

DEO PRVI

OSOBINE JEZGARA I RADIOAKTIVNOG ZRAČENJA

Sva atomska jezgra se mogu podeliti u dve kategorije: stabilna i radioaktivna. Stabilna jezgra ostaju nepromenjena u beskonačno dugom intervalu vremena, dok radioaktivna jezgra doživljavaju spontane transformacije. Osnovne karakteristike stabilnih jezgara su njihov maseni broj A , naelektrisanje Z , masa M (i vezivna energija ΔW), radijus R , spin I , magnetski moment μ , kvadripolni električni moment Q , izotopski spin T i parnost P talasne funkcije.

Radioaktivna jezgra se takodje karakterišu i tipom radioaktivne transformacije (alfa ili beta raspad, spontana fisija i dr), poluživot $T_{1/2}$, energija emitovanih čestica i dr. Jezgra atoma mogu biti u različitim energetska stanjima. Stanje sa najnižom energijom se naziva osnovno stanje, dok se sva ostala nazivaju pobudjena stanja. Pobudjena stanja bilo kog jezgra (uključujući i stabilna jezgra) su nestacionarna (doživljavaju gama prelaze i dr).

Karakteristike pomenute gore se pripisuju osnovnom, ali i pobudjenim stanjima jezgra. Generalno govoreći njihove vrednosti su različite za razna stanja (osim A i Z koje su iste za sva energetska stanja datog jezgra). Ako su karakteristike jezgra date bez pominjanja stanja na koje se odnose, podrazumeva se osnovno stanje.

U idelanom slučaju, kompletne informacije o jezgru bi morale da opisuju strukturu i karakteristike svih njegovih mogućih stanja (nivoi) metode i verovatnoće prelaza sa jednog stanja na drugo, verovatnoće radioaktivnog raspada jezgra i osobine emitovanih čestica, efikasne preseke i prirodu interakcije jezgra sa drugim jezgrima i elementarnim česticama i rd.

U Glavi 1. razmatraćemo samo osnovna stanja. Glave 2 i 3 opisuju strukturu i osobine ekscitovanih stanja; Glava 4 i „Deo Dva“ su posvećeni interakciji jezgra sa elementarnim česticama i drugim jezgrima.

GLAVA I

OSOBINE STABILNIH JEZGARA I NUKLEARNIH SILA

1.1. Maseni broj A i električno naelektrisanje Z atomskog jezgra

Maseni broj A jezgra se određuje brojem nuklona (protoni i neutroni) u njemu. Ukupan broj nukleona u običnim nuklearnim reakcijama (u kojima nema stvaranja antičestica) ostaje nepromenjen (zakon održanja broja nukleona). Odavde, ukupni maseni broj se održava u takvim reakcijama (vidi sekciju 5.2 za detalje).

Generalizacija ovog tvrdjenja na sve čestice i antičestice dovodi do zakona održanja barionskog broja (vidi Vol II).

Kada se masa atoma izrazi u atomskim masenim jedinicama (amu), maseni broj daje približne vrednosti (do 1 %) mase atomskog jezgra.

Naelektrisanje atomskog jezgra Z je određeno brojem protona u jezgru (isti je jednak i broju elektrona u atomskim ljuskama), i odgovara rednom broju elementa u

Periodnom sistemu Mendeljejeva. Naelektrisanje određuje hemijska svojstva datog elementa. Merenja naelektrisanja jezgra su obavljena 1913. od strane Mozlija (*Mosley*), koji je našao jednostavnu vezu između frekvencije karakterističnog rendgenskog zračenja ν i naelektrisanja Z :

$$\sqrt{\nu} = AZ - B$$

Mozli je ustanovio da za date serije zračenja, konstante A i B ne zavise od elementa. To je omogućilo redjanje elementa od kalcijuma do zinka, a kasnije i dalje. Osim toga, Mozlijev metod je omogućio određivanje mesta, u to vreme nekim još neotkrivenim elementima, (${}_{43}\text{Tc}$, ${}_{61}\text{Pm}$, ${}_{85}\text{At}$ i ${}_{87}\text{Fr}$), i takodje je potvrđeno postojanje tzv. K zahvata.

Neposredno određivanje naelektrisanja jezgra obavio je Čedvik, 1920. godine, u eksperimentima rasejanja α čestica na folijama metala sa datim Z .

Električno naelektrisanje se održava u svim oblicima interakcije.

Količina električnog naelektrisanje zauzima specijalno mesto među drugim „brojevima“ (barionski, leptonski, stranost i dr.). U suštini, ima dve uloge: odgovorno je za jačinu elektromagnetske interakcije (podsetimo se konstante fine strukture $\alpha = e^2 / \hbar c$) i učestvuje u zakonu održanja. Poznato je da se naelektrisanje održava u svim tipovima interakcija (jaka, elektromagnetska i slaba) koje se razmatraju u nuklearnoj fizici.

Zakon održanja naelektrisanja je verifikovan eksperimentalno. Pokušan je eksperiment registrovanja elektromagnetskog zračenja koje odgovara prelazu atomskih elektrona na K ljusku u kojoj postoji šupljina usled raspada elektrona sa narušenjem zakona održanja naelektrisanja (na primer, prema šemi $e \rightarrow \nu_e + \gamma$). Eksperiment je sproveden u dubokom bunaru (oko 400 m) sa NaI scintilacionim kristalom koji bi u slučaju K elektronskog raspada morao da registruje X zračni foton iz joda sa energijom 33.2 keV. Eksperiment je dao sledeću donju granicu poluživota elektrona; $\tau_e > 5 \cdot 10^{21}$ god. Ovo znači da je jačina hipotetičke interakcije u kojoj bi se narušavao zakon održanja električnog naelektrisanja, manja od jačine slabe interakcije za faktor 10^{28} .

Zakon održanja naelektrisanja se može koristiti da se odredi naelektrisanje jezgra iz balansa nuklearnih reakcija ili radioaktivnih transformacija.

Električno naelektrisanje je integralna karakteristika jezgra i ne daje nikakvu informaciju o raspodeli naelektrisanja u zapremini jezgra. Ove informacije se mogu dobiti iz eksperimenta rasejanja brzih elektrona na jezgrima (Vidi sekciju 1.4.6.).

Ideja o obliku jezgra se može dobiti razmatranjem druge električne osobine jezgra, tj., kvadripolnog električnog momenta (vidi sekciju 1.7).

Kako je naelektrisanje jezgra Z numerički jednako broju protona u jezgru a maseni broj A je jednak ukupnom broju nukleona (protoni plus neutroni), broj $N=A-Z$ određuje broj neutrona u jezgru.

Jezgra sa istim masenim brojem A se nazivaju izotopi, dok se jezgra koja imaju isti broj neutrona $N=A-Z$ nazivaju izotoni. Specifično jezgro sa datim A i Z se naziva nuklid. Označavaćemo jezgro koje sadrži A nukleona i Z protona sa (A,Z) , njegovu masu sa $M(A,Z)$, a masu odgovarajućeg atoma sa $M_{\text{at}}(A,Z)$. Kada je potrebno naznačiti

hemijski simbol elementa, označavaćemo mase jezgara i atoma sa $M({}_Z^A E)$ i $M_{at}({}_Z^A E)$. Na primer, mase jezgra i atoma azota se označavaju sa $M({}_Z^A N)$ i $M_{at}({}_Z^A N)$.

