

Odkritje atomskih jader: Rutherfordov poskus

$\Rightarrow$  zgoraj veja za radij jadra ( $H, Au$ )

$$r_i \approx 10^{-5} \text{ mm} = 10 \text{ fm}$$

$\Rightarrow$  da radij jadra obravnavati kot tečki

Meritve razsežnosti z elektronskimi curki:

He je bil vrgan enoto  $\delta x \delta p_x \approx r_i$

$\Rightarrow$  rezolucija slopa z gibalno kolicino  $p \approx \frac{h}{r_i}$

Če obravnavamo relativistično  $p = \frac{w_n}{c}$

$$w_n \approx \frac{c t}{r_i} \approx 20 \text{ MeV}$$

$$r_i = 10 \text{ fm}$$

$\Rightarrow$  operacija interferenčne stike pri  $r_i \sim \lambda_c$  (De Broglijev valovanje dolžine  $\lambda_c = \frac{h}{p} = \frac{hc}{w_n}$ )

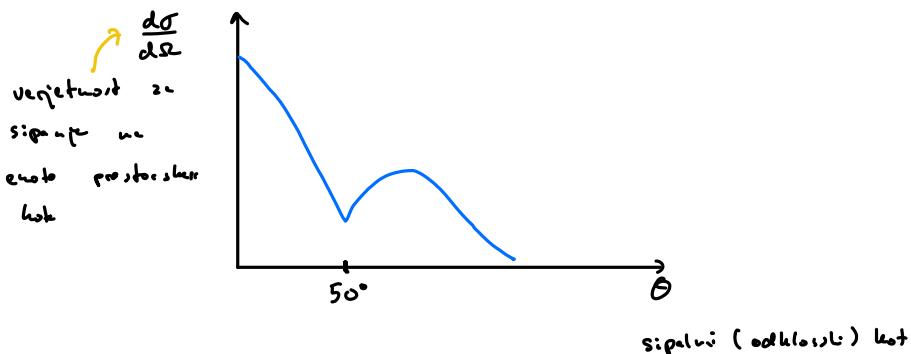
Interferenčna slika ovira  $\approx$  interferenčna slika odprtine

$\Rightarrow$  prva interferenčna dolžina so pri kota sponji  $\beta$ :

$$\sin \beta = \frac{\lambda_c}{2 c_i}$$

$$c_i \approx \frac{1}{2} \frac{hc}{w_n \sin \beta}$$

Primer: sponja  $\approx w_n = 420 \text{ MeV}$  in jezik ogljika  $^{12}\text{C}$ ,  $\beta = 50^\circ \Rightarrow r_i = 2 \text{ fm}$



Nastavek in gostota paraboliku električnega naboja v jadrin

$$g_e(r) = \frac{g_0}{e^{(r-r_i)/s} + 1}$$

$g_0$  dolžina predv.

$\int g_e dV = ze_0$

verstvo stevilo

$$s \approx 0,55 \text{ fm}$$

$$r_i \text{ meritve razsežnosti jadra: } g_e(r_i) = \frac{1}{2} g_e(0)$$

$$r_i \approx r_s \sqrt[3]{A}$$

masno slike

$$r_s \approx 1,1 \text{ fm}$$

Ni dober približek za lebde jadra:  $H \sim p$ ,  $D \sim np$

$\Rightarrow$  parabolik električnega naboja znotraj jadra (p.i.u) posledice drugačne dinamike / interakcij kot v jadrin

p.i.u ~ močna sila (barvna interakcija, kromodinamika)

jadra ~ jadrski sila (analog Wörner Van der Waals sila v EM interakciji)

⇒ skoraj konstantne so stope raznih velikosti jedra, natanjajo na jedrsko silo s trodo sredico.  
 → oddojni potencial je zato možnosti paralelni. (Paraljpsi izkuščevalno naselje in identične formacije.)

