$(P_1) \quad \frac{dE}{dx} = \frac{n_e 4\pi Z^2}{m_e v^2} \left(\ln \left(\frac{m_e v^2}{I} \right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right)$$

↪ elhanyagoljuk

$$E_{\text{elutott}} = \frac{dE}{dx} \times (\text{ha vékony a detektor})$$

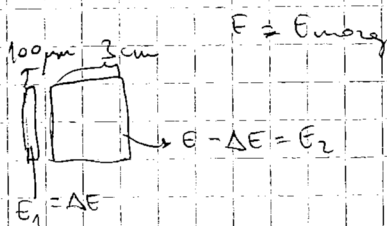


$$A \rightarrow \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} A m_N v^2 = E_{\text{morg}}$$

$$\frac{E_{\text{morg}}}{A} \approx v^2$$

$$m_N c^2 = 938,5 \text{ MeV}$$

$$E_{\text{est}}/A \approx (8 \pm 0,5) \text{ MeV}$$

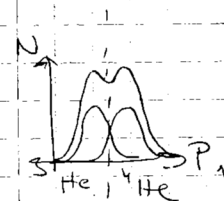
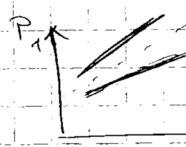


$$P_1 = \Delta E (\Delta E + E - \Delta E) = E_1 (E_1 + E_2) = \frac{dE}{dx} \times E = (-) Z^2 A$$

$$Z^2 A \Rightarrow \begin{matrix} P, m, & ^3\text{He}, & ^4\text{He}, & ^7\text{Li}, & ^8\text{Li}, & ^{12}\text{C}, & ^{13}\text{C}, & ^{14}\text{N} \\ & 1, 0, & 12, & 16, & 63, & 72, & 384, & 420, & 686 \end{matrix}$$

logaritmikus függvényként $P_1(E)$ lesz.
(melléle energiafüggetlen)

$$P_1 = \Delta E E$$

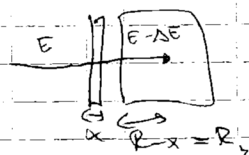


$$(P_2) \quad R = \int_0^E \frac{dx}{dE} dE = \int_0^E \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE = \int_0^E \frac{1}{\frac{n_e 4\pi Z^2 (-) A}{m_e E} \ln * } dE =$$

$$\sigma_{\text{stopping}} = \frac{dE}{dx} = \sigma_{\text{st}}$$

$$= (-) \frac{1}{2^2 A} \int_0^E \frac{1}{\ln * } dE \begin{cases} (-) \frac{1}{2^2 A} E^2 & \ln * = 1 \\ (-) \frac{1}{2^2 A} E^\alpha & \alpha = 1.85 \text{ pl} \end{cases}$$

$$R = a E^\alpha$$



$$x = R - R_2 = a E^\alpha - a (E - \Delta E)^\alpha =$$

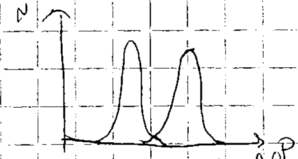
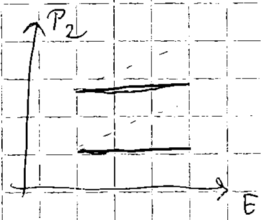
$$= a (E_1 + E_2)^\alpha - a E_2^\alpha = P_2$$

$$(1+x)^\alpha = 1 + \alpha x + \frac{\alpha(\alpha-1)}{2} x^2 + \dots$$

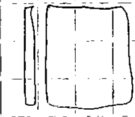
$$P_2 = a E_2^\alpha \left(1 + \frac{E_1}{E_2} \right)^\alpha - a E_2^\alpha \approx a E_2^\alpha \left(1 + \alpha \frac{E_1}{E_2} + \frac{\alpha(\alpha-1)}{2} \left(\frac{E_1}{E_2} \right)^2 + \dots \right) - a E_2^\alpha =$$

$$= a E_2^\alpha - a E_2^\alpha + a \alpha \frac{E_1}{E_2^{1-\alpha}} + a \frac{\alpha(\alpha-1)}{2} \frac{E_1^2}{E_2^{2-\alpha}} + \dots$$

$$P_2 = (\dots) E_1 E_2^{\alpha-1} \Rightarrow (\dots) E_1 E_2^{0.85}$$



neutronok / protonok



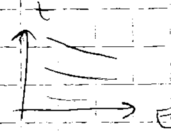
↑
neutrondetektor



5% - nál jobb energiatelbontás
 → felverető jó
 → szűrő nem elég

Reptelési idő

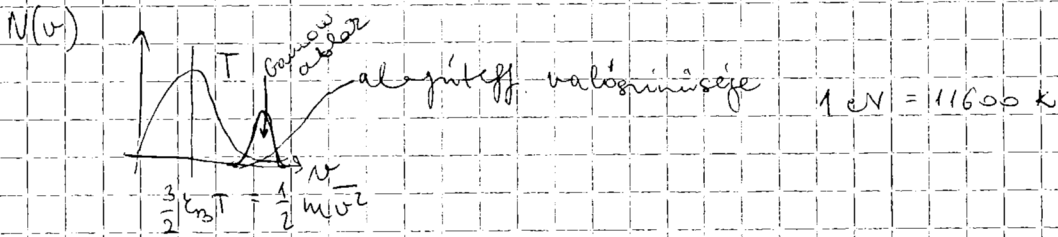
$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m \left(\frac{L}{t} \right)^2 = \frac{1}{2} m \frac{L^2}{t^2}$$



$$E_1 = \frac{dE}{dx} \times L$$

$$\frac{2^2}{v^2}$$

Nukleáris asztrophizikai folyamatok (2) mérés



Napban $15 \cdot 10^6 \text{ K}$

$$\frac{\frac{3}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \cdot 15 \cdot 10^6 \text{ K}}{1,6 \cdot 10^{-19} \frac{\text{J}}{\text{eV}}} = \frac{1,5 \cdot 1,38 \cdot 15}{1,6} 10^{-23+6+19} \approx 2000 \text{ eV} = 2 \text{ keV}$$

$$\frac{\hbar c^2}{r} = 2 \text{ keV} = \frac{1,44 \text{ MeV fm}}{r}$$

$$r \approx 700 \text{ fm}$$

alagútfeffekttussal találkozik a 2 proton

$\sigma(E)$ hatáskeresztmetszet ?

