1. NUKLEARNA STRUKTURA

Jezgra (nukleus) jednog atoma, atomskog (rednog) broja Z i masenog broja A , sastoji se od Z protona i A-Z neutrona. Atomska masa pojedinih atoma vrlo je blizu cijelim brojevima, pri čemu A predstavlja ukupan broj ***nukleona*** (tj. protona i neutrona). Atom, karakteriziran svojim nukleonima, odnosno svojim Z i A vrijednostima , nazivamo ***nuklidom.***
Nuklid je označen supskriptom Z i superskriptom A, ispred kemijskog simbola. Tako su npr. ${}^{1}_{1}\mathrm{H}$, ${}^{2}_{1}\mathrm{H}$ i ${}^{238}_{92}\mathrm{U}$ nuklidi. Nuklide koji imaju isti Z, a različiti A, zovem ***izotopima.*** Nuklide koji imaju jednak broj neutrona nazivamo ***izotonima.*** Nuklide koji imaju jednak maseni broj nazivamo ***izobarima***. Npr: ${}^{206}_{82}\mathrm{Pb}$ i ${}^{204}_{80}\mathrm{Hg}$ su izotoni s brojem neutrona A-Z = 124. Vodik ima tri izotopa: ${}^{1}_{1}\mathrm{H}$, ${}^{2}_{1}\mathrm{H}$ i ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$, sva tri nalazimo u prirodi. Deutrij ${}^{2}_{1}\mathrm{H}$ je stabilan, a tricij ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$ je radioaktivan.

Kako je elektronska struktura različitih izotopa jednog elementa jednaka, njih je nemoguće separirati kemijskim putem. Nukleoni su vezani u jezgri jakom (nuklearnom) silom čiji je doseg reda veličine promjera nukleona (nuklearnog dijametra $\approx 10^{-15}$ m) i koja je tolike jakosti da lako nadmašuje odbojnu kulonovsku silu, koja djeluje između dva istoimena naboja (između dva protona). No o tome će biti više riječi kasnije. Upoznajmo ponajprije konstituente (sastavne dijelove) jezgre i atoma. Osnovna svojstva mogu se prikazati tablicom.

Čestica	Naboj	Masa (u)	Spin ($\hbar$)	Magnetski moment (J/T) = Am^2
proton	e	1,007276	½	$1{,}44\cdot10^{-26}$
neutron	0	1,008665	½	$-9{,}66\cdot10^{-27}$
elektron	$-e$	0,000549	½	$9{,}28\cdot10^{-24}$

Naboj je prikazan u jedinicama $e = 1,6022\cdot10^{-19}$ C (Coulomba), što je po iznosu jednako naboju elektrona, a po predznaku je suprotno. Nuklearna i atomska masa se izražavaju u jedinicama (u), od engleske riječi ″unit″, a označavaju ono što mi nazivamo Atomska Jedinica Mase (AJM). Dogovorom je utvrđeno da je 1 u = 1 AJM = $\frac{1}{12}$ mase ${}^{12}_{6}\mathrm{C}$ = $\frac{1}{12}$ mase neutralnog atoma ugljika ${}^{12}\mathrm{C}$, (1 u predstavlja $1,6605\cdot10^{-27}$ kg). Svaki od atomskih konstituenata ima moment vrtnje (spin) ½ u jedinicama od $\hbar = h/(2\pi)$ i spada u klasu čestica s polucijelim spinom koje zajedničkim imenom zovemo ″fermionima″, jer se podvrgavaju Paulijevom pricipu isključenja, odnosno Fermi-Diracovoj statistici. Magnetski (dipolni) moment pridružen je momentu vrtnje. U usporedbi s magnetskim momentom elektrona, nuklearni su momenti zanemarivo mali. Začuđujuće je da nenabijena čestica poput neutrona uopće ima vlastiti magnetski moment, jer vrtnjom nultog naboja nije moguće dobiti umnožak ″struja x površina″. Činjenica da on ipak postoji objašnjava se njegovom podstrukturom.

U nuklearnoj fizici rabe se jedinice koje se ne uklapaju posve u SI sustav jedinica, a sve zbog praktičnih razloga i tradicije, kao i standardne jedinice koje se uklapaju u standardni sustav. Prikazujemo najznačajnije od njih, kao i najčešće pokrate vrlo korisne pri računanju:

Brzina svjetlosti	$c = 2{,}99792458 \cdot 10^{8}$ ms^{-1}
Avogadrov broj	$N_A = 6{,}022 \cdot 10^{26}$ molekula po kg molu
Planckova konstanta	$h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Js
	$\hbar = 1{,}05457 \cdot 10^{-34}$ Js $= 0{,}65821 \cdot 10^{-21}$ MeVs
	$\hbar c = 197{,}3270$ MeVfm
Elementarni naboj	$e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C
	$\dfrac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} = 1{,}44$ MeVfm
Konstanta fine strukture	$\alpha = \dfrac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c} = \dfrac{1}{137{,}036}$
Boltzmanova konstanta	$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ JK^{-1} $= 0{,}8617 \cdot 10^{-4}$ eVK^{-1}
Atomska jedinica mase	$u = 1{,}660538 \cdot 10^{-27}$ kg $= m_u$
	$m_u c^2 = 931{,}494$ MeV
Elektron	$m_e = 9{,}10938 \cdot 10^{-31}$ kg
	$\dfrac{m_e}{m_u} = \dfrac{1}{1823}$
	$m_e c^2 = 0{,}510998$ MeV
Proton	$m_p = 1{,}672621 \cdot 10^{-27}$ kg
	$\dfrac{m_p}{m_u} = 1{,}00727647$
	$m_p c^2 = 938{,}272$ MeV
Vodikov atom	$m_H = 1{,}6735333 \cdot 10^{-27}$ kg
	$\dfrac{m_H}{m_u} = 1{,}007825$
	$m_H \cdot c^2 = 938{,}783$ MeV
Neutron	$m_n = 1{,}67492716 \cdot 10^{-27}$ kg