### Massa jedra

$$\text{restno čistočdo } Z \quad \text{masno čistočdo}$$

$$A - Z = N$$

Jedro se sestavlja iz nukleoni ( $p, n$ ):  ${}^A_Z X_N$

Izotopi:  ${}^A_Z X, {}^{A'}_{Z'} X'$

Izobari:  ${}^A_Z X, {}^A_{Z'} Y$  isto čistočdo nukleonov

Atomski enote masa:  $m = \frac{1 \text{ kg}}{\mu_A}$  oz. brav enote

massa atoma (jedro + ē)  $m({}^{12}\text{C}) = m_u$

Massa jedra je manjša od sredine mas nukleonov

Lastna energija jedra:

$$m(A, Z)c^2 = Z m_p c^2 + N m_n c^2 + W_{\text{varavn}}$$

veravna energija jedra

$$\begin{aligned} W_{\text{varavn}} &= m(A, Z) - Z m_p c^2 - N m_n c^2 = \\ &= (m(A, Z) + Z m_p c^2) - Z(m_p + m_n) c^2 - N m_n c^2 = \\ &= m({}^A_Z X) c^2 - Z m(H) c^2 - N m_n c^2 = \\ &\quad \xleftarrow{\text{atomski masi}} \end{aligned}$$

(zavzemajoči vsebujo pristopke veravnih energij elektronov v atomskih orbitah, red velikosti eV)

Specifična veravna energija = veravna energija na nukleon

$$w_V = \frac{W_V}{A}$$

$w_V \in (-7,1 \text{ MeV}, -8,7 \text{ MeV})$  za katero jedro skorji konstanta

⇒ jedrska sila je kratek doseg. Nukleoni privlači k končnu zbiru najboljših sandov.

### Semi-empirična massna enačba

• Vodilni prispevki:

$$- w_1 A$$

• Površinski nukleoni imajo manj sosedov. Površek zaradi končne površine jedra.  
 $\gamma 4\pi r_j^2 = 4\pi r_j^2 A^{2/3} = w_1 A^{2/3}$

• Med protoni v jedru deluje oddojna Coulombova sila  
 $\gamma \frac{(Z e_0)}{r_j} = w_2 A^{2/3}$

• Najbolj stabilne jedre imajo  $N \approx Z$ . Mešalna energija: ≈ konstanta na nukleon, enakovredna sandovim med protonom in neutronom.

$$w_3 A \frac{(1 - \frac{Z}{N})^2}{(1 + \frac{Z}{N})^2} = w_3 \frac{(A - Z)^2}{A}$$

• Jedro s sodim št. prototonov in/ali neutronov so boli veravni. Energija parcijija

$$w_4 \frac{\sigma_{20}}{A^{2/3}} ; \quad \sigma_w = -1 \text{ in } Z \text{ soden in } N \text{ soden (soda-soda jedra), } \sigma_{20} = 0 \text{ (soda-ljublj. jedra), } \sigma_{20} = 1 \text{ (ljublj.-ljublj. jedra)}$$

$$W_r = -w_0 A + w_1 A^{2/3} + w_2 \frac{z^2}{A^{4/3}} + w_3 \frac{(A-2z)^2}{A} + w_4 \frac{\delta_{\text{eff}}}{A^{3/4}}$$

↑  
15,6 MeV  
 ↑  
17,3 MeV  
 ↑  
0,7 MeV  
 ↑  
23,3 MeV  
 ↑  
37,5 MeV

$$\text{Masa atoma } M(A, z) = Z M_H + N M_N + W_r(A, z) c^2$$

### Spin in magnetni moment

Proton in neutron: spin  $\frac{1}{2}$

Ko spinu jedra prispevajo spini in temi rotacije količine vseh nukleonov

- spin sodo-sodno jedra = 0  $\Rightarrow$  posamezni spini in nasprotno predznake dince rotacije količin
- spin sodo-ljubo jedra = polstekvilen
- spin ljubo-ljubo jedra = celostekvilen

Magnetni moment elektrona:

$$s = \frac{1}{2}, \quad \nu \text{ stevilo } m_s = \frac{1}{2}, \quad \text{v skupi rezultira mag. polje } \mathbf{B}$$

$$Q_e = -e_0, \quad m = m_e$$

$$\Rightarrow \mu_e = -\mu_B = -\frac{1}{2} \frac{e_0 \hbar}{m_e}$$

$$\text{Spin-črno giro-magnethno razmerje } g_e = 2$$

Magnetni moment protoka:

$$s = \frac{1}{2}, \quad m_s = \frac{1}{2}, \quad Q_p = e_0, \quad m = m_p$$

Če bi bil proton barem struktura, bi pričekovali  $g_p = 2$

$$\mu_j = \frac{e_0 \hbar}{2 m_p} = \frac{m_e}{m_p} \mu_B = 5 \cdot 10^{-27} \text{ Am}^2$$