1.2. Masa jezgra i mase nukleona

1.2.1 Masa i energija. Jedinice merenja

Druga važna karakteristika atomskog jezgra je njegova masa M . U nuklearnoj fizici masa jezgra (i atoma) izražava se u atomskim masenim jedinicama (*amj*). Za jedinicu mase izabrana je 1/12 mase atoma ^{12}C .

$$1 \text{ amj} = 1/12 M(^{12}\text{C}) = (1/12)(12/N_A) = 1/1.6022 \cdot 10^{23} = 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

tj. *amj* je 1/12 mase neutralnog atoma ugljenika sa naelektrisanjem jezgra 6, i masenim brojem 12, tj. ^{12}C . Stara "hemijska skala" je bila bazirana na kiseoniku u prirodnoj smeši izotopa

$$1 \text{ amu}_{\text{hem}} = 1/16 \text{ (srednje mase O atoma u prirodnoj izotopskoj smeši).}$$

i stara "fizička" skala je bila bazirana na izotopu ^{16}O ;

$$1 \text{ amu}_{\text{O-16}} = 1/16 \text{ (mase atoma izotopa } ^{16}\text{O}).$$

Sledeće konverzije formule se mogu primenjivati za preračun između različitih jedinica

$$\text{amu}_{\text{chem}} : \text{amu}_{\text{O-16}} : \text{amj}_{\text{C-12}} = 0.99996 : 0.99968 : 1.0000$$

i

$$A_{\text{rel, hem}} : A_{\text{rel, O-16}} : A_{\text{rel, C-12}} = 1.00004 : 1.00032 : 1.00000$$

Prema Ajnštajnovoj relaciji, svakoj vrednosti mase M odgovara energija Mc^2 , gde je c brzina svetlosti u vakumu.

Pri promeni energije nekog tela za veličinu ΔE , njegova masa se menja za $\Delta M = \Delta E/c^2$. Tako, ako se telo, koje ima masu mirovanja M_0 , kojoj odgovara energija M_0c^2 (energija mirovanja), ubrza do brzine v , onda je ukupna energija E tela u kretanju jednaka sumi energije mirovanja i kinetičke energije T :

$$E = M_0c^2 + T$$

Pri tome, masa tela raste za veličinu $\Delta M = \Delta E/c^2$ i jednaka je masi tela u pokretu $M = M_0 + T/c^2$. U teoriji relativnosti se pokazuje da se nova vrednost mase (tzv. relativistička masa tela) izražava preko mase mirovanja tela, M_0 i brzine v :

$$M = M_0 + \frac{T}{c^2} = \frac{M_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (1.2.1)$$

gde je $\beta = v/c$, tako da je

$$E = M_0 c^2 + T = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = M c^2$$

Na taj način, veza između mase i energije tela se svuda izražava formulom

$$E = M c^2 \quad (1.2.2)$$

gde je $E = M_0 c^2 + T$, - ukupna energija i $M = \frac{M_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ relativistička masa.

Oдавде, za kinetičku energiju se dobija

$$T = E - M_0 c^2 = M c^2 - M_0 c^2 = M_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (1.2.3)$$

što se pri $\beta \ll 1$ ($v \ll c$) poklapa sa klasičnim izrazom $T = \frac{M_0 v^2}{2}$.

Ponekada je vezu između ukupne energije i energije mirovanja zgodno izraziti preko odnosa

$$E = \sqrt{M_0^2 c^2 + p^2 c^2} \quad (1.2.4)$$

gde je $p = Mv = \frac{M_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$ relativistički impuls čestice s masom mirovanja M_0 .

Odnos (1.2.4) se dobija iz (1.2.2) preko sledećeg niza jednostavnih transformacija

$$E^2 = M^2 c^4 = \frac{M_0^2 c^4}{1-\beta^2} = \frac{M_0^2 c^4 + M_0^2 \beta^2 c^4 - M_0^2 \beta^2 c^4}{1-\beta^2} = \frac{M_0^2 c^4 (1-\beta^2) + M_0^2 \beta^2 c^4}{1-\beta^2} = M_0^2 c^4 + p^2 c^2$$

Formula je dobijena uvođenjem relativističkog impulsa čestice

$$p = Mv = M_0 \beta c / \sqrt{1-\beta^2} = M_0 \beta c \gamma \quad (1.2.5)$$

Opazimo da poslednja relacija dovodi do pogodnog izraza za brzinu

$$\beta = pc / E \quad (1.2.6)$$

Uporedivši formule (1.2.1) i (1.2.4) dobijamo vezu izmedju kinetičke energije T i impulsa p u relativističkoj mehanici

$$T(2M_0c^2 + T) = p^2c^2 \quad (1.2.7)$$

Ova formula prelazi u klasičnu $T = p^2 / 2M_0$, ako je kinetička energija čestica mala u poredjenju sa njenom energijom mirovanja.

Ako je čestica koja se razmatra kompleksna, tj., sastoji se iz nekoliko čestica, njena energija mirovanja mora zavisiti od stanja njihovog unutrašnjeg kretanja. Atomsko jezgro je kompleksan sistem, koji se sastoji od nukleona. Odavde, njegova energija mirovanja je određena unutrašnjim kretanjem nukleona. Većoj energiji unutrašnjeg kretanja nukleona odgovara veća energija mirovanja E_0 jezgra i odavde, veća masa mirovanja $M_0 = E_0/c^2$.

Osnovnom stanju jezgra odgovara najniža vrednost energije i mase mirovanja. Razlika W izmedju energije E_0' i energije osnovnog stanja E_0 se naziva energija ekscitacije jezgra

$$W = E_0' - E_0.$$

Masa mirovanja jezgra u ekscitovanom stanju je veća od mase jezgra u osnovnom stanju za iznos

$$\Delta M_0 = W / c^2$$

U procesima interakcije jezgara medjusobom ukupna energija interagujućih čestica se održava. Tako, ako se kao rezultat interakcije čestica A i B stvaraju čestice C i D ($A + B \rightarrow C + D$) mora biti ispunjen sledeći energetski balans:

$$M_Ac^2 + M_Bc^2 + T_A + T_B = M_Cc^2 + M_Dc^2 + T_C + T_D \quad (1.2.8)$$

gde su $M_i c^2$ energije mirovanja i T_i su kinetičke energije čestica.
ili

$$E = E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2 = const \quad (1.2.9)$$

Ovde su $E_{01} = (M_A + M_B)c^2$ i $T_1 = T_A + T_B$ su energija mirovanja i kinetička energija čestica koje učestvuju u reakciji, i $E_{02} = (M_C + M_D)c^2$ i $T_2 = T_C + T_D$ su iste veličine čestica stvorenih u reakciji. Veličina

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 \quad (1.2.10)$$

se naziva energija reakcije (Vidi sekciju 5.3.1 za detalje).