$$\frac{m_n}{m_u} = 1{,}008664915$$

$$m_n c^2 = 939{,}565 \text{ MeV}$$

Faktori pretvorbe	Fermi	$1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$
	MeV	$1 \text{ MeV} = 1{,}602176 \cdot 10^{-13} \text{ J}$
		$\frac{1 \text{ MeV}}{c^2} = 1{,}783 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$
Udarni presjek (barn)	$1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$	
Klasični radijus elektrona	$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} = 2{,}818 \cdot 10^{-15} m$	
Godina	$1 \text{ god} = 3{,}1536 \cdot 10^7 \text{ s}$	

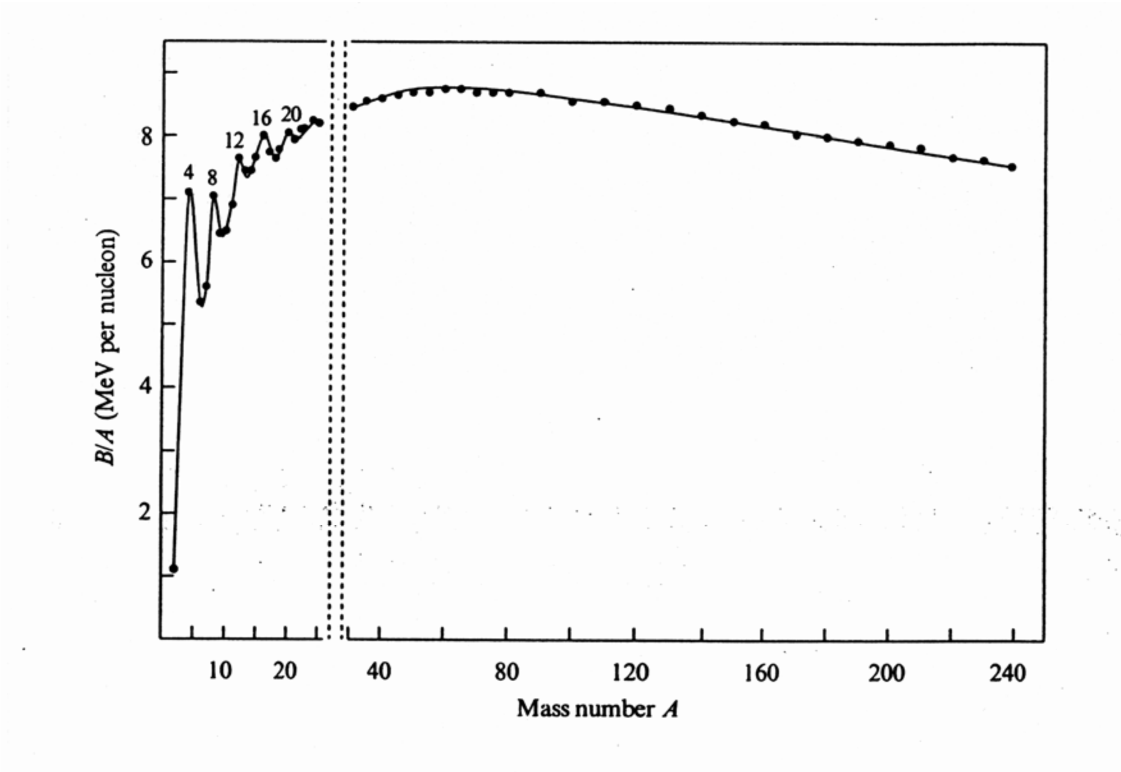
NUKLEARNA MASA I ENERGIJA

Einstein je 1905. godine svojom relacijom ekvivalencije mase i energije $E = mc^2$ objasnio porijeklo energije koja se oslobađa (ili troši) u kemijskim, atomskim i nuklearnim procesima. Kako je brzina svjetlosti c vrlo velika to je i mala promjena mase odgovorna za velike iznose energije. Primjerice prilikom eksplozije bombe od 20 000 tona TNT-a (ekvivalent one bačene na Hirošimu) utroši se svega 1 gram mase. Na atomskoj skali 1 u (atomska jedinica mase) ekvivalentna je iznosu od 931,5 MeV/c^2. Energetske promjene u atomima su toliko male da je nemoguće detektirati promjene u masama. Naprotiv nuklearne energije su reda veličine milijuna eV-a, te se promjene mase u energetskim procesima lako mjere, jer moderne metode zadovoljavaju opažene promjene masa preciznosti od 1 u 10^6. Energija vezanja jezgre E_B po definiciji je energija potrebna da se jezgra razbije u svoje (slobodne) konstituente (protone i neutrone). Masa atoma je stoga manja od zbroja masa (slobodnih) konstituenata.
Simbolički to se izražava relacijom:

$$m(A,Z) = Z \cdot m_H + (A-Z)m_n - \frac{E_B}{c^2} \qquad (1.1.)$$

gdje su $m(A,Z)$, m_H i m_n redom masa nuklida, vodikova atoma i neutrona, a E_B je izražena u energetskim jedinicama. Relacija (1.1) nije potpuno točna. Ona podrazumijeva da se ne uračunavaju različite energije vezanja atomskih elektrona. Kako one prosječno rastu s rednim brojem Z, to znači da je relacija (1.1) to netočnija što se radi o težim nuklidima, no za potrebe računa koji ćemo mi provoditi, dovoljno je točna.