↑ jedroški magneten

$$\mu_p = 2,73 \mu_j \Rightarrow g_p = 5,6 \Rightarrow \text{proton ima podstrukturo}$$

Magnetni moment neutrone

$$Q_n = 0, \quad \text{če bi bil neutron točka + bi pričekovali } \mu_n = 0$$

$$\text{Empirično: } \mu_n = -1,91 \mu_j \Rightarrow g_n = -3,8$$

Magnetni moment jedra

Prispevajo temi iz spinov mag. momenti vseh nukleonov. Podatno kot pri atomu:

elektrovni magnetni moment v skupi rezultira mag. polje

$$(\mu_e^i)_{\text{nj}} = g M_j \mu_j$$

↑  
elektrovni spin-črno  
rezultira jedra

Komponenti spinu v smere  $\vec{B}$   
 $-j, -j+1, \dots, 0, \dots, j \quad (2jm)$

Magnetske g: enote dipolarkih poljov nad sosednimi magnetnimi stanjami.

$$W_{nj}^i = -(\mu_e^i)_{\text{nj}} \mathbf{B} = -g M_j \mu_j \mathbf{B}$$

Frekvence sevanja pri prehodu v sosednje magnetne stanje

$$\hbar \nu = \Delta E = \omega_{nj}^i - \omega_{nj+1}^i = g \mu_j B$$

$\Rightarrow$  magnetni moment jedra = maksični/ni projekciji  $M_j = J$  :

$$(\mu_i^z)_{M_j=J} = g J \mu_i = \frac{h\nu}{B} J$$

### Jedrski magnetni rezonanca

- vzorec v kohesivem (pravem) magnetnem polju
- v izolirani sferi pozitivna skorša kretanja redi ples velike (vysoka frekvencija tola skorša, toljno).
- spomiljeno  $B$  ali  $\nu$  : ko je izpoljen rezonančni pogoj ( $h\nu = g\mu_i$ ) vsebuje povzročeno absorbcijsko valovu (rezonančna kružnica)
- danes se NMR se uporablja za raziskovanje molekul in kristalov:  
kemijski presek in razcep absorbcijskih vrhov zaradi večjih magnetnih polje znotraj kristala (prištevanje drugih dipolov)

Priklad:  $z =$  proton (večji)

$$\frac{1}{2} g \mu_i = 2,39 \mu_i$$

$$\text{pri } B = 1T \quad \nu \text{ v rezonančni } \nu = \frac{g\mu_i}{h} B = 42,6 \text{ MHz}$$

### Zgradba jedra

Izrazite oddopanje vezunih energij jedra od nepravilni semi-empirični modeli dajejo  
 $z_{IN} = 2, 8, 20, 28, 50, 82 \dots$  magnetične številke

- enojeva magnetična jedra ( $z$  ali  $N$  magnitno) } nadpovprečno
  - dvojne magnetične jedra ( $z$  in  $N$  magnitno) } močno vezane
- $\Rightarrow$  spominjajo na strukturo vezunih energij atomskih orbitalov
- podlupine ( $n, l$ )
  - električni plini imajo  $z=2, 10, 18, 36, 54, 86$  (popolnoma zapolnjene podlupine)
- $\Rightarrow$  Aproksimativno povprečni jedrski potencial vseh preostalih molekulov je povprečni proton ali neutron
- $\Rightarrow$  efektivni jedrski potencial
  - $\Rightarrow$  enouniklokučne stave (lastne stave efektivnega potenciala)
  - $\Rightarrow$  ločeno za proton in neutron (vpliv Coulombove sile zavzemljiv, magnetične številke  $= p$  in  $n$  enake)