Iz formule (1.2.10) se može videti da se u nuklearnim reakcija izvestan deo energije mirovanja transformiše u kinetičku energiju ($Q > 0$) ili se deo kinetičke energije

transformiče u energiju mirovanja ($Q < 0$). U oba slučaja, masa čestica koje učestvuju u reakcijama se menja. Odavde, korektna formulacija energetskeg balansa zahteva znanje izraza za energiju koja odgovara jednoj atomskoj masenoj jedinici:

$$1 \text{ amj} \rightarrow 1.66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \cong 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

Mnogo povoljnija jedinica energije, nazvana elektronvolt, se obično koristi u nuklearnoj fizici. Jedan elektronvolt je energija koju stekne ili izgubi čestica jediničnog naelektrisanja (recimo proton ili elektron) pri prolasku potencijalne razlike od 1 V. Očigledno je

$$1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Veće jedinice za merenje energije su kilo elektronvolt ($\text{keV} = 10^3 \text{ eV}$), mega elektronvolt ($\text{MeV} = 10^6 \text{ eV}$) giga elektronvolt ($\text{GeV} = 10^9 \text{ eV}$).

Treba se podsetiti da jednoj atomskoj masenoj jedinici odgovara energija od 931.5 MeV dok je energija koja odgovara masi elektrona 0.511 MeV. Pri ovome se podrazumeva da se taj iznos energije deli sa c^2 kako bi se zaista dobila masa. Na primer masa elektrona je 511 keV pri čemu se podrazumeva da je to $511 \text{ keV}/c^2$. Ako se energija meri u MeV, impuls se meri u MeV/c i masa u MeV/c^2 . Masa čestica se često izražava direktno samo u MeV.

1.2.2. Metode merenja mase jezgra

Sledeće metode se koriste za tačna određivanja masa jezgara: a) masena spektrometrija, b) analiza energetskeg balansa nuklearnih reakcija, c) balans alfa raspada, d) balans beta raspada i e) mikrotalasna radiospektroskopija. Ovde ćemo ukratko opisati ove metode i dati procenu njihove tačnosti.

1.2.2a. Masena spektrometrija

Masa jezgra je jednaka razlici između mase atoma i ukupne mase Z elektrona atomske ljuske (s tačnošću do energije veze tih elektrona).

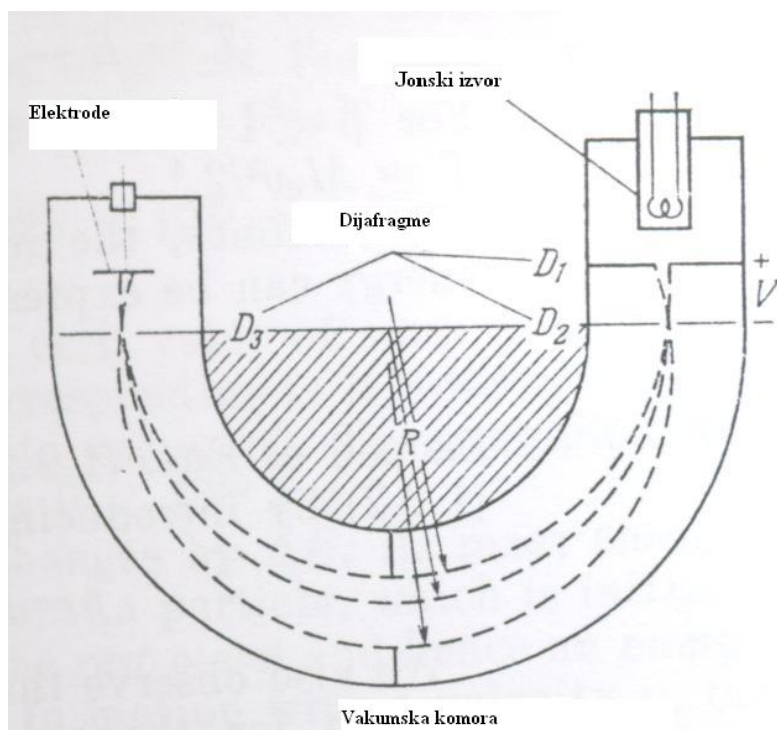
Za određivanje mase atoma primenjuje se spektrometrija masa. Princip rada masene spektrometrije je prvi predložio J.J.Thomson 1907. godine i zasnovan je na fokusiranju naelektrisanih čestica sa datim vrednostima Ze/m , električnim i magnetskim poljima. Pošto su atomi neutralni sistemi, da bi se delovalo na kretanje atoma električnim i magnetskim poljem potrebno je jonizovati ih prethodno. Prvi maseni spektrometar sa dovoljno visokom rezolucijom konstruisali su 1919. Aston i Dempster. U Astonovom masenom spektrometru joni se emituju iz jonskog izvora u zadatom pravcu, ali sa raznim brzinama i koristi se princip fokusiranja jona po brzinama. U Dempsterovom masenom spektrometru svi joni imaju istu brzinu, ali izlaze iz izvora u širokom snopu i fokusiraju se po pravcu.

Na slici 1 predstavljena je šema Dempsterovog masenog spektrometra. Joni ispitivane materije se stvaraju u jonskom izvoru, ubrzavaju se do energije $T=eV$ naponom koji vlada između dva kolimatora D_1 i D_2 i izlaze u vakumsku komoru VK. Brzina v kretanja jona se određuje odnosom

$$eV = \frac{mv^2}{2} \quad (1.2.11)$$

U vakumskoj komori joni se kreću u normalnom (u odnosu na ravan orbite) homogenom magnetskom polju sa magnetskom indukcijom B . Pod njegovim dejstvom, joni počinju da se kreću po krugu radijusa r , koji se može naći iz uslova jednakosti Lorencove i centrifugalne sile

$$evB = \frac{mv^2}{r} \quad (1.2.12)$$



Slika 1. Šema Dempsterovog masenog spektrometra

Eliminacijom brzine iz (1.2.11) i (1.2.12) dobija se uslov koji povezuje napon V , masu M , indukciju B , i r .

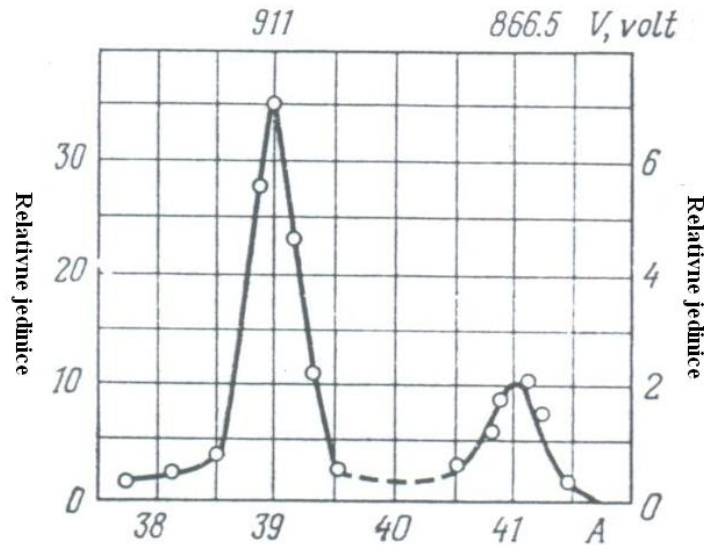
$$M = \frac{r^2 B^2 e}{2V} \quad (1.2.13)$$

Uslov (1.2.13) označava da pri zadatoj veličini napona magnetskog polja B , radijus r kružne trajektorije jona s datom masom M se određuje samo vrednošću potencijala V . Kontinualnom promenom potencijala V , može se postići da se radijus r polapa sa radijusom komore R i onda će joni kroz kolimator D_3 dospeti do kolektorske elektrode E , koja je spojena sa elektrometrom, pri čemu će doći do povećanja struje. Pri tome nije neophodno stvoriti veoma upravljani snop jona.