Energija vezanja raste s brojem nukleona. Praktičan način njenog prikazivanja je u obliku E_B / A, a to je energija vezanja po jednom nukleonu. Varijacija te energije s promjenom masenog broja *A*, prikazana je na slici 1.



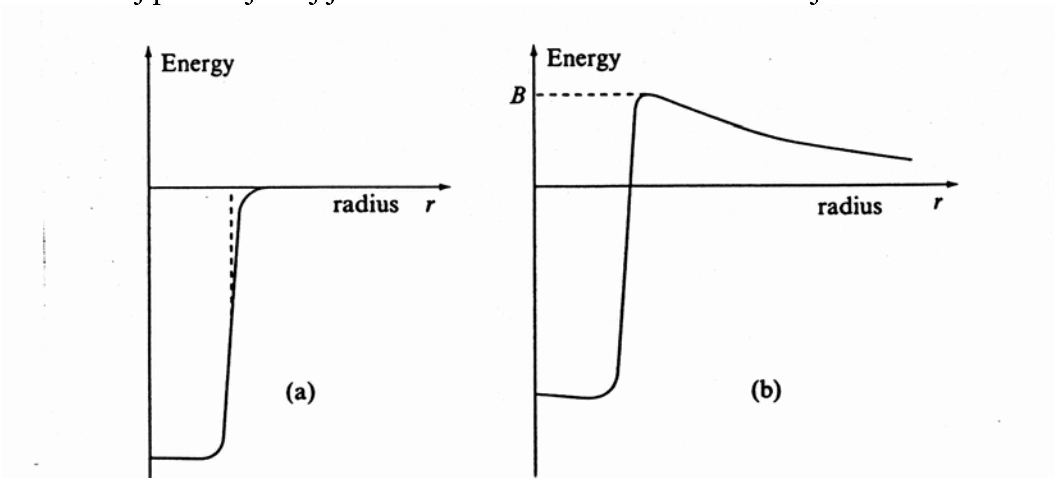
Slika 1. Energija vezanja po nukleonu za stabilne jezgre kao funkcija masenog broja *A* . Apcisa je, u području ispod masenog broja *A* = 30, rastegnuta.

Na grafu je vidljiv oštar početni porast energije vezanja s rastom masenog broja, da bi se maksimum od približno E_B / A = 8,6 MeV dosegao oko masenog broja *A* = 60. Nakon tog slijedi blagi pad E_B / A sve do 7,6 MeV za najteže jezgre.

Nekoliko oštrih lokalnih maksimuma odgovaraju lakim jezgrama ^{4}He, ^{8}Be, ^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne i ^{24}Mg. Jezgra helija ^{4}He (α-čestice) posebno je stabilna, a *Z* i *A* brojevi ostalih spomenutih jezgri odgovaraju multiplitetima α-čestice, što ukazuje da im struktura sliči skupu α-čestica. Opći oblik krivulje energije vezanja po nukleonu rezultat je kombiniranih efekata nuklearnih i elektromagnetskih sila o čemu će biti više govora kasnije. Iz grafa na slici 1. vidljivo je da se može dobiti energija, ako se razbije jezgra masenog broja *A* > 120 na dva približno jednaka dijela. Taj se proces zove **fisija** i događa se spontano za neke vrlo teške jezgre ili uz unošenje neke energije ″uzbuđenja″. Na drugom kraju vidljivo je da se energije može dobiti spajanjem lakih jezgri u procesu fuzije.

NUKLEARNI POTENCIJAL I ENERGIJA

Potpuno točan oblik nuklearne sile, one koja je odgovorna za vezivanje nukleona u jezgri, nije poznat. Ipak zna se da nukleon u jezgri ″osjeća″ neku prosječnu ″privlačnu energiju ″ zbog jake interakcije sa susjednim nukleonima. To je moguće prikazati potencijalnom jamom, čiji je točan oblik nepoznat, no vrlo je dobro aproksimiran grafom na slici 2. Vidljivo je da se radi o tzv. ″sfernoj potencijalnoj jami ″ konačno visokih zidova i zaobljenih rubova .



Slika 2. Shematski prikazana potencijalna energija *E* koju osjeća: a) neutron; b) proton, kao funkcija udaljenosti *r* od centra jezgre.

Van jezgre neutron ne osjeća nikakvu silu, a proton osjeća odbojnu električnu silu prikazanu kulonovskim potencijalom $V = \dfrac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$.

Zaobljenost rubova je posljedica difuznosti same površine jezgre, odnosno ukupna sila na nukleone manja je na površini jezgre nego u unutrašnjosti, jer je na površini pojedini nukleon okružen s manje susjednih nukleona. U blizini ruba jezgre protoni (kao i druge pozitivno nabijene čestice) nailaze na tzv. ″kulonsku″ barijeru ***B*.** Ona je ustvari jednaka energiji koju bi morali posjedovati protoni, da se približe jezgri na udaljenost djelovanja nuklearnih sila, odnosno da bi upali u jezgrinu potencijalnu jamu i ostali vezani u njoj. Ta barijera ustvari čuva stabilnost svemira, jer sprečava niskoenergetske lake jezgre da dođu u kontakt i uzrokuju nuklearnu reakciju (fuziju).