### Ljupšinski model jedra

Vzorec radijalne oddisnosti efektivnega jedrskoga potenciala aproksimativno s kernočisti potencialom

$$\bar{V}(r) = \frac{1}{2} m_p \omega^2 r^2$$

Positivne Schrödingerove enačbe

$$-\frac{\hbar^2}{2m_p} \nabla^2 R(r) + \frac{1}{2} m_p \omega^2 r^2 R(r) = E_r R(r)$$

z ročnimi posojenji  $R(r) = 0$ . Ker trdimo ustrezno  $R(r) = R_{nx}(x) R_{ny}(y) R_{nz}(z)$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_p} \frac{d^2 R_{nx}}{dx^2} + \frac{1}{2} m_p \omega_x^2 r^2 R_{nx} = E_{nx} R_{nx}$$

$$E_{nx} = \hbar \omega_x \left( n_x + \frac{1}{2} \right) \quad n_x = 0, 1, \dots \quad \text{Enakost z } R_{ny}(y), R_{nz}(z)$$

$$W_n^l = \hbar \omega (n + \frac{l}{2}) \quad n = n_r + n_\ell + n_\sigma \quad n = 0, 1, \dots$$

Priština degenerirane stanje

$$\begin{array}{ll} n=1 & l= n_x = n_y = n_z = 0 \\ n=2 & l= n_x, n_y, n_z = 1 \\ n=3 & l= n_x, n_y, n_z = 2, \quad n_x = n_y = 1, \quad n_z = n_x = 0, \quad n_y = n_z = 1 \end{array}$$

$$\text{za } n : \frac{1}{2} n(n+1) \underbrace{+ 2}_{\text{spin}} = n(n+1) \text{ degeneracij.}$$

Predstava kot pri Coulombovem potencialu lahko uvedemo:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_N} \frac{\partial^2 U(r)}{\partial r^2} + \left( \bar{V}(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_N r^2} \right) U(r) = W^l U(r)$$

$$n = n_r + l + 1$$

$\uparrow$  t. t. t. vrtilne koordinate  $l = n-1, n-3, \dots, 0$   
st. nizel radialne valovne funkcije  $U(r) = 0, 1, 2, \dots$

Spektroskopske označke  $(n, l) : l=0 : s$

$$l=1 : p$$

$$l=2 : d$$

$$l=3 : f$$

:

Danemu obdobjemu kvantnum st.-l ustrez  $(2lm) \cdot 2$  stanj

$\uparrow$  t. projekcija spina ms  
projekcija t. t. vrtilne koordinate ms

Število stanj

pri	$n=1$	$l=0$ osnovna - stanje $n_x=0, \quad 2s$ stanji
	$n=2$	$n_x=0 \quad l=1$ p-stanj
	$n=3$	$n_x=0 \quad l=2$ d-stanj
		$n_x=1 \quad l=2$ s-stanj
		⋮

Zaporodni delni vsotki

$$2 + 6 + 12 + 20 + 30 + 42 + \dots$$

$$\underbrace{2, 8, 20, 40, 70, 112, \dots}_{\text{magične številke}} \quad \underbrace{6, 12, 20, 30, 42, \dots}_{\text{niso magične}} \quad \text{nekip magične}$$

→ lastne energije postopno odvisne od  $l$   
→ sklopi po spin - tip

Sklomiti spin - tip

Elektroni jedroški potencial molekula sledijo v stanjih, ko sta t. t. vrtile koordinate in spin paralelni v isti smeri

- => oddihost  $\omega^l$  (in R) od j, mi
- => stojce (najstni l) = verzji kvantne stevilke abtne vrtilne kolicine  $j = l + \frac{1}{2}$
- => nizje kot stope  $\approx j = l - \frac{1}{2}$
- => dozdri močnejši efekt kot v atomih
  - vpliva na magnetne stevile
  - nizje enakokotne stope  $\approx j = l + \frac{1}{2}$ , ki ostanejo degenerirane  $2j+1 = 2l+2$
  - višje enakokotne stope  $\approx j = l - \frac{1}{2}$ , ki ostanejo degenerirane  $2j+1 = 2l$

Skupina degeneriranih enakokotnih stopij pri  $j$  in  $l$ : podtipi  
spektroskopske vrste  $\lambda_j$  (npr.  $P_{3/2}$  ali  $P_{1/2}$  in slav)

- lupinski model razloži spin in parnost sodo-ljubih pader.

prispev ka usporjeni nuklon s temo vrtilno kolicino svoje podtipu  
 $\Rightarrow$  neprav magnetni momenti, verjetnosti prehoda, ...