1. lab. $\rightarrow E$ O celt. $\sigma(E)$

2. csillag  $\hat{\sigma}(E) \rightarrow$ reakcióráta $\langle \sigma v \rangle$

reakció száma $N_r = \sigma_f N_c = \sigma v g_p g_c =$

$$= \int \sigma(v) P(v) g_p g_c dv =$$

↙ Maxwell-eloszlás
↘ $v^2 e^{-E/kT}$

$$= (-) \int_0^\infty \hat{\sigma}(E) E e^{-\frac{E}{k_B T}} dE = \hat{\sigma} \left(\frac{E}{k_B T} \right)$$

pp lánc $\rightarrow$ csillag

CNO átlus $\rightarrow$ második generációs csillag

r-folyamat $\rightarrow$ supernova IIa

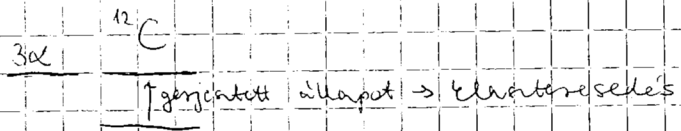
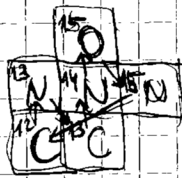
s-folyamat $\rightarrow$ csillag

Bigbang nukleosintézis



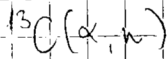
~~szuper~~

~~szuper~~



S-folyamat → AGB star

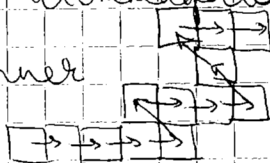
↓ 10⁸ K



miért nem képes az s-folyamat?

a stabil atommagokból diszjunkt kálmart álló magok

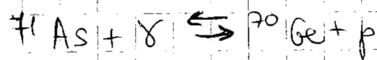
nem lehet



p magok → protonban gazdag magok → p folyamatban

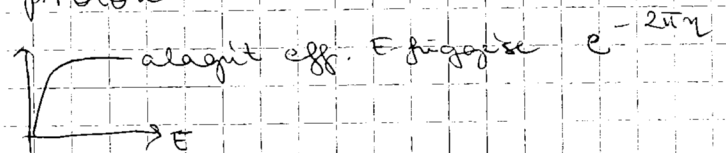
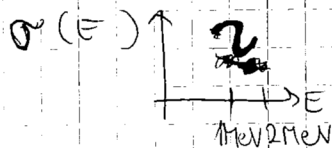
r magok → neutronban gazdag → r folyamattal

keletkeznek



parciális egyensúly elve

${}^{70}\text{Ge} + p$ reakció: 10 keV-es proton



$$S(E) = \frac{\sigma(E)E}{e^{-2\pi\eta(E)}}$$

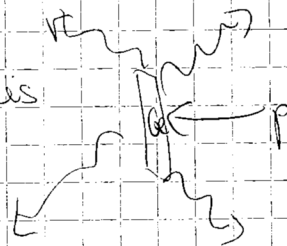
energiafüggetlen és

asztrójizmai faktor $S(E=0) = S_{42}$

meg

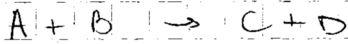
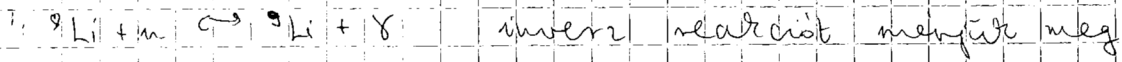
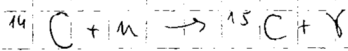
vannak számok a reakciók

protonaktivációs analízis



$$W_{ij} = \frac{k^2}{2m} \frac{|\langle \psi_i | H | \psi_j \rangle|^2}{|\langle \psi_j | H | \psi_i \rangle|^2} g(E) = W_{ji}$$

$$\sigma(n, \gamma) \leftrightarrow \sigma(\gamma, n)$$



j_A, j_B, j_C, j_D spineket tudni kell

$$\sigma(AB \rightarrow CD) ? \sigma(CD \rightarrow AB)$$

$$g(E) \sim k^2 (2j_C + 1)(2j_D + 1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(AB \rightarrow CD)}{k_{CD}^2 (2j_C + 1)(2j_D + 1)} &= (\dots) |\langle \psi_i | H | \psi_j \rangle|^2 = \\ &= |\langle \psi_j | H | \psi_i \rangle|^2 = \frac{\sigma(CD \rightarrow AB)}{k_{AB}^2 (2j_A + 1)(2j_B + 1)} \end{aligned}$$

$$\sigma(AB \rightarrow CD) = \frac{k_{CD}^2 (2j_C + 1)(2j_D + 1)}{k_{AB}^2 (2j_A + 1)(2j_B + 1)} \sigma(CD \rightarrow AB)$$