Na slici 2 je prikazana tipična kriva zavisnosti struje u elektrometru od napona ubrzanja (razmere ordinatne ose levog i desnog maksimuma se razlikuju 5 puta). Po položaju maksimuma ovih krivih, moguće je odrediti odnos masa istraživanih atoma, jer je po (1.2.13)

$$V_1 : V_2 = M_2 : M_1$$

Dempsterov uređaj poseduje dobru rezoluciju. To se vidi sa slike 2, koja odgovara analizi izotopa kalaja sa masenim brojevima 39 i 41.



Slika 2.

Tokom vremena, maseni spektrometri su konstantno usavršavani. Stvoreni su uređaji gde se umesto elektrometra koriste fotoploče. U tom slučaju, različite mase, daju zacrnjenje ploče na raznim mestima. Danas se koriste kompjuterizovani sistemi sa automatskom analizom podataka ^{prim prev}.

U savremenim masenim spektrometrima koriste se metodi dvojnog fokusiranja: po pravcu i po brzini. Zahvaljujući tome, rezolucija sistema je veoma visoka

$$\frac{\Delta M}{M} = 10^{-6}$$

Razvitak tehnike masene spektrometrije je omogućio potvrdu Sodijeve pretpostavke iz 1910. godine, da su *ne celobrojne* atomske mase posledica postojanja izotopa. Aston i dr su pomoću masene spektrometrije istraživali sve elemente periodnog sistema i našli su izotope kod skoro svih. U tabeli 1 su date vrednosti mase nekih lakih atoma.

Izotop	A	Masa atoma m_{mj}	Izotop	A	Masa atoma m_{mj}
1_1H	1	$1.008145395 \pm 0.000000037$	7_4Be	7	7.0191625 ± 0.0000033
2_1H	2	$2.0014742216 \pm 0.000000044$	9_4Be	9	9.0162057 ± 0.0000036
3_1H	3	$3.01700704 \pm 0.00000038$	${}^{11}_5B$	11	$11.01280638 \pm 0.00000014$
3_2He	3	$3.01698700 \pm 0.00000022$	${}^{12}_6C$	12	12.001575 ± 0.00000011
4_2He	4	$4.00387216 \pm 0.00000046$	${}^{14}_4Be$	14	$14.007526577 \pm 0.000000085$
7_3Li	7	7.0182389 ± 0.0000042	${}^{16}_8O$	16	16.000000000

Iz tabele se vidi, da je masa bilo kog atoma (i jezgra) izražena u jedinicama atomske mase, bliska nekom celom broju A. Ovaj broj se naziva maseni broj. On određuje broj nukleona (protona i neutrona) u jezgru. Kako je naelektrisanje jezgra Z jednako broju protona u jezgru, onda je $N = A - Z$ broj neutrona u jezgru. Jezgra sa jednakim masenim brojem A se nazivaju **izobari**, sa jednakim naelektrisanjem Z **izotopi**, a sa jednakim brojem $N = A - Z$ **izotoni**. Na dalje, jezgro koje sadrži A nukleona i Z protona, označavaćemo sa (A,Z), njegovu masu sa $M_j(A,Z)$ ili jednostavnije $M(A,Z)$, a masu odgovarajućeg atoma sa $M_{at}(A,Z)$.

U običnim nuklearnim reakcijama (bez učešća antičestica) broj nukleona se održava. Za analizu atomskog jezgra posebno je važno imati tačne vrednosti masa protona i neutrona koji čine jezgro

$$m_p = 938.2 MeV = 1836 m_e$$

$$M_a({}^1_1H) = 938.7 MeV = 1837 m_e$$

1.2.2.b. Analiza energije nuklearnih reakcija

Drugi metod tačnog određivanja masa jegara podrazumeva primenu jednačine (1.2.8) energetskog balansa nuklearne reakcije.

Pretpostavimo da znamo tačne vrednosti masa čestica A, B i C i kinetičke energije svih čestica u jednačini 1.2.8. Ovo daje energiju mirovanja čestice D,

$$M_D c^2 = (M_A + M_B - M_C) c^2 + T_A + T_B - T_C - T_D = (M_A + M_B - M_C) c^2 - Q \quad (1.2.14)$$

i njenu masu

$$M_D = M_A + M_B - M_C - \Delta M$$

gde je $\Delta M = Q/931.50$

U stvarnoj praksi, određivanje Q se svodi na merenje T_A i T_C pošto je $T_B=0$ (jezgro meta je u stanju mirovanja u laboratorijskom sistemu) i T_D se može eliminisati pomoću zakona održanja energije i impulsa. Tačno merenje energije se izvodi pomoću magnetskih analizatora koji omogućuju $\Delta Q < 10 \text{ keV}$. Kao rezultat, masa se određuje sa greškom

$$\delta M = \Delta Q / 931.50 \cong 10^{-5} \text{ amj} .$$

Ako je Q određeno kao usrednjena vrednost velikog broja merenja, tačnost može biti veoma visoka. Na primer razmotrimo reakciju



za koju je usrednjena energija reakcije

$$Q = 4.0329 \pm 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ MeV}$$

U ovom slučaju je

$$\Delta M \pm \delta M = (Q \pm \Delta Q) / 931.50 = 4.0329 \cdot 10^{-3} \pm 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ amj}$$

Tako, ako su mase jezgara ${}^1\text{H}$ i ${}^2\text{H}$ poznate sa tačnošću reda 10^{-7} amj, masa jezgra ${}^3\text{H}$ se može odrediti iz reakcije (1.2.15) sa istom tačnošću.

Konačno, treba zapaziti da metod određivanja mase pomoću jednačine balansa energije nuklearne reakcije može dati tačne rezultate samo ako:

- 1) su primarne čestice monoenergetske,
- 2) se energije primarnih i sekundarnih čestica mogu meriti tačno i
- 3) se može se osigurati da su dobijena jezgra u osnovim stanjima.

1.2.2.c. Balans alfa raspada.

Masa jezgra koje učestvuje u procesu alfa raspada se može odrediti iz jednačine energetskog balansa ovog procesa.

Alfa raspad je proces spontane emisije lakog jezgra ${}^4_2\text{He}$ (alfa čestica) od strane jezgra (A, Z) . Emisija alfa čestice dovodi do formiranja jezgra $(A-4, Z-2)$



Nužan uslov za emisiju alfa čestice je da je masa jezgra roditelja veća od sume mase potomaka

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M({}^4_2\text{He}) \quad (1.2.17)$$

Ako se alfa čestica zaista emituje, ovaj višak energije se realizuje kroz energiju raspada

$$E_{\alpha} = [M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M({}_2^4\text{He})]c^2 \quad (1.2.18)$$

Lako se može pokazati pomoću zakona održanja energije i impulsa da je kinetička enrgija $T_{\alpha} \cong (1 - 4/A)E_{\alpha}$ i da ona nosi najveći deo energije E_{α} , dok se ostali deo utroši na energiju uzmaka jezgra $T_{nuc} \cong 4E_{\alpha} / A$.