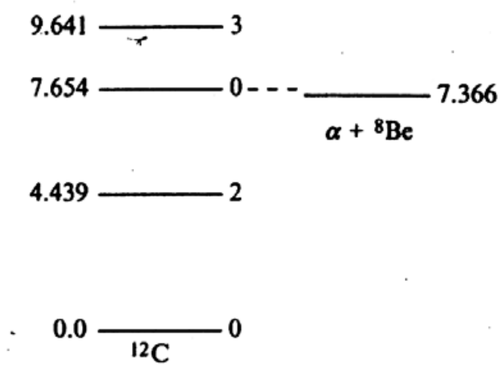
Nuklearni modeli pretpostavljaju da neutroni i protoni unutar jezgre zauzimaju određena (dozvoljena) energetska stanja – nivoe. Matematički je to najlakše ilustrirati, ako umjesto sferne potencijalne jame konačne dubine i nepoznate točne ovisnosti o radijusu, pogledamo najjednostavniji (za račun) sustav ″kritičnu potencijalnu jamu″ beskonačno visokih zidova (beskonačno duboku). To je naime najjednostavniji (sličan) kvantnomehanički problem, koji se da egzaktno riješiti. Radi se o čestici zatvorenoj u kocki stranice *a*. Dobivene vlastite vrijednosti energija, koje su u stvari i jedine koje čestica može imati su:

$$E_{n_x n_y n_z} = \frac{h^2}{8ma^2}(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)\,, \tag{1.2.}$$

gdje su kvantni brojevi n_x, n_y, n_z = 1, 2 , 3 ...

Energija najnižeg stanja dobila bi se uzimanjem svih *n*-ova jednakih jedinici, $n_x = n_y = n_z = 1$, odnosno $E_{111} = \frac{3h^2}{8ma^2}$. Uvrstimo li masu jednog nukleona ($m \approx u$ = 1,67·10^{-27} kg) i ako za dimenziju kocke uzmemo tipični promjer jezgre $a \approx$ 10 fm = 10^{-14} m, dobiti ćemo $E_{111} \approx$ 6 MeV. Viša dozvoljena stanja dobila bi se kombiniranjem različitih *n*-ova. Treba napomenuti da se radi o kinetičkoj energiji, jer ukupna energija stanja sadržana u kinetičkoj i potencijalnoj energiji mora biti negativna, kako bi nukleoni bili vezani u jezgri. To znači da dubina potencijalne jame na slici 2. mora biti veća od energije barem nekoliko prvih stanja.

Postojanje diskretnih energetskih razina u pojedinoj jezgri manifestira se postojanjem karakterističnih energetskih spektara energije koja se oslobađa iz jezgre. Jezgra uzbuđena na neki od viših nivoa, nakon izvjesnog (kratkog) vremena oslobađa se viška energije emisijom (tipično) gama zraka, čija je energija jednaka razlici energetskih nivoa. Slika 3. primjer je energetskih razina u jezgri ^{12}C.



Slika 3. Energetski spektar jezgre ^{12}C.

Na slici 3. je svaki nivo označen je svojom energijom (lijevo) u MeV-ima i svojim ukupnim momentom vrtnje ***I*** (spinom). Posebno je prikazano stanje energije 7,366 MeV koje je potrebno da bi se jezgra deeksitirala (oslobodila viška energije) emisijom α-čestice.

Ako je energija uzbuđenog stanja dovoljno velika, može doći do emisije čestice. U ovom slučaju se radi o α-čestici, za čiju je emisiju nužna energija od barem 7,366 MeV. Vidljivo je da stanje energije 7,654 MeV zadovoljava taj uvjet.

Moment vrtnje jezgre ***I*** kvantnomehanička je veličina određena vektorskom sumom orbitalnog momenta vrtnje ***L*** i spina ***S***. Orbitalni moment ***L*** određen je “angularnim” kvantnim brojem ***l***, preko relacije:

$$|\boldsymbol{L}|^2 = \hbar^2 \cdot l(l+1), \qquad (1.3.)$$

odnosno svojom projekcijom na istaknutu os (u fizici se takva os označava kao *z*-os)

$$L_z = m \cdot \hbar, \qquad (1.4.)$$

gdje magnetski kvantni broj *m* poprima vrijednosti $m = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots\ldots\ldots \pm l$.
Vidljivo je da orbitalni moment vrtnje može imati $(2l + 1)$ nezavisnih projekcija (pod stanja) određenih magnetskim kvantnim brojem *m*.

Pojedini nukleoni u jezgri zauzimaju stanje angularnog momenta $l = 0, 1, 2, 3,\ldots$ što se (preuzeto od atomske fizike) označava kao *s, p, d, f, g, h* **......** stanje.

Spin ili vlastiti moment vrtnje pridružen je svakom nukleonu, tako da ukupni spin jezgre ***S*** može imati cjelobrojnu ili polucijelu vrijednost. Kao što je prije rečeno, proton, neutron i elektron, svaki od njih ima kvantni broj spina $s = 1/2$ s dvije moguće projekcije na istaknutu os: $m_s = \pm 1/2$ što je u skladu s $(2s + 1)$ pravilom.