### Jedroški razpoli

#### Sevanje game

- vzbujene stope jeder (nizje, vrtilni nadini) priskrivajo karaj v osnovne stope in pri tem izvira foten ( $\delta$ ) ali celo nukleone.
- Električno dipolno sevanje

Verjetnost za prehod na časovno enoto

$$\frac{1}{\tau} = \left( \frac{\omega_{nr} |\vec{p}_{\text{encl}}|^2}{38\pi c^3 t} \right) \quad \begin{array}{l} \text{matični element operatorje} \\ \text{el. dipol. moment } \vec{p}_e \\ \vec{p}_{\text{encl}} = \int \Psi_n^* \hat{p}_e \Psi_n dV \\ \text{energija skr. rez. } \Delta E_{nr} = \hbar \omega_{nr} = \text{ek. izvrač. fotona} \end{array}$$

- $\Rightarrow$  št. vzbujenih jeder v vseh pojem ekiponutim kot  $e^{-\frac{E}{kT}}$

Vrijenje del  
veličine funkcij  
v značilnem rešenju  
stope

Primer:  $\omega_{nr} = 1 \text{ Hz}$ ,  $A = 100$ ,  $|\vec{p}_{\text{encl}}| \sim e_0 r_{\text{encl}} \sim e_0 r_0 A^{1/3} \sim e_0 5 \text{ fm}$

$$\Rightarrow \tau = 10^{-16} \text{ s}$$

Izvirne pravile za sevanje prehoda

električni dipolni prehodi:  $|J - J'| = \pm 1, 0$ ,  $P(R_n) \neq P(R_{n'})$  spremeni parnosti

multipoletni prehodi:  $|J - J'| \leq n$ ,  $P(R_n) = P(R_{n'})$  = { 0 spremeni parnosti }

Primer: kvadrupolni prehod

$$2^+ \rightarrow 0^+$$

→ magnetno dipolno sevanje:

- nikojoč magnetni dipol = magnetni dipolni moment  $\vec{p}_M$

$$- gostota magnetnega polja:  $B = \mu_0 P_M = \mu_0 I S = \mu_0 e_0 \left(\frac{N}{2\pi r_i}\right) \pi r_i^2 = \frac{1}{2} \mu_0 e_0 \frac{N^2}{2r_i}$$$

- jačost električnega polja:  $E = BC$

$$\Rightarrow \text{pri isti energijski razli} (\omega_{nr}):$$

$$\frac{1}{\tau} \text{dip} = \left(\frac{N}{c}\right)^2 \frac{1}{\tau} \text{dip}$$

$$(k r_i)^2$$

$$\Rightarrow P(R_1) = P(R_2)$$

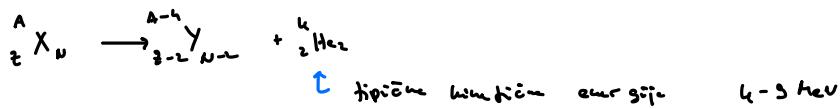
- Moru se tudi obravni procesi  
 → absorpcija fotona, vzdihitev jedra iz osnovnega stanja  
 veljajo iste pravila kot za sevanje

→ Sosodni procesi notranja ?

- foton se ne izseva
- izsijač je iz orbitale
- proces je mogoč ko izsevanje rezultira fotonom in donaljivo:  $O^+ \rightarrow O^+$

### Razpad α

→ Izsevanje helijevoga jedra



→ Eksoterma reakcija, sproščena energija

$$-Q = (m_x - m_y - m_{He}) c^2 > 0$$

→ Skupno zbirko nukleonov ter  $e^-$  se ohranja

$$\Rightarrow -Q = W_{y\gamma}(A, Z) - W_{y\gamma}(A-4, Z-2) - W_{He}(4, 2) > 0$$

→ Ohranitev energije in gibalne kopije



$$\text{Nerelativistično: } -Q = \frac{1}{2} m_y v_y^2 + \frac{1}{2} m_{He} v_{He}^2$$

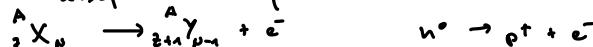
$$\Rightarrow \frac{1}{2} m_y v_y^2 = -Q / (1 + \frac{m_{He}}{m_y}) \approx -Q \quad \text{Velika sproščena energija v obliki kin. en. d.}$$

→ Razpadni čas ocenjuje preko funkcije d iz potencialnega pantelega jedra Y.