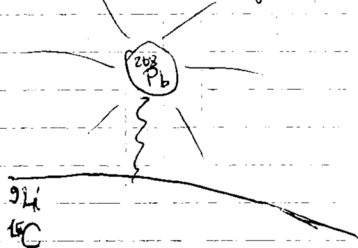
$$^{15}\text{C} \text{ virtuális részecske} \Rightarrow \left(\frac{E_\gamma}{c}\right)^2 = k_\gamma^2 = k_{CD}^2$$

$$k_{AB}^2 = 2\mu c^2 E_n$$

$$\frac{k k^2}{2m} = E \rightarrow k^2 \sim 2mE \rightarrow 2\mu E \rightarrow \begin{array}{c} \text{CM rendszer} \\ \vec{a} \quad \vec{b} \\ E_{n, \text{CM}} + E_{^{14}\text{C}, \text{CM}} = E = \frac{p^2}{2m_n} + \frac{p^2}{2m_{^{14}\text{C}}} \approx \frac{p^2}{2m_n} \left(1 + \frac{1}{14}\right) \\ \frac{p^2}{2m_n} = E_n + E_{n, \text{CM}} \end{array}$$

inverz reakció módosra

virtuális fotonok



radioaktív nyaláb

LAB

$$\vec{E}(\vec{x})$$

$\vec{L}$

$$\vec{E}(\vec{x}, t)$$

$$\vec{B}(\vec{x}, t)$$

$\vec{J}$

$$\vec{E}(\vec{x}, \omega)$$

$$\vec{B}(\vec{x}, \omega)$$

virtuális fotonok

EL, ME módosok

spin - paritás viszonyok

$$^8\text{Li} \quad 1^+$$

$$^9\text{Li} \quad (3/2)^-$$

$$3p \ 5n$$

$$3p \ 6n$$

$$(-1)^L \leftarrow \begin{matrix} l_p=1 \\ l_n=\frac{1}{2} \end{matrix} \quad 0 \text{ spin}$$

$$\frac{1}{2} \oplus 1 = 3/2 \otimes 1/2$$

$$^8\text{Li} \quad n$$

$$^9\text{Li}$$

$$1^+ + 1/2^+$$

$$3/2^- + 1^+$$

$$\pi = -1$$

$$L = 1$$

$$L = 2$$

$$3/2$$

$$1/2$$

$$1/2$$

$$3/2$$

$$5/2$$

$$1/2$$

$$3/2$$

$$5/2$$

$$7/2$$

$$(-1)^L = -1 \text{ elektronos fotondok}$$

$$(-1)^{L+1} = 1 \text{ mágneses}$$

$$\begin{matrix} E1 \\ M2 \end{matrix}$$

$$\text{foton tud keltetni}$$

$$-11-$$

$$I_{E1} \gg I_{M2} = f(I_{E1})$$

$$^9\text{Li} + E2 \rightarrow ^8\text{Li} + n + L_n$$

$$s \nearrow \quad l=0 \text{ gömbösűm}$$

$$3/2^- + 2^+ \rightarrow 1^+ + 1/2^+ + (l=1)^-$$

$$p\text{-hullámú neutron}$$

$$\begin{matrix} \nearrow \\ \nearrow \\ \nearrow \end{matrix} \quad l=1$$

O

akkor jó, ha E1 -ből vannak a legtöbbek a fotondok, vagy E2 valahogy el van nyomva

$$^{14}\text{C} + n \rightarrow ^{15}\text{C} + L^\pi$$

$$0^+ + 1/2^+ \rightarrow 1/2^+ + \begin{cases} \pi = +1 \\ L = 1 \end{cases}$$

$$M1 \text{ foton} \rightarrow \text{el van nyomva}$$

$$p \text{ hullámú neutron kell} \rightarrow E1 \text{ foton}$$

$$s \quad 0^+ + 1/2^+ + 0^+ \rightarrow 1/2^+ + M1$$

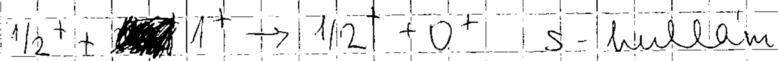
$$p \quad 0^+ + 1/2^+ + 1^- \rightarrow 1/2^+ + E1 \rightarrow \text{befogóda's itt megy végbe}$$

$$\text{visszaut} : \quad ^{15}\text{C} + \gamma \rightarrow ^{14}\text{C} + n + ?$$

$$1/2^+ + 1^- \rightarrow 0^+ + 1/2^+ + 1^-$$

$$p\text{-hullámú } n$$

$$E1$$



} ezek valószínűtlenek

Supernehéz magok:

a kutatás frontvonal

04.11.



atommagok

mikroészecskék

elemi részecskék

transzuran elemek előállítása

→ neutronbefogás

↑ β-dekay

nagy felezési idejű elemek

supernehéz elemek előállítása

→ alacsony energiás (~ Coulomb-gát)

ütközések

magyon centralis ütközés kell

(egyebeint pendület lez és elbomlik)

pl. ${}^{208}_{82}\text{Pb} + {}^{48}_{20}\text{Ca}$ (Dubna)

a supernehéz elemeknél a felezési idő

→ irányban nőnek

118 a legnagyobb rendszám ma

izotópok arányaita → c/m alapján

supernehéz elemek → egyre alacsonyabb hőm.

Si detektorok → hol tapad ki?

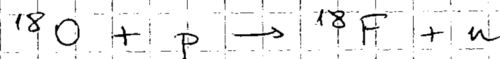
Nukleáris módszerek az orvostudományban

- PET
- proton terápia
- sugárterápia → $\gamma, n, p, ^{12}C$
- izotópdiaagnosztika
- (→ NMR) $h\nu = g\mu_N B$
- CT
- boron neutron therapy
- gamma • camera

PET

^{11}C	20 p
^{13}N	10 p
^{15}O	2 p
^{18}F	109 p

előállítás?