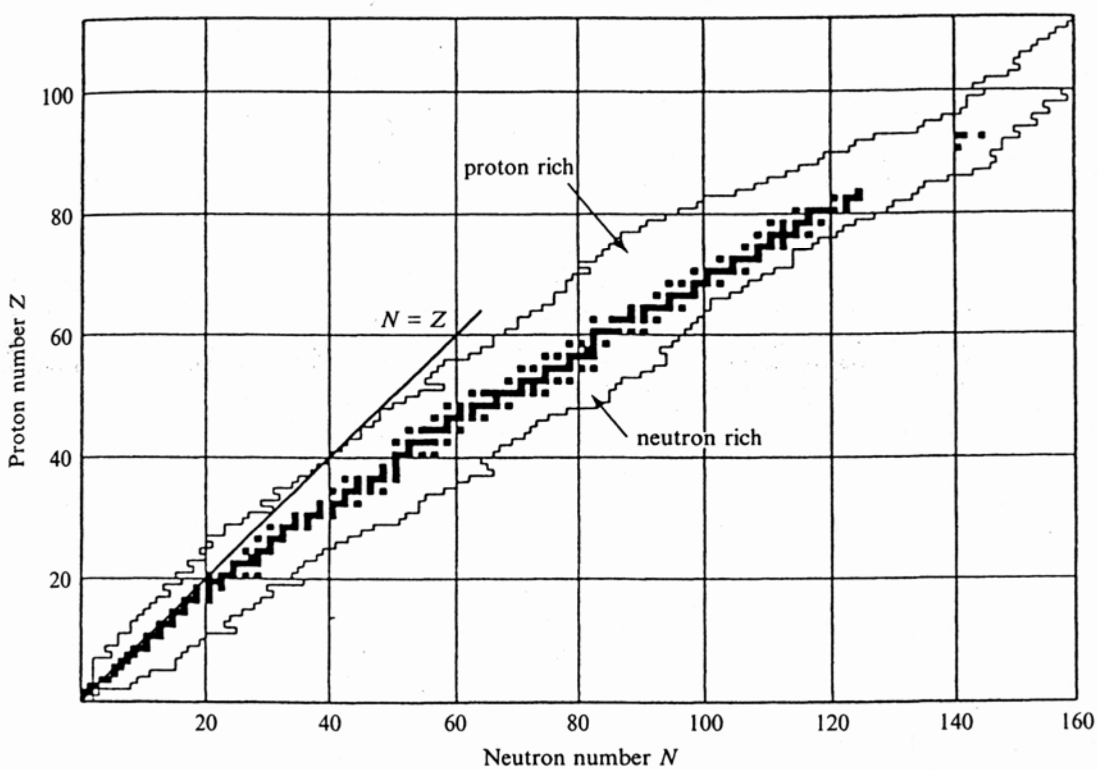
Neutroni i protoni u jezgri zauzimaju stanja u skladu s Paulijevim principom isključenja, koji kaže da dvije identične čestice ne mogu imati sva 4 (*n, l, m, s*) kvantna broja ista. Zato dva protona i dva neutrona mogu egzistirati u stabilnom stanju, samo ako su njihovi spinovi antiparalelni: $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$, $s = 1/2$ s projekcijama $m_s = \pm 1/2$. Oni tvore jezgru ^{4}He ili α-česticu koja tad ima ukupni $\boldsymbol{I} = 0$.

Kao što smo vidjeli α-čestica je posebno stabilna, zahtijevajući preko 20 MeV-a za odstranjenje bilo protona bilo neutrona. U jezgrama težim od ^{4}He, dodatni nukleoni moraju zauzimati stanje postepeno sve više energije, kako broj nukleona raste.

STABILNOST NUKLEARNIH JEZGARA

Stabilne jezgre (one koje se ne raspadaju spontano) imaju približno podjednak broj neutrona i protona samo u području nižeg masenog (i rednog) broja. Idemo li prema težim jezgrama vidjeti ćemo da broj neutrona postepeno sve više nadmašuje broj protona.

To je prikazano na slici 4.



Slika 4. Stabilne (zacrnjeno) i nestabilne jezgre prikazane su kao funkcije rednog broja Z i broja neutrona N. Prikazana su i područja nestabilnih jezgara, koje su prebogate protonima ili neutronima.

Jezgre koje leže izvan područja stabilnosti, sklone su približavanju crti stabilnosti pretvarajući jedan neutron u proton i obrnuto, ovisno o tome da li su u području prebogatim neutronima ili protonima. Pritom se oslobađa β^- odnosno β^+ čestica (elektron ili pozitron), te se taj proces zove ***β* raspadom .**

Gornju granicu stabilnosti predstavlja jezgra $^{209}_{83}\mathrm{Bi}$. Kad A poraste iznad tog broja jezgra postaje sklona emisiji α-čestice, transformirajući se u stabilniju jezgru. Radi se o jezgrama koje su prirodno α radioaktivne.

2. RADIOAKTIVNOST

Radioaktivnim raspadom nestabilna jezgra ili "roditelj", transformira se u stabilniju jezgru zvanu "kći". Ako je i ona radioaktivna, proces se nastavlja sve dok se ne dođe do stabilnije jezgre. Radioaktivnost je slučajan proces i ne može se točno znati kad će se pojedine jezgre raspasti. Možemo samo govoriti o vjerojatnosti da će se to dogoditi.