### Razpad β

→ izsevanje elektrona (delec β) z energijami do ~15 MeV

→ skupni naboj se ohranja



$$\text{Sproščena energija: } -Q = (m_x - m_y - m_e) c^2 = (M(A, Z) - M(A, Z-1)) c^2$$

Maksimalna kinetična energija  $e^-$ :

$$W_{He} = \frac{1}{2} Q \left( 1 + \frac{m_e}{m_y} \right) \approx 1/2 Q$$

→ Posredništvo kinetičnih energij elektronov je zunanji

→ Jедро ne oddeli v nasprotni smeri kot  $e^-$

→ točka "mimo duga" neutralnega debla - neutrino z zamenljivo maso ( $m_\nu \leq 0.1 \text{ eV}$ )

→ Ohranitev vrtilne kopije:

$$n(^1I_1) \rightarrow p(^1I_1) + e(^1I_1) + \bar{\nu}(^1I_1)$$

→ Neutrino ne interagira elektromagnetsko, niti pod močno jaderško silo

⇒ β-razpad ostane preko gibalne interakcije

→ Proces razpada poteka tudi zunaj jedra

$$m_n > m_p + m_e + m_\nu$$

Zato  $n^0$  niso obstajali zunaj jedra, zato razpadni čas  $\tau_n \approx 890 \text{ s}$

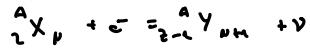
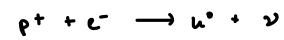
→ Le znotrjeni jader tudi osreden proces

$$(\rho^*)_{\text{osred}} \rightarrow n^+ + e^+ + \nu \quad m_{e^+} = m_e \quad g_{e^+} = -g_e$$

$$-Q = (m_p - m_n - m_e) c^2 = (M(A, z) - M(A, z-1) - m_e) c^2$$

Črnilo v ſt.  $e^-$  in  $e^+$  v rea. in konč. stanju.

→ TUD osreden proces: emisija elektrona (iz notranjih orbitalov)



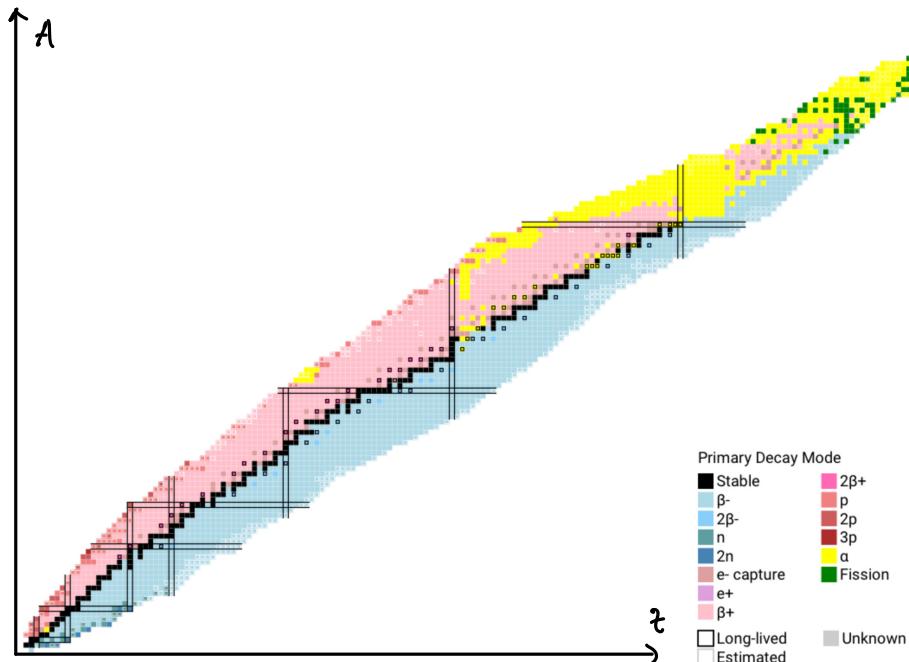
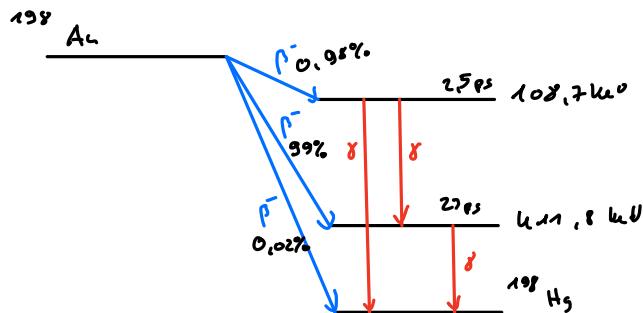
$$-Q = (m_p + m_e - m_n) c^2 = (M(A, z) - M(A, z-1)) c^2$$