Jednačina (1.2.18) se može iskoristiti za računanje tačne vrednosti mase jednog od jezgara koje učestvuju u alfa raspadu (pretka ili potomka) iz poznatih vrednosti masa drugog jezgra i ${}^4\text{He}$, merenjem kinetičke energije alfa čestice.

Moderni metodi magnetne analize brzine čestica sa datim Ze/M (tj., inverzni masspektrometrijski metod) daju vrednosti kinetičke energije alfa čestica sa tačnošću boljom od $\pm 5 \text{ keV}$. Ovo daje apsolutnu grešku $\delta M < 5 \cdot 10^{-6} \text{ amj}$ za masu jezgara.

1.2.2.d. Balans beta raspada

Jezgro (A, Z) čija masa zadovoljava uslov

$$M(A, Z) > M(A, Z \mp 1) + m_e \quad (1.2.19)$$

može da doživi beta raspad u kome se emituju pozitron (elektron) i neutrono (antineutrino)

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu \quad (1.2.20)$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \tilde{\nu}$$

(vidi sekciju 3.3 za detalje ovog i drugih tipova beta raspada). Energija beta raspada je data sa

$$E_{\beta} = [M(A, Z) - M(A, Z \pm 1) - m_e]c^2 \quad (1.2.21)$$

Za razliku od alfa raspada, koji je dvočestični proces, energija beta raspada se raspoređuje izmedju tri čestice, tj, elektron (pozitron), antineutrino (neutrono) i jezgro potomka:

$$E_{\beta^+} = T_{e^+} + E_{\nu} + T_{nuc} \quad (1.2.22)$$

$$E_{\beta^-} = T_{e^-} + E_{\tilde{\nu}} + T_{nuc}$$

Kao rezultat, energetski spektar elektrona (za razliku od diskretnog spektra alfa čestica) je kontinualan i ovo komplikuje merenje E_{β} . Medjutim, kako je T_{nuc} malo, može se pretpostaviti da je

$$E_{\beta} \cong T_e + E_{\nu} = T_e^{\text{max}} \quad (1.2.23)$$

gde je T_e^{\max} maksimalna energija elektrona (pozitrona) u beta raspadu (spektralni limit). Spektralni limit T_e^{\max} se može meriti metodom magnetske analize sa tačnošću od ± 5 keV ili čak i bolje.

Tako, analiza jednačine balansa beta raspada (1.2.21) omogućuje izračunavanje mase sa istom tačnošću kao što je opisano ranije.

1.2.2.e. Mikrotalasna radiospektroskopija

Ideja koja leži u osnovi ovog metoda je merenje pomeraja rotacionih nivoa molekula usled promene njihove mase.

Poznato je da struktura rotacionih nivoa molekula zavisi od njihovog momenta inercije, koji opet zavisi od redukovane mase molekula, tj., od mase atoma ovih molekula. Ako je jedan atom zamenjen atomom drugog izotopa istog elementa, promeniće se za malo i redukovana masa i moment inercije molekula. Ovo dovodi do malog pomeraja rotacionih nivoa. Ovaj pomeraj se može koristiti za određivanje količnika masa izotopa korišćenih u eksperimentu.

Energija E prelaza između rotacionih nivoa je reda 10^{-5} do 10^{-6} eV, što odgovara dalekom infracrvenom regionu optičkog spektra i mikrotalasnom radiofrekventnom regionu ($\lambda \approx 0.1 - 0.1\text{ cm}$). Kako je uslov $\Delta M \ll M$ obično zadovoljen za izotope, $\Delta \omega \ll \omega$ i energetski šift $\Delta E = \hbar \Delta \omega$ rotacionih nivoa je tako mali da moć razlaganja optičkih metoda nije dovoljan da bi se izmerili. Odavde se merenje $\Delta \omega$ obavlja radiospektroskopskim merenjima.

Jedna verzija radiospektroskopskih metoda podrazumeva merenje apsorpcije centimetarskog talasa koji se prostire u talasovodu napunjenim supstancijom koja se proučava u gasnoj fazi. Rezonantna apsorpcija talasa se opaža kada se njegova frekvencija poklopi sa frekvencijom prelaza između rotacionih nivoa. Merenjem ω_{rez} i ω'_{rez} u dva eksperimenta, možemo naći $\Delta \omega$ i izračunati količnik masa izotopa.

Iako se radiofrekventni metod ne koristi često, ima dve prednosti koje ga čine obećavajućim metodom za merenje masa. Prvo, zahteva vrlo mali iznos supstance koja se proučava, i drugo, koristi visoko tačne rezonantne metode za merenje.

Greška merenja količnika masa ovom metodom je

$$\delta M / M \approx 10^{-6} - 10^{-5}$$

Konačno treba zapaziti da sve pobrojane metode daju oko 2000 konzistentnih vrednosti nuklearnih masa, od kojih su mnogi poznati sa visokom tačnošću.

Da bi se analizirale osobine atomskog jezgra, vrlo je važno znati tačne vrednosti masa protona i neutrona, čestica koje grade jezgro. Može se videti iz tabele 1 da je masa atoma vodonika (i odavde i masa protona) određena sa tačnošću od sedam decimala pomoću metoda moderne masene spektroskopije. Približne vrednosti masa atoma vodonika i protona u raznim jedinicama su date ispod:

$$M_{\text{at}}({}^1\text{H}) = 1.007825 \text{ amj} = 938.79 \text{ MeV} / c^2 = 1837.2 m_e$$

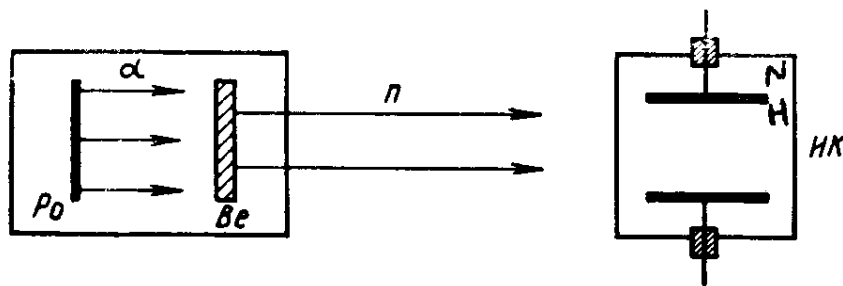
$$m_p = 1.007276 \text{ amj} = 938.28 \text{ MeV} / c^2 = 1836.2 m_e$$

Metode određivanja mase neutrona su opisane u sledećoj sekciji.