↑
magyarázni ciklotron

$$\frac{ke^2}{r_0}$$

↑
 $r_0 + r_p$

Coulomb - gát $\sim MeV$

$\gamma(p, \alpha)$

$X(p, n)$

reakciók használatosak

Protonterápia

Bragg - görbe



↑ egyre nagyobb rendszám

^{12}C - vel még jobb

$^8Li \rightarrow 2\alpha$

radioaktív nyalábbal is jó → nagy energialeadás a bomláskor

neutronnal besugárzás $\rightarrow$ egész B-t $\rightarrow$ ahol a

B felhalmozódott ~~elnyelte~~ elnyelte a neutron

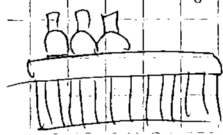
^{10}B neutronbefogási hatáskeresztmetszete nagy
 $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^{11}\text{B} \rightarrow \text{Li} + \alpha$ a sejt, amiben ^{10}B van meghal

$$1000 \text{ b} = \sigma \Rightarrow r^2 \pi = 1000 \text{ b} = 10^5 \text{ fm}^2$$

$$3 \cdot 10^4 \text{ fm}^2 = r^2$$

$$\sqrt{3} \cdot 100 \text{ fm} = r$$

Isotópdiaagnosztika: gamma kamera-val mérjük az
 emberélet

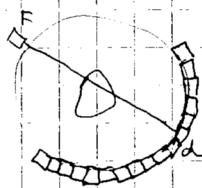


PMT- Σ
 scint

vas réteg, amit elnyel, ha
 rossz irányba megy

CT = computer tomograph

nukleáris képalátó eljárás



egy pontból jön a sugárzás

detektorok köre $\rightarrow$ melyikbe mennyi?

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} = e^{-\int \mu(z, x) dx}$$

$$E = \sum e^{-\int \mu(z, x) dx}$$

van egy létra

ütközésben létrehozunk atommagot, ami gyorsan fog

^{12}Dy

forogó atommag ~~széles~~ sugárral veszti el az energiáját
prém γ -fotonok

forgási kvantumszám 1-gyel csökken $J \rightarrow J-1$

$$E(J) = E_0 + \hbar^2 \frac{J(J+1)}{2\theta}$$

J -t növelve meghatároztuk forgási energiát $\rightarrow$ létra
ha viszont magszerkezeti átalakulás is történik,
akkor θ is változik $\Rightarrow$ nem jó a képlet

$\Rightarrow$ létrát $\rightarrow$ ~~széles~~ ~~széles~~ más-más az alap ~~széles~~

vagyis a belső gerjesztett állapot

$$J=0 \rightarrow J(J+1)=0$$

$$J=1 \rightarrow 2$$

$$2 \rightarrow 6$$

$$3 \rightarrow 12$$

$\propto$ négyzetesen nő

$$\Delta J = 1 \rightarrow E2$$

$$\Delta S = 2$$

$$\Delta \pi = \frac{\pi_V}{\pi_Z} = +1 \quad 2^+$$

elektromos kvadrupól foton

ez a forgás stabilizálja a belső gerjesztett
állapotot és csak, ha beállt, akkor gerjesztődik
le

γ -spektrumot mérjük $\rightarrow E_0(J+1)J$ típusú keresünk

$\rightarrow$ létrát felülről $\rightarrow$ ilyen milyen J -nél kezdődik

(pl: 22-nél kezdődő létra a kómpón)

füllelésből is lehet számolni a tömegmomentumi nyoma

térlet

$$\theta = \int dV \rho(r) r^2$$

$$\text{gömbre } \frac{2}{5} m r^2 = \theta$$

kvadrupólmomentum

$$Q_{ij} = \int \rho(\vec{x}) (3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}) d^3x$$

$$Q_{33} = \int \rho(\vec{x}) (3z^2 - r^2) d^3x$$

$$\Theta = \int d^3x (r^2 - z^2) g(\vec{r})$$

↳ mérjük $\rightarrow$ ellipszoid kis- és nagytengelyének különbsége
 deníthet $\epsilon \sim (a^2 - b^2)$

prolate, oblate

(számolgatjuk az ellipszoid kitérhetetlenségét nyomatékát...)

$$\Theta = (\dots) b^2 \rightarrow \text{mérjük } b\text{-t}$$

$n_0 + t$ tudjuk az alapállapothól

} tudjuk hogy prolate
 vagy oblate

létra ha sor színtre ugyanaz a b (vagyis) Θ

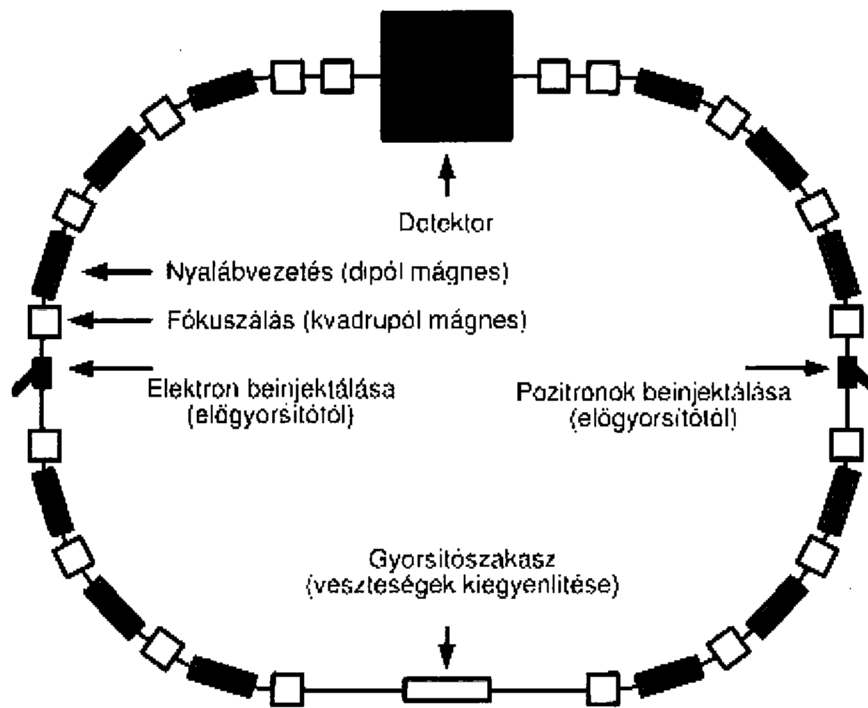
ugyanabban az atommag gerjesztett spektrumában
 több létra is lehet $\rightarrow$ átfelelik

másik ^{152}Dy $J=0 \rightarrow J=23 \Rightarrow$ alapállapotú b meg-
 határozható ebből a létrából