→ sproščen emisij je = odklic kinetične energije  $\nu$ .

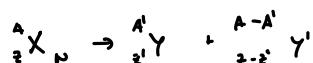
→ diskretni (črtasti) spektar

→ ujetje  $e^-$  v s-kužini: ujetje-K

### Razpadni nizi in razpadni diagrami



### Spontanji razpad



$$-\Delta E = W_{\nu}(A, z) - W_{\nu}(A', z') - W_{\nu}(A-A', z-z') > 0$$

$\rightarrow$  Do razepla pride zaradi deformacije jedra iz stanju oslige

$\rightarrow$  Coulombov oddalj med  $\gamma$  in  $\gamma'$  prevede na površinsko napetostjo (pričakovanje)

### Razpadni razon

Verjetnost za razepl na časovno enoto

$$\text{razpadni razrodni čas: } \tau = \frac{1}{\lambda} \quad \text{verjetnost: } P = e^{-\lambda t}$$

$\frac{dN}{dt} = -N \tau$

proportionalnostna konstanta  $\left[\frac{1}{s}\right]$

"razpadna sredina"       $\tau = \frac{1}{\lambda}$       razpadni čas

$$\text{Resitva: } N(t) = N_0 e^{-\Gamma t} = N_0 e^{-t/\tau}$$

$\rightarrow$  Vsi možni razpadni mehanizmi z različnimi razpadnimi časi

$$\frac{dN}{N} = -\frac{dt}{\tau_1} - \frac{dt}{\tau_2} - \dots$$

$$\Rightarrow N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_1}} e^{-\frac{t}{\tau_2}} \dots$$

$$\text{Sključek razpadni čas: } \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \dots$$

Razpadne razrede:  $\frac{\tau}{\tau_1}, \frac{\tau}{\tau_2}, \dots$  in posamezni razred  
= verjetnost, da jedro razepli in deloma mehanizem

### Jedrske reakcije

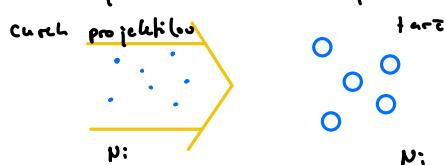


① Elastično (prav) sisanje       $a + X \rightarrow a + X$   
v končnem stiku se kin. en. ohranja

② Neelastično sisanje       $a + X \rightarrow a' + X'$   
del kin. en. izstreljeni vzbudi jekre