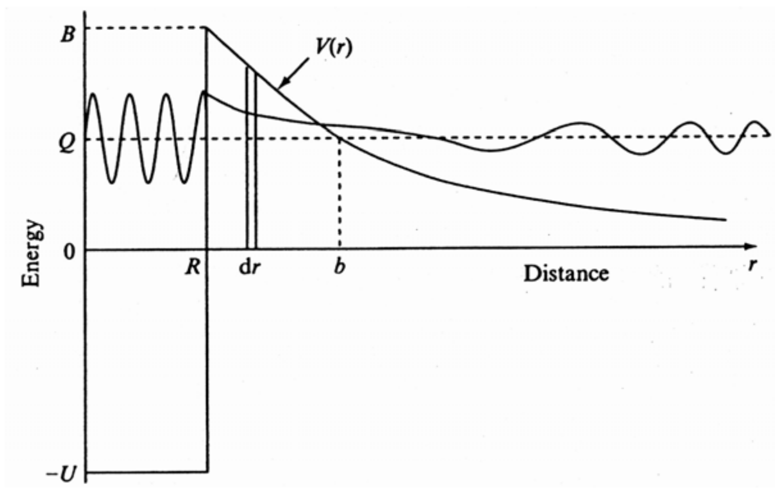
U prirodi, kao i u najvećem broju uvjetno proizvedenih jezgara, radioaktivne jezgre su bilo α bilo β (ponekad jedno i drugo) radioaktivne, te emitiraju kombinaciju α , β i γ radijacije. One koje postoje u prirodi, zajedno s kozmičkim zrakama, izvor su pozadinskog zračenja, kojem smo izloženi.

ALFA RASPAD

Mnoge prirodne teške jezgre ($82 < Z \leq 92$), te umjetno proizvedeni transurani ($Z > 92$) raspadaju se emisijom α-zrake, pri čemu gube masu i naboj:

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\mathrm{Y} + {}^{4}_{2}\alpha \tag{2.1.} $$

Kći, produkt raspada (${}^{A-4}_{A-2}\mathrm{Y}$) može ali i ne mora biti stabilna, no u svakom slučaju leži bliže području stabilnosti. α-čestica se emitira spontano zahvaljujući svojoj velikoj energiji vezanja, dok bi za emisiju neke druge čestice poput deuterona (${}^{2}_{1}\mathrm{d}$), tritona (${}^{3}_{1}\mathrm{t}$) ili ${}^{3}\mathrm{He}$, bilo potrebno jezgri dovesti energiju. Sam mehanizam emisije α-zrake odvija se kvantnomehaničkim tunel efektom, kojim se tumači ″prolaz″ α-čestice kroz barijeru potencijala, koju čini nuklearni i kulonski potencijal (slika 5.):



Slika 5. Shematski prikaz barijere kroz koju ″tunelira″ α-čestica.

Tuneliranje se odvija kroz barijeru u duljini b - R, gdje b odgovara udaljenosti od centra jezgre, kod koje je kulonski potencijal izjednačen s kinetičkom energijom α-čestice, a R polumjeru jezgre roditelja. Vjerojatnost emisije α-čestice je oštro ovisna o dužini ″tuneliranja″ (b - R).

Energija koja se oslobađa prilikom emisije α-zrake (Q_α), dana je razlikom energija vezanja roditelja (m_p) i konačnih produkata (m_D i m_α):

$$ Q_\alpha = (m_p - m_D - m_\alpha)c^2 = E_D + E_\alpha \, , \tag{2. 2.} $$

gdje su m_p, m_D, m_α mase roditelja, potomka i α-čestice, a E_D i E_α kinetičke energije potomka (kćeri) i α-čestice. Zakon očuvanja količine gibanja traži, ako je u početku jezgra roditelja bila na miru, da α-čestica i jezgra potomak odskoče u suprotne smjerove s jednakom količinom gibanja:

$$ m_D \cdot v_D = m_\alpha \cdot v_\alpha \, . $$

Tada vrijedi :

$$\frac{E_D}{E_\alpha} = \frac{\frac{1}{2} m_D v_D^2}{\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2} = \frac{(m_D v_D)^2 m_\alpha}{(m_\alpha v_\alpha)^2 m_D} = \frac{m_\alpha}{m_D} \qquad (2.\ 3.)$$

Iz prethodnih jednadžbi slijedi :

$$Q_\alpha = E_\alpha \left[1 + \frac{E_D}{E_\alpha} \right] = E_\alpha \left[1 + \frac{m_\alpha}{m_D} \right] \qquad (2.4.)$$

Primjer: Jezgra ^{238}U emitira α-čestice kinetičke energije 4,196 MeV. Potomak je ^{234}Th.
Njegova masa može se tad izračunati kao:

$$m_D = m_p - m_\alpha - \frac{Q_\alpha}{c^2} \approx m_p - m_\alpha - \frac{E_\alpha}{c^2} \left[1 + \frac{m_\alpha}{m_p - m_\alpha} \right] = 234{,}0436 \text{ u}$$

U prethodnom izrazu je umjesto m_D, uvršteno m_p-m_α, što je vrlo dobra aproksimacija, zbog oblika izraza u zagradi.