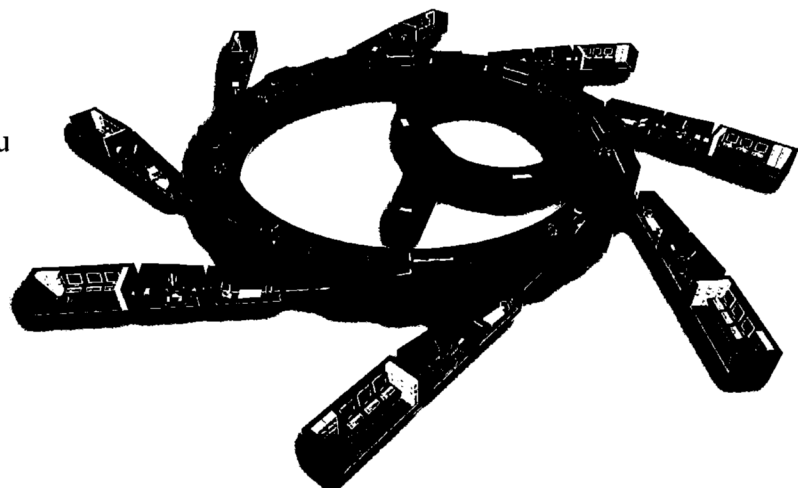
lehet gondolkodni, hogy a másik b -jú állapot,
 miért olyan stabil

csond mindent lehet mondani a magok belső
 szerkezetéről

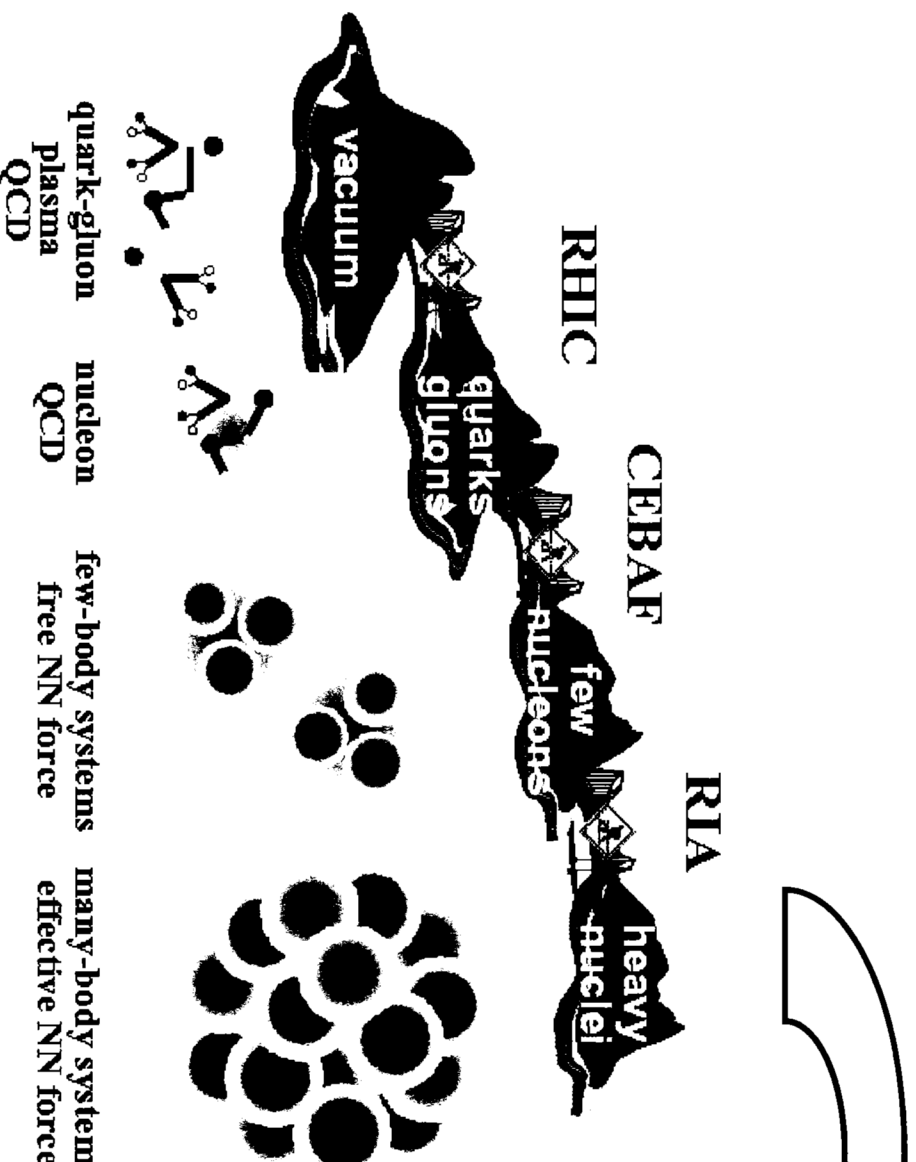
Van der Graaff			
tandem			
LINAC	SLAC		
LINAC	ILC		
ciklotron	Atomki		
ciklotron	NSCL		
ciklotron	RIKEN		
	GSI		
	GANIL		
szinkrotron	HIMAC		
szinkrotron	RHIC		
szinkrotron	CERN	LEP, SPS, LHC	tároló gyűrű
szinkrotron	APS		
szinkrotron	Tevatron		tároló gyűrű
szinkrotron			



szinkrotronsugárzás
nyaláb hűtés
nyaláb-fókuszálás
változó gradiens, szektor fóku
relativisztikus effektusok
végeenergia
tárológyűrű