③ Prava jedrska reakcija       $a + X \rightarrow b + y$

Verjetnost za reakcijo (sisanje):



$$dN_x = \frac{dn \cdot N_j}{S} \sigma_x$$

proportionalnostna konstanta + sisanje projektila       $[m^2]$   
prost prostor projektilov       $10^{-28} m^2 = 1 \text{ barn} = 1 s$

$$\frac{dN_x}{dt} = \frac{dN}{dt} \cdot S \cdot N_j \cdot \sigma_x$$

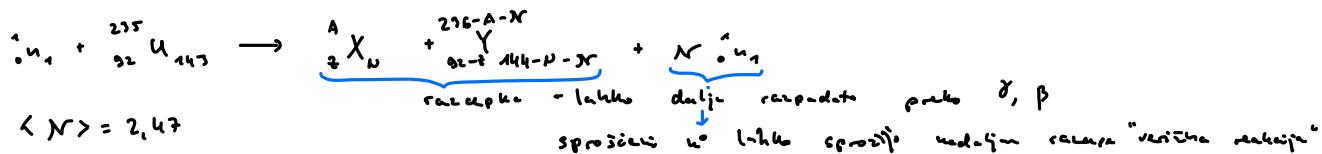
gostota tolki projektilov je  $\frac{dN}{dt} S$

Sipalni presel in občutna reakcija  $\gamma$  je v prvič lahko tudi močno oddivena od energije sipevanja (kinetična energija projektila) kot tudi od sipevanja kota (takški kot projektila).

### Rezepci: jadra - Fizika

- Spontani razpad jadra zelo počasen
- Lahko uravnavimo razen preliva sipevanja (obstavaji  $\gamma$ ,  $p^+$ ,  $n^-$ ) (neutroni in enočne Coulombovske oddaje). Počasi (termično) in se dolgo časa zadržujejo v oblikah jadra  $\Rightarrow$  velik sipevni presel.

Pričak: sipevanje neutronov na  $^{235}\text{U}$



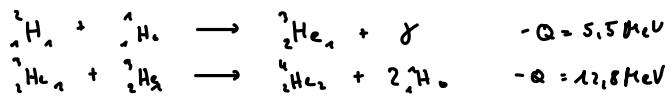
Pri varčanju nastanejo hitri neutroni, presel/verjetnost za reakcijo je večja za termični neutroni. Zato trpij jedroški reaktorji gorivni elementi obdaja z moderatorji. Lahko jadra, gradič ali voda, s katerimi neutroni premo trkujejo in izgubijo kin. en. Lahko jadra spomladi soj tam pravzaprav vec kin. en. V neovršnih urah je le 0,72% izotopa  $^{235}\text{U}$ , potem pa "bočetanje" - povzroči delitev  $^{235}\text{U}$  do resnega 7%.

Pričak: difuzija plinovskih urakov, kuhne fluorida  $\text{UF}_6$  skozi luknjicaste obve.

Lokalna molekulska  $^{235}\text{UF}_6$  difuzijska do del prostora z uradnim tlakom (tlač prizračjuje in uravna). Postopek vrčenje posvetljivo

### Zlivanje jader - Fizika

- Vodilna jadra reakcija v zvezdah pod velikim gravitacijskim tlakom premaga Coulombovi oddaji, potresi pa dovolj veliki kin. en. (temperatura)
- Termična reakcija (termični nuklearni):  ${}_1^2\text{H}_2 + {}_1^2\text{H}_2 \rightarrow {}_2^3\text{He}_1 + e^+ + \gamma_e$   $-Q = 0,42 \text{ MeV}$   
 $T \approx 10^8 \text{ K}$ ,  $W_n \approx 1 \text{ keV}$



- pri veljkih T in tlakih se zlivajo trije jadra ( ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Be}$ , ...  ${}^{12}\text{C}$ )

- Pogoji za uravnavo varčne reakcije

St. reakcij na časovno enoto:

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \rho_1 \rho_2 \langle v_{rel} \sigma \rangle$$

$\downarrow$  verjetnost  
 $\downarrow$  medstojenje hitrosti jader

Sprejem energije na enoto volumena v času  $\tau$ , ki segreva plinsko jaderno ( $n_1 = n_2 = n$ )

$$2n \cdot \frac{3}{2} k_B T < n^2 \rho v_{rel} \sigma \tau \approx \tau / Q$$

oz.

$$n \tau > \frac{3k_B T}{c \rho v_{rel} \sigma} \tau$$

$\downarrow$  v porasti se vsa energija na gradič  
 $\downarrow$  "Lawsonov pogoji"

gostota plina  
 gas v zadrževalnem plinu