1.2.3. Masa neutrona

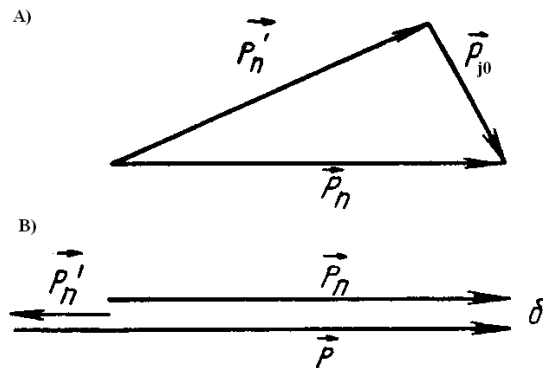
Neutron je električno neutralan, i za određivanje njegove mase se ne može primeniti masena spektrometrija. Prva gruba ocena njegove mase došla je od strane Čedvika 1932 koji je analizirao rezultate ozračivanja vodonika i azota neutronima, sa aspekta zakona održanja energije i impulsa.

U Čedvikovom eksperimentu (Slika 3) neutroni dobijeni kao rezultat ozračivanja berilijumske mete alfa česticama polonijuma, su usmereni ka jonizujućoj komori ИК која je jednom punjena vodonikom, a drugi put azotom. Kao rezultat sudara neutrona i atoma gasa koji je u komori, nastaju brzi atomi uzmaka koji na svom putu stvaraju jone i oni se registruju u jonizujućoj komori u obliku strujnih impulsa.



Slika 3.

Energija jezgra uzmaka zavisi od karaktera sudara. Kako pokazuje odnos izmedju impulsa neutrona pre rasejanja \vec{p}_n , posle rasejanja \vec{p}'_n i uzmaknutog jezgra $\vec{p}_{j,0}$ maksimalna energija odgovara čeonom sudaru (Slika 4A odgovara nečeonom, a 4A čeonom sudaru).



Slika 4

Zakoni održanja energije i impulsa imaju sledeći oblik

$$m_n v = MV - m_n v'$$

$$\frac{m_n v^2}{2} = \frac{MV^2}{2} + \frac{m_n v'^2}{2}$$

gde je m_n masa neutrona; v i v' brzine neutrona pre i posle sudara; M masa jezgra uzmarka; V brzina jezgra uzmarka. Odavde je

$$2v = V\left(1 + \frac{M}{m_n}\right)$$

ili, pošto je u oba eksperimenta (sa vodonikom i azotom) maksimalna brzina neutrona pre sudara v_{\max} ista

$$(V_N)_{\max} \left(1 + \frac{M(^{14}_7N)}{m_n}\right) = (V_H)_{\max} \left(1 + \frac{M(^1_1H)}{m_n}\right)$$

Takodje je

$$(V_N)_{\max} = \sqrt{\frac{2(T_N)_{\max}}{M(^{14}_7N)}}; \quad (V_H)_{\max} = \sqrt{\frac{2(T_H)_{\max}}{M(^1_1H)}}$$

i

$$\frac{\sqrt{(T_H)_{\max} M(^{14}_7N)}}{\sqrt{(T_N)_{\max} M(^1_1H)}} = \frac{M(^{14}_7N) + m_n}{M(^1_1H) + m_n} \quad (1.2.24)$$

Merenja maksimalne energije uzmarknutih jezgara uzmarka vodonika i azota daju 5.7 i 1.2 MeV. Odatle se posle zamene mase jezgara i protona njihovim masenim brojevima dobija

$$\frac{14 + m_n}{1 + m_n} = \sqrt{\frac{5.7 \cdot 1.4}{1.2}} \approx 8$$

ili

$$m_n \approx 1 \text{ amj}$$

Tačnost ovakvih eksperimenata je takva da je bilo utvrđeno da je masa neutrona približna masi protona

$$m_n \approx m_p$$

Tačnije vrednosti mase neutrona se dobijaju iz energetskog balansa nuklearnih reakcija sa učešćem neutrona. Takve mogu biti nuklearne reakcije koje se odvijaju pod dejstvom neutrona, ili reakcije u kojima se stvaraju slobodni neutroni. Jednostavni primer drugog tipa reakcije je cepanje deuteronu pod dejstvom γ kvanata



Zakon održanja energije za ovu reakciju je

$$E_\gamma + M({}^2_1\text{H})c^2 = m_n c^2 + T_n + m_p c^2 + T_p \quad (1.2.26)$$

ovde je E_γ energija γ kvanata, ostalo su energije mirovanja deuterijuma, neutrona i protona, $T_{p,n}$ su kinetičke energije neutrona i protona (pretpostavlja se da je deuteron u miru pre reakcije).

U eksperimentu se koriste γ zraci energije 2.62 MeV koje emituje ${}^{208}_{81}\text{Tl}$. Merenja pomoću Vilsonove komore daju $T_p = 0.2$ MeV. Iz prostih odnosa sledi da je $T_p \approx T_n$. Čedvik je u eksperimentima dobio da je $m_n \approx m_p$. S druge strane $|\vec{p}_n| = |\vec{p}_p|$, pošto γ zračenje energije 2.62 MeV ima znatno manji impuls nego proton energije 0.2 MeV. Impuls γ kvanta je

$$p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c} = 2.62 \text{ MeV} / c$$

a impuls protona je

$$p_p = \sqrt{2m_p T_p} = \frac{\sqrt{2m_p c^2 T_p}}{c} \approx 20 \text{ MeV} / c$$

Pošto je $\vec{p}_\gamma = \vec{p}_n + \vec{p}_p$, onda je $|\vec{p}_n| = |\vec{p}_p|$.

Tako, sve veličine u jednačini 1.2.26 su poznate osim $m_n c^2$, što se može odrediti odavde. Lako je videti da tačnost određivanja mase neutrona m_n zavisi samo od tačnosti poznavanja masa protona i deuteronu i energije γ kvanata i protona. Netačnost odnosa $|\vec{p}_n| = |\vec{p}_p|$ i $m_n \approx m_p$ ne utiče na tačnost rezultata, jer može biti isključena ponovnim računanjem s masom neutrona nadjenim u prvom računu. Tako se za masu neutrona dobija vrednost od

$$m_n \approx 1.00866 \text{ amj}$$

Druge reakcije se takodje mogu iskoristiti za određivanje mase neutrona, kao što je reakcija azota sa sporim, takozvanim termičkim neutronima čija je energija reda

$$T_n = \frac{1}{40} eV$$



Kao rezultat ove reakcije obrazuju se protoni sa energijom $T_p = 0.585 \text{ MeV}$. Energetski balans reakcija se piše u obliku

$$(M({}_7^{14}N) + m_n)c^2 = (M({}_6^{14}C) + m_p)c^2 + T_p + T_{{}_6^{14}C}$$

ili (posle dodavanja mase elektrona sa obe strane jednačine)

$$m_n c^2 = [M_{at}({}_6^{14}C) - M_{at}({}_7^{14}N)]c^2 + M_{at}({}_1^1H)c^2 + T_p + T_{{}_6^{14}C}$$

Razlika masa atoma ${}_6^{14}C$ i ${}_7^{14}N$ je poznata iz masene spektrometrije i jednaka je 0.156 MeV. Kinetička energija atoma ${}_6^{14}C$ se može izračunati iz proporcije

$$\frac{T_{{}_6^{14}C}}{T_p} = \frac{m_p}{M_{{}_6^{14}C}}$$

koja sledi iz zakona održanja impulsa

$$\vec{p}_n = \vec{p}_p + \vec{p}_{{}_6^{14}C}$$

pošto spori neutron ima impuls jednak nuli. Računanje daju razliku mase neutrona i atoma vodonika $\Delta m = m_n - M_{at}({}_1^1H) = 0.782 \text{ MeV}$, odakle se može izračunati masa neutrona.