Scope of nuclear physics and US large scale facilities



Nucleonic Matter



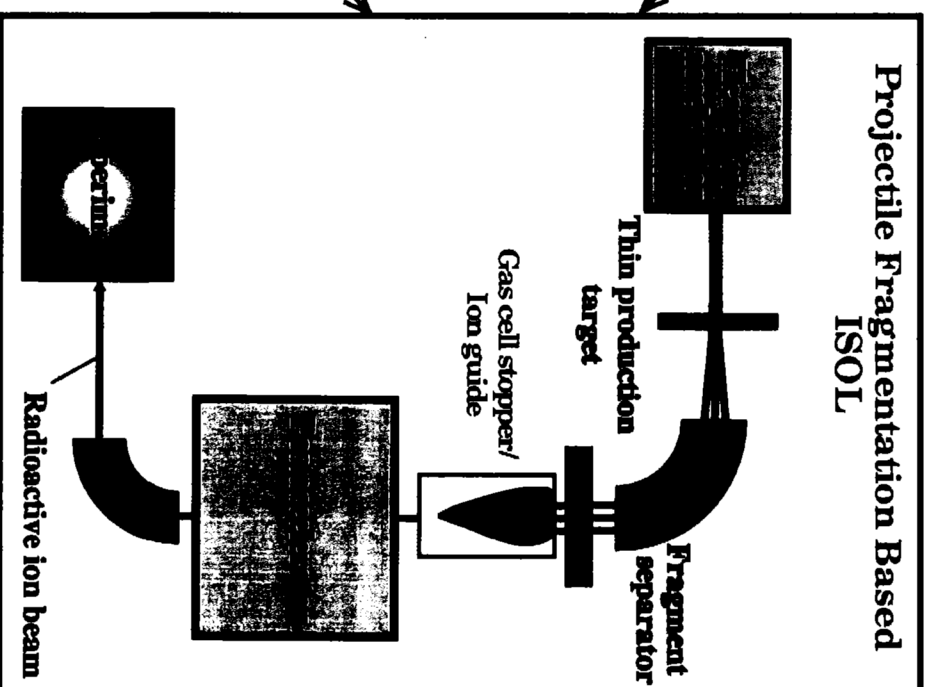
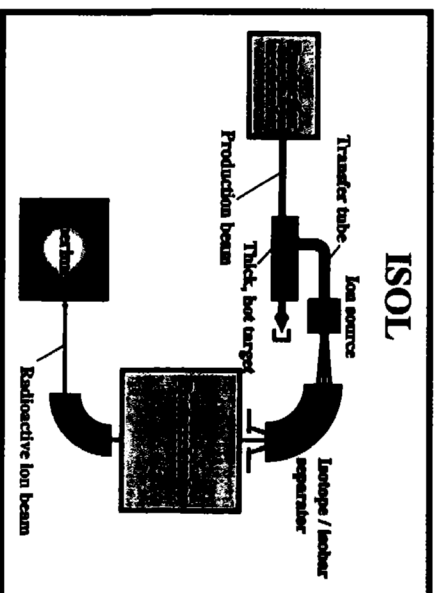
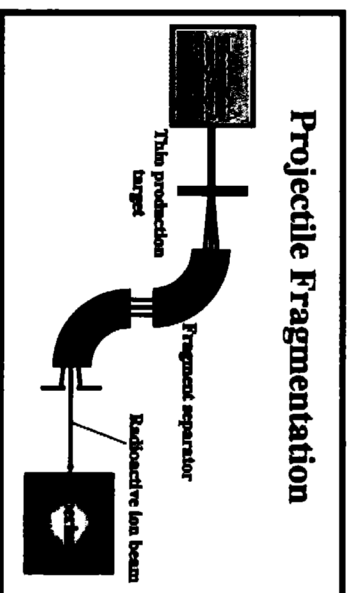
The Origin of the Elements

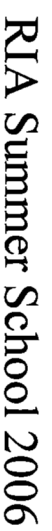
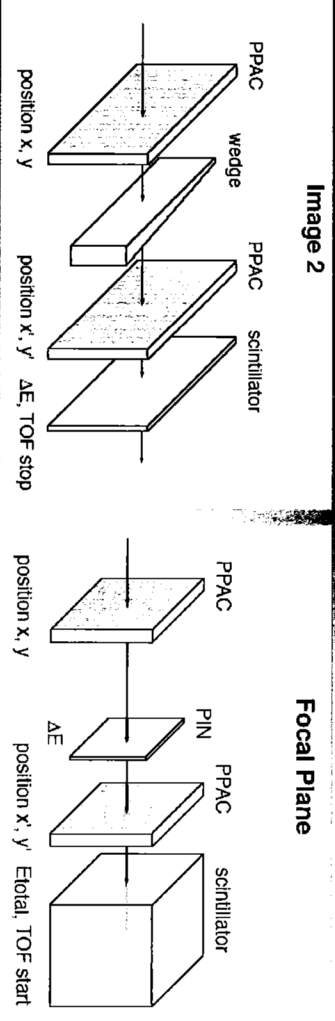


Rare Isotope Production Schemes



- Fast Extraction Times ($\sim$ msec)
- Chemical independence
- Isobar separation