BETA RASPAD I UHVAT ELEKTRONA

Beta minus raspad odvija se uz emisiju elektrona (β^-) čestice i antineutrina ($\bar{\nu}$), pri čemu redni broj jezgre potomka poraste za 1:

$$^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A}_{Z+1}\text{Y} + {}^{0}_{-1}\beta^- + \bar{\nu} \qquad (2.5.)$$

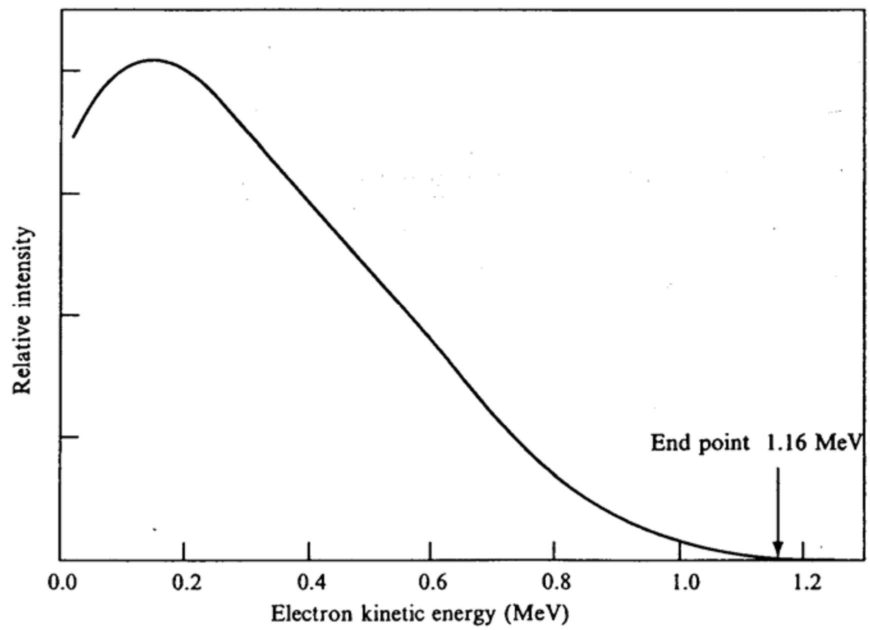
Beta plus raspadom emitira se pozitron (β^+) (antičestica od elektrona) i neutrino ν uz smanjenje rednog broja jezgre potomka za 1:

$$^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A}_{Z+1}\text{Y} + {}^{0}_{1}\beta^- + \nu \qquad (2.6.)$$

Kako pozitron i elektron nisu sastavni dijelovi jezgre, to se oni neposredno prije emisije rađaju raspadom protona, odnosno neutrona :

$$\text{p} \rightarrow \text{n} + \beta^+ + \nu \qquad (2.7.)$$
$$\text{n} \rightarrow \text{p} + \beta^- + \bar{\nu} \qquad (2.8.)$$

Neutrino (antineutrino) je čestica nulte ili zanemarive mase, spina ½ (Fermion) i bez naboja. Njezino postojanje je prvobitno bilo pretpostavljeno od strane W. Paulija (1931.), a naziv potječe od E. Fermija. Tom pretpostavkom riješena je zagonetka neodržanja energije i spina prilikom β raspada. Naime, za razliku od α raspada, spektar emitiranih β-čestica iz istog izotopa je kontinuiran (slika 6.).



Slika 6. Energetski spektar β-čestice u raspadu ^{210}Bi.

Energiju raspada dijele elektron i antineutrino, tako da zbroj njihovih energija iznosi 1,16 MeV, odnosno graničnu energiju beta raspada ^{210}Bi. Također, promatraju li se spinovi početnog i konačnog stanja, vidi se da mora postojati još jedna čestica, koja svojim spinom može održati njihovu jednakost. S obzirom na prirodu neutrina, odnosno kako on ne interagira ni nuklearnom ni elektromagnetskom silom, (ustvari radi se o tzv. ″slaboj sili″) bilo je vrlo teško eksperimentalno potvrditi njegovo postojanje. To je učinjeno tek 1950. godine (Reines i Cowan), u jednom vrlo sofisticiranom eksperimentu.

Alternativa β emisiji je tzv. ″uhvat elektrona″:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu \qquad (2.9.)$$

Obično elektron kojeg jezgra ″uhvati″ dolazi iz jezgri najbliže K ljuske.

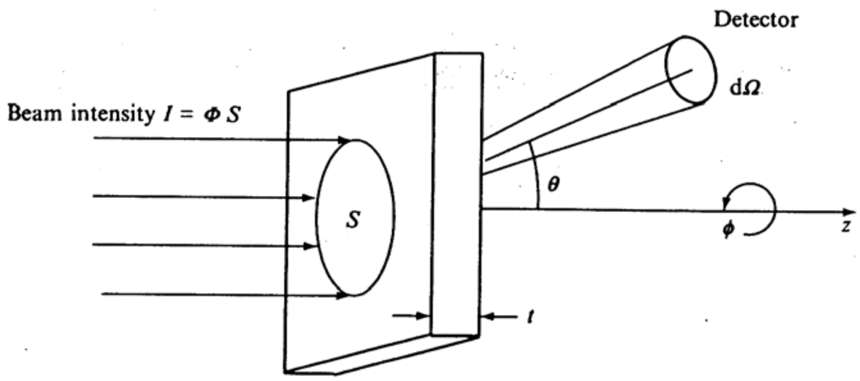
GAMA RASPAD I UNUTARNJA KONVERZIJA

Kao što je prije spomenuto, uzbuđena jezgra može izgubiti ″višak″ energije prijelazom u stanje niže energije. Kad se to dogodi, najveći dio energije prijelaza pojavi se u formi γ-fotona, a vrlo mali (zanemarivi) dio ode na energiju odskoka. Alternativno, jezgra se može deekscitirati izbacujući iz atoma jedan od elektrona. Energije gama zraka su diskretne, zato jer su diskretni i energetski nivoi u jezgri.