Trenutno najtačnija vrednost mase neutrona je $m_n = 1.008665220 \pm 6 \cdot 10^{-8} \text{ amj}$ što je $\cong 939.57 \text{ MeV} \cong 1838.7 m_e$. Tako je masa neutrona oko 2.5 m_e (1.3 MeV) veća od mase protona. Zato je energetski moguć radioaktivni raspad neutrona na proton i elektron. Ovaj proces će biti analiziran u Glavi 3. Srednja vrednost mase nukleona

$$\bar{m}_N = (m_p + m_n) / 2 = 1.008 \text{ amj} \cong 939 \text{ MeV} / c^2 \quad (1.2.28)$$

1.3. Energija veze jezgra u odnosu na sve nukleone. Stabilnost jezgra

Poznavanje tačnih vrednosti masa protona i neutrona omogućuje poredjenje mase atomskog jezgra M i sume masa svih nukleona iz kojih se sastoji jezgro. Pri tome, pokazuje se da je masa jezgra manja od sume mase svih protona i neutrona. Veličina

$$\Delta W = [Zm_p + (A-Z)m_n - M(A,Z)]c^2 \quad (1.3.1)$$

se naziva energija veze jezgra u odnosu na sve konstituente (sve nukleone). Energija veze predstavlja meru čvrstoće jezgra i to je energija koju treba utrošiti da bi smo dato jezgro rasturili na sve sastavne nukleone. Lako je uvideti da se energija veze može izraziti preko mase neutralnih atoma. Masa atoma se razlikuje od mase jezgra za Z elektrona (s tačnošću do energije veze elektrona):

$$\Delta W = [ZM_{at}({}^1_1H) + (A-Z)m_n - M_{at}(A,Z)]c^2 \quad (1.3.2)$$

Ovo je druga varijanta formule (1.3.1) i pogodnija je jer se u tablicama obično nalaze mase neutralnih atoma. (Lakše je meriti mase atoma nego mase jezgara)^{prim.prev.} Energije veze nekih jezgara u MeV su

$$\Delta W({}_{16}^{32}S) = 270; \Delta W({}_8^{16}O) = 127.2; \Delta W({}_{16}^{12}C) = 92; \Delta W({}_2^4He) = 28$$

1.3.1 Energija veze po nukleonu, ϵ . Energetska površ

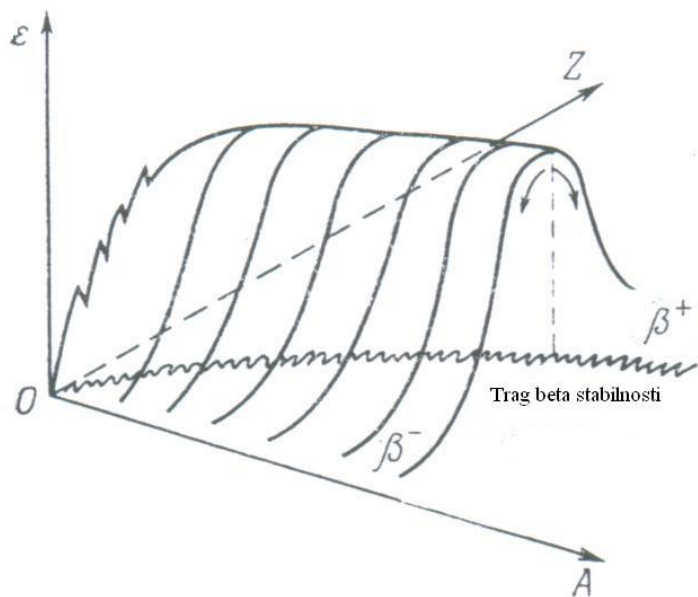
Energija veze podeljena sa masenim brojem A, se naziva specifična energija veze nukleona ili srednja energija veze po nukleonu u jezgru

$$\epsilon = \frac{\Delta W}{A} \quad (1.3.3.)$$

Ako se vrednosti ϵ izračunaju za sva poznata jezgra i nacrtaju u funkciji A i Z u prostoru (ϵ, A, Z) dobiće se skoro glatka kriva. Ovu površinu ćemo nazvati energetska površ. U vrlo gruboj aproksimaciji energetska površ je slična sedlu (Slika 5) čiji vrh prolazi preko najjače (β stabilna) vezanih jezgara, dok nagibi sa jedne i druge strane odgovaraju β^+ i β^- radioaktivnim jezgrima. Trag β stabilnih jezgara je u (A,Z) ravni odredjen formulom

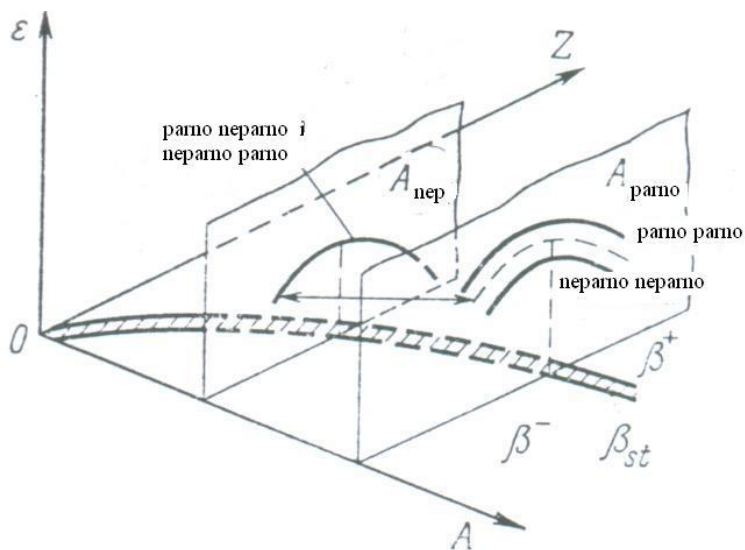
$$Z = \frac{A}{1.98 + 0.015A^{2/3}} \quad (1.3.4)$$

Jasnija ideja o prirodi energetske površine i veza sa osobinama jezgra se može dobiti razmatranjem različitih scenarija.



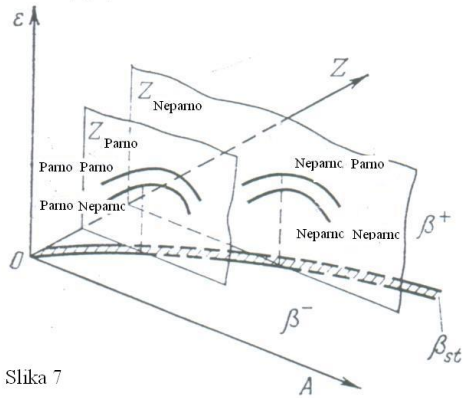
Slika 5

Presek energetske površine i ravni $A = \text{const}$ definiše vrednosti ϵ za sva izobarna jezgra sa datim A (Slika 6). Presek ima oblik jedne (za neparno A) ili dve (za parno A) parabole.