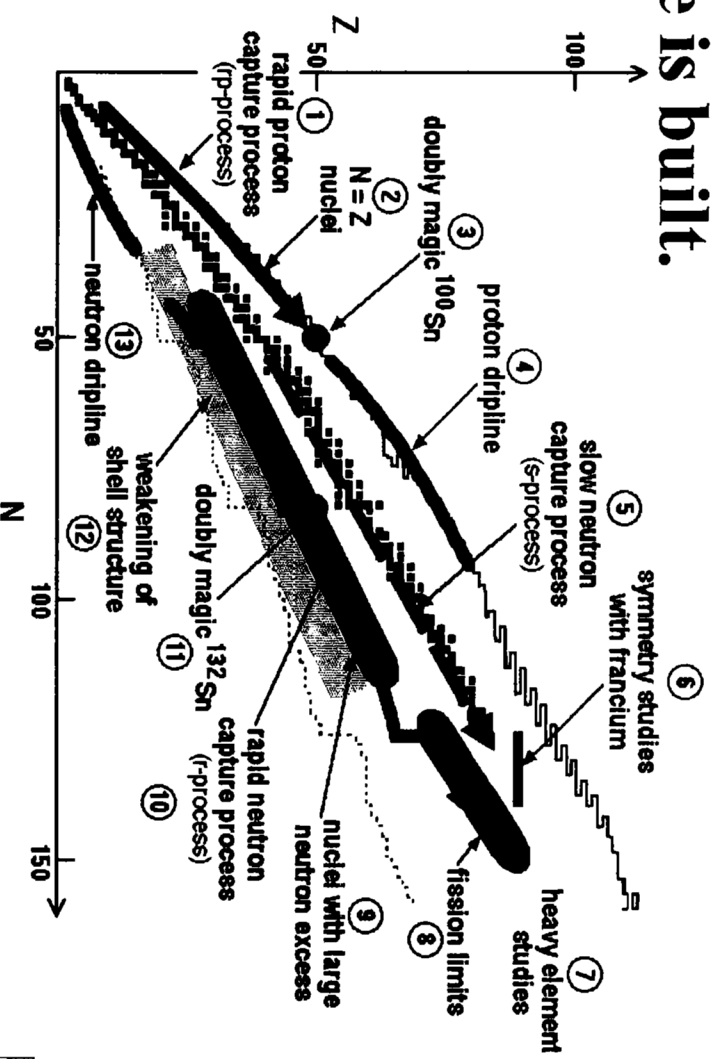
[illegible]

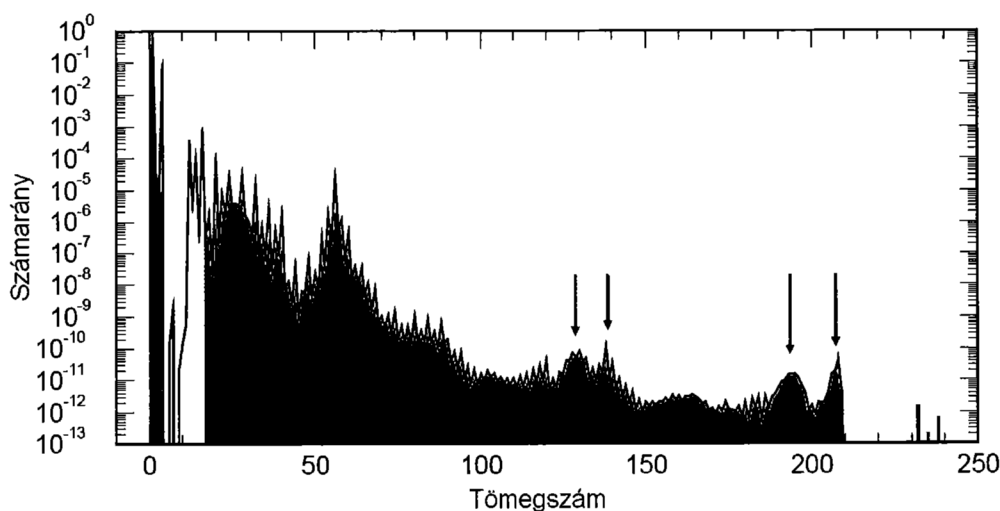
RIA scientific case and required isotope reach



Components of the physics case for RIA are being presented in the lectures in this summer school. They justify (as shown in the figure below) the broad reach of isotopes required to address the four cornerstones upon which this case is built.

- Astrophysics
- Nuclear Structure
- Fundamental Interactions
- Applications



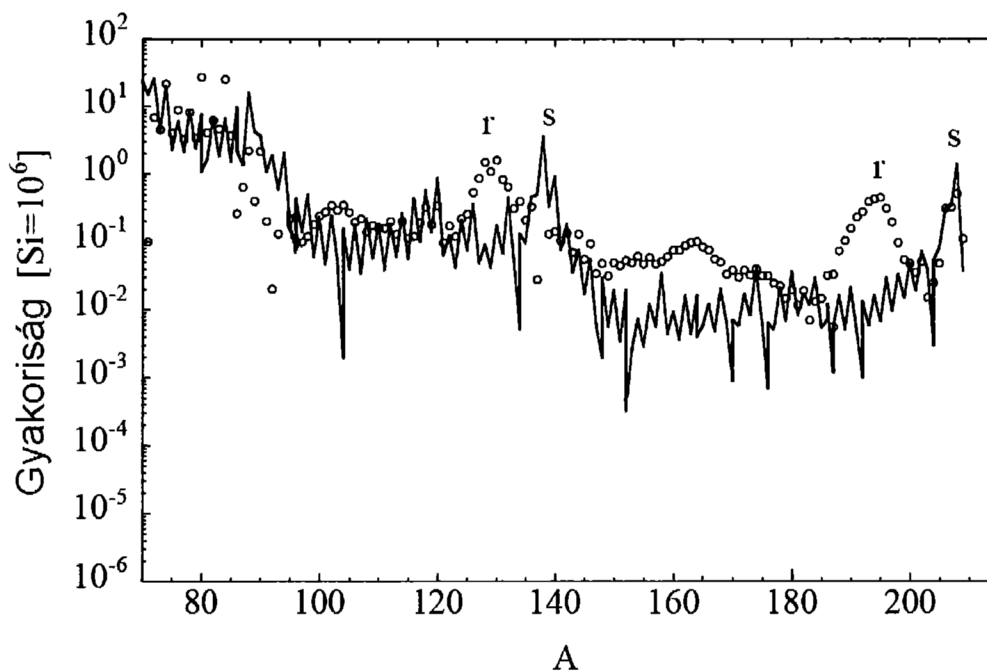


1. ábra. A különböző tömegszámú izotópok gyakorisága a naprendszerben

a csillagok közreműködésével.