Uzbuđeni nivoi u jezgri žive prosječno vrlo kratko, tipično kraće od 10^{-8} s.

UDARNI PRESJEK

Zamislimo da snopom čestica, koje sve dolaze iz istog pravca, bombardiramo nepomičnu metu (slika 7):



Slika 7. Uz definiciju udarnog presjeka.

Definiramo fluks (tok) ϕ kao broj čestica koje u jedinici vremena prođu kroz jediničnu površinu, orijentirano okomito na smjer brzine. Ako sve čestice imaju istu brzinu v, fluks iznosi:

$$\phi = n_p \cdot \mathrm{v} \qquad (2.10.)$$

gdje n_p predstavlja "gustoću" projektila u snopu. Općenito, ukoliko postoji raspodjela brzina čestica i ako je $n_p(\mathrm{v})d\mathrm{v}$ gustoća projektila s brzinom od v do v+dv, fluks je zadan sa:

$$\phi = \int \mathrm{v} \cdot n(\mathrm{v}) d\mathrm{v} \qquad (2.11.)$$

Pretpostavimo nadalje da se u meti događa reakcija A(a,b)B određenom brzinom. Brzina reakcije po jednoj jezgri u meti proporcionalna je upadnom fluksu. Konstanta proporcionalnosti naziva se udarnim presjekom σ i možemo je zapisati kao:

$$\sigma = \frac{\text{brzina događaja po jezgri mete}}{\text{upadni fluks}} .$$

Ako je N jezgra u meti izložena upadnom fluksu imamo za broj reakcija u jedinici vremena R:

$$R = N\sigma\phi \qquad (2.12.)$$

Dimenzije udarnog presjeka lako odredimo:

$$[\sigma] = \frac{T^{-1}}{L^{-2}T^{-1}} = [L^2] \qquad (2.13.)$$

Dakle, udarni presjek ima dimenziju površine i izražen je u jedinicama cm^2 ili u barnima (1 b = 10^{-28} m^2). 1 barn je približno jednak površini presjeka srednje velike atomske jezgre. Vidi se da je moguća i druga definicija udarnog presjeka, ona koja ga povezuje s efektivnom površinom koja pripada svakoj jezgri mete, a koju "gleda" upadna čestica. Do reakcije (raspršenja) doći će ako upadna čestica pogodi tu površinu.

Intenzitet upadnog snopa iznosi $I = \phi \cdot S$ (čestica u jedinici vremena), gdje S predstavlja presjek upadnog snopa. Možemo napisati alternativan izraz za brzinu reakcije:

$$R = \frac{N \cdot \sigma \cdot I}{S} = I \cdot \sigma \cdot n_m \cdot d \qquad (2.14.)$$

gdje n_m predstavlja gustoću jezgara u meti , a d debljinu mete. Ako se meta sastoji od izotopa masenog broja M_A (u atomskim jedinicama mase) što je približno jednako broju nukleona (A) imamo:

$$n_m = \frac{\rho N_A}{M_A} \approx \rho \frac{N_A}{A} \qquad (2.15.)$$

gdje ρ predstavlja gustoću, a N_A Avogadrov broj. Ako se držimo za nuklearnu fiziku uobičajenih jedinica, pišemo:

$$n_m(cm^{-3}) = \frac{\rho(gcm^{-3}) \cdot 6,022 \cdot 10^{23} (gmol)^{-1}}{A} \qquad (2.16.)$$

U tipičnom eksperimentu nakon interakcije u meti, upadna čestica ili produkt reakcije, iz mete izlaze u raznim smjerovima određenim polarnim kutom (ϑ, φ) i upadaju u detektor koji definira prostorni kut $d\Omega$. One upadaju brzinom $dR(\vartheta,\varphi)$, koja je proporcionalna prostornom kutu $d\Omega$, broju čestica u meti N i upadnom fluksu ϕ. Konstanta proporcionalnosti je diferencijalni udarni presjek $\frac{d\Omega}{d\sigma}$, te imamo:

$$dR(\vartheta,\varphi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot N \cdot \phi \cdot d\Omega \qquad (2.17.)$$

Udarni presjek definiran prethodno, često izazvan totalnim udarnim presjekom, dobije se integracijom diferencijalnog po svim kutovima ϑ i φ:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta,\varphi) d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta,\varphi) \cdot \sin\vartheta d\vartheta d\varphi \qquad (2.18.)$$

Za zadanu kombinaciju upadnih čestica i atoma u meti moguće su različite reakcije (raspršenje u neki kut, apsorpcija, nuklearna reakcija A(a,b)B i sl.), s različitim vjerojatnostima događanja. Svaka od njih ima svoj udarni presjek σ_i kao i poseban diferencijalni udarni presjek, te se ukupna vjerojatnost interakcije izražava sumom svih udarnih presjeka: $\sigma_{totalni} = \sum_i \sigma_i$. (2.19.)