A csillagfejlődés kezdeti szakaszában, az ősrobbanásban keletkezett gázköd a gravitáció hatására összehúzódik. Az összehúzódás közben felszabaduló gravitációs energia megnöveli az egyes atomok kinetikus energiáját, ezzel a gázfelhő hőmérsékletét. Mikor a csillag központja elérte azt a hőmérsékletet, hogy a protonok Coulomb tasztítása már ne tudja megakadályozni a fúziót, az egyesülési folyamat beindul. A reakció közben energia szabadul fel, aminek nagy része fotonok formájában távozik. Ezeknek a fotonoknak a sugárnyomása megakadályozza a további összehúzódást, ezzel a csillag egy stacionárius állapotba kerül. A csillag élete és az elemszintézis ilyen stacionárius állapotokon keresztül zajlik. Mikor az aktuális "üzemanyag" (a fúzióban résztvevő elem) elfogy, vagy megritkul a sugárnyomás lecsökken, ezzel újabb összehúzódásnak engedve utat. Az összehúzódás ismét növeli a hőmérsékletet, ezzel nagyobb rendszámú magok fúzióját teszi lehetővé. A fúzióban résztvevő elemek rendszáma idővel monoton nő, viszont a felszabaduló fotonok összimpulzusa nem, így az egymást követő stacionárius állapotokban minél nagyobb rendszámú elemek vesznek részt a fúzióban, annál kisebb térfogatra húzódnak össze.

addig nagy sűrűségben. A neutrontöbbletes magok elkerülnek, a spontán α -bomló magokat, ezzel felépülhetnek a Bi-nál nehezebb elemek is.



4. ábra. Az s- és r-folyamatban keletkező izotópok gyakorisága

Ezt a kétféle felépülési folyamatot mutatja a naprendszerbeli izotóp-gyakoriság kettős csúcs szerkezete (ld. 4. ábra), a vasnál nehezebb elemek esetén. A kettős csúcsok az úgynevezett mágikus számokhoz kapcsolhatók. Megfigyelések szerint mágikus számok esetében a mag sokkal kötöttebb, mint a körülötte lévők. Ezt a magszerkezet héj modellje magyarázta meg, mégpedig azzal, hogy ugyanúgy mint az elektronszerkezetben, a magban is vannak bizonyos betöltöttségű héjak. Mágikus számnál történik meg egy héj lezáródása, ami azt jelenti, hogy a legkülső héj ekkor teljesen betöltött. (Hasonlóan a nemesgázok elektron szerkezetéhez) A párt alkotó csúcsok egyike az r- másika az s-folyamatból származik. Ezek a maghéjak lezáródási számai. Egy teljesen lezárt héjú mag stabilabb a környezetében lévőknél, és ha mágikus neutronszámmal rendelkezik, akkor nagyságrendekkel kisebb a neutron befogási hatáskeresztmetszete. Ez azt jelenti, hogy még nagy neutron fluxusban is

banás ezen szakasza csupán néhány másodpercig tart. Ebből a neutronsűrűségnek legalább $3 \times 10^{20} \frac{db}{cm^3}$ -nek kell lennie.

A β -bomlási állandók konstans értékek, és táblázatokból még nagyon neutrontöbbletes magokra is megvannak. Az általunk használt bomlási állandókat a NuDat (**N**uclear **s**tructure & **d**ecay **D**ata) [11] adatbázisból vesszük.

A problémát a neutronbefogási hatáskeresztmetszetek okozzák. Ezeket kísérletileg csak a stabil elemekre határozták meg. Az összes többi magra jó esetben elméleti számolások állnak rendelkezésre. A másik probléma, hogy a befogási hatáskeresztmetszetek energiafüggők. Ez a függvény legtöbbször nem monoton, hanem rezonancia szerkezetet mutat. Egyik első feladatunk a reális számolásokhoz a reakcióráták megbecslése a szupernóva robbanás hőmérsékletén. Ehhez [12] adatait és táblázatait használjuk fel. Statisztikus modell alapján egy hét paraméteres függvénnyel illesztette a különböző magok hőmérsékletfüggő neutronbefogási reakció rátáit. Ezt a függvényt használjuk fel mi is a reakcióráták kiszámításához.

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \exp \left(a_0 + a_1 T_9^{-1} + a_2 T_9^{-1/3} + a_3 T_9^{1/3} + a_4 T_9 + a_5 T_9^{5/3} + a_6 \ln T_9 \right)$$

A képletben szereplő T_9 a dimenziótlanított és leskálázott hőmérséklet, konkrétan $T_9 = \frac{T[K]}{10^9 K}$, N_A pedig az Avogadro-állandó

Az áthelyettesítésekkel a megoldandó reakcióháló elemi lépése a következő alakot ölti:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(N_{A,Z}) = & + \lambda_{A,Z-1} N_{A,Z-1} \\ & + \varrho \langle \sigma v \rangle_{A-1,Z} N_{A-1,Z} \\ & - \varrho \langle \sigma v \rangle_{A,Z} N_{A,Z} \\ & - \lambda_{A,Z} N_{A,Z} \end{aligned} \quad (4)$$

Az egyenletekben szereplő $N_{A,Z}$ nem az összes mag száma, hanem a kezdeti összes mag darabszámával leskálázott mennyiség. Így az egyenletekben, és az időfejlődés közben csak egynél kisebb számok szerepelnek (A grafikonokon gyakoriság címszóval). Fontos még azt is hangsúlyozni, hogy feltételezzük az elegendően sok kiindulási elemszámot, ezzel a változásokat folytonos függvényeknek vehetjük, és nem kell csak diszkrét értékek közt mozgó lépcsőfüggvényeket alkalmaznunk.