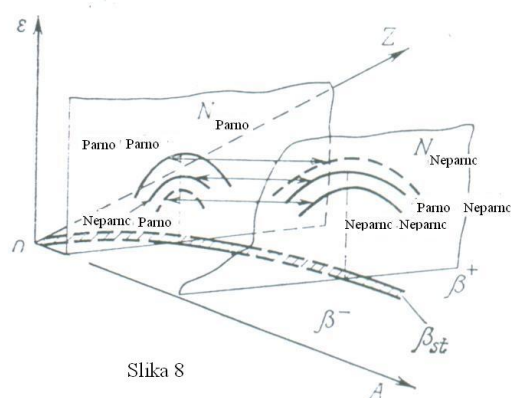


Slika 6

U prvom slučaju, vrednosti $\epsilon(A, Z)$ za parno-neparno (parno Z i neparno N) i neparno-parna (neparno Z i parno N) leže na paraboli. U drugom slučaju, vrednosti $\epsilon(A, Z)$ za parno-parna jezgra (paran broj protona i paran broj neutrona) leže na gornjoj paraboli, dok vrednosti $\epsilon(A, Z)$ za neparno-neparna jezgra leže na donjoj paraboli.



Slika 7



Slika 8

Presek energetske površi sa ravni $Z = \text{const}$ (familija izotopa na slici 7) ili $N=A-Z=\text{const}$ (familija izotona na slici 8) ima oblik dve parabole. Jedna od ovih parabola predstavlja vrednosti $\varepsilon(A,Z)$ za jezgra sa parnim A , dok druga parabola sadrži vrednosti $\varepsilon(A,Z)$ za jezgra sa neparnim A . Za parno Z (ili N) parabola sa parnim A leži iznad parabole sa neparnim A , dok je situacija obrnuta za neparno Z (ili N). Teme parabola odgovara vrednosti ε za najstabilnije (po pravilu β stabilnost) jezgro za datu familiju dok njihove grane odgovaraju vrednostima ε za β radioaktivna jezgra.

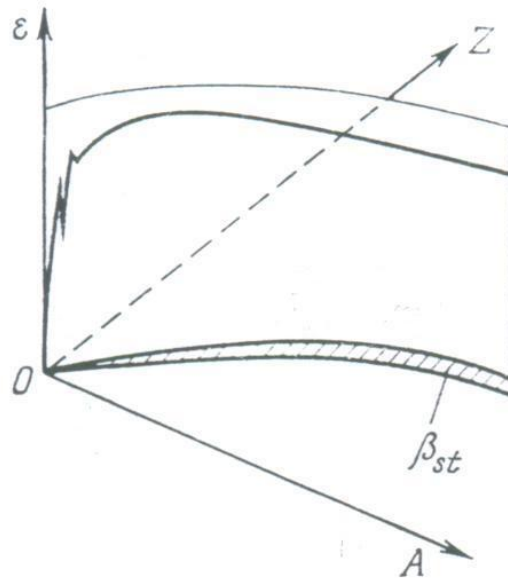
Tako, u tačnijoj aproksimaciji, energetska površ je troslojna površina čiji gornji sloj sadrži ε za parno-parna jezgra, srednji sloj je za neparno-parna i parno-neparna jezgra, dok je donji sloj za neparno-neparna jezgra.

Preseci nabrojani ispred ($A=\text{const}$, $Z=\text{const}$, $N=\text{const}$) su pogodni za komparativnu analizu β stabilnih i β radioaktivnih jezgara (vidi sekciju 1.3.4), ali ovi preseci pokrivaju relativno mali broj jezgara (do 25) u uskom opsegu Z i N . Odavde, oni ne mogu da daju informacije o tipičnim osobinama najvećeg dela jezgara.

Da bi se dobile takve informacije, moramo konstruisati presek koji obuhvata znatno širu klasu jezgara na osnovu osobina pogodnih za analizu. Takva osobina je β stabilnost jezgra.

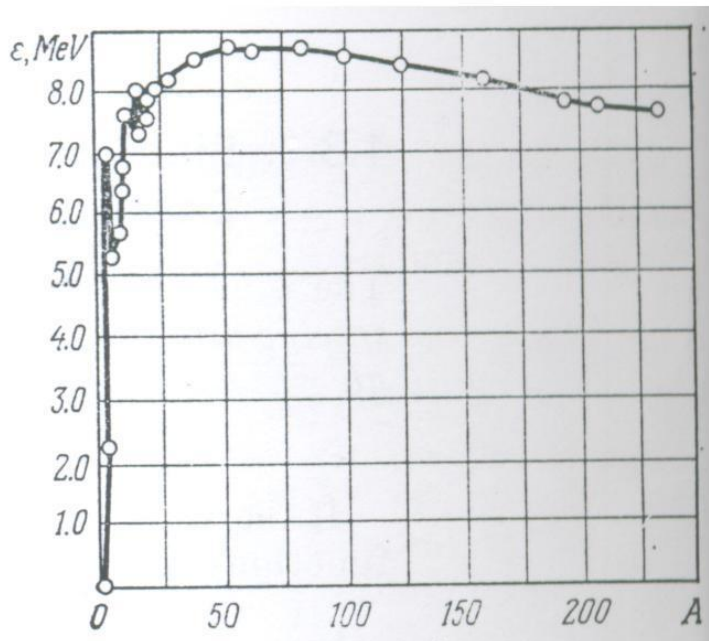
1.3.2. Beta stabilna jezgra i osobine nuklearnih sila

Pretpostavimo da je energetska površ presečena vertikalnom cilindričnom površinom (Slika 9). Presek leži u (A,Z) ravni koja prolazi preko traga β stabilnosti. Ovo je najbogatija sekcija s obzirom da sadrži informacije o oko 350 beta stabilnih jezgara. Uključena su i laka i teška jezgra, stabilna i alfa radioaktivna jezgra, jezgra različitog spina i raznog broja nukleona (parno-parna, neparno-parna, parno-neparna i neparno-neparna). Analiza ovog preseka daje najobimnije informacije o osobinama jezgara i nuklearnih sila. Razmotrimo ove osobine razvijajući cilindar u ravan (radi pogodnosti) Slika 10.



Slika 9

Na slici 10 je data kriva zavisnosti ε od A . Vidi se da ε raste od 0 za $A=1$ (proton) do 8 MeV za $A=16$, prolazi kroz maksimum $\varepsilon_{\max}=8.8$ MeV pri $A=50-60$ (^{58}Fe - ^{62}Ni) i lagano se smanjuje do $\varepsilon = 7.6$ MeV za poslednji element koji se sreće u prirodi $_{92}\text{U}$. Srednja vrednost $\bar{\varepsilon}$ je 8 MeV pri čemu je za većinu jezgara $\varepsilon \approx \bar{\varepsilon} \approx 8 \text{ MeV}$.



Slika 10.

Zbog toga se energija veze atomskih jezgara u prvom približenju može izraziti preko masenog broja odnosom

$$\Delta W \approx \bar{\varepsilon}A \approx 8A \text{ MeV} = 0.0085amj \quad (1.3.5)$$

Analiza krive $\varepsilon(A)$ i relacije 1.3.5 dovodi do sledećih zaključaka o osobinama jezgra i nuklearnih sila:

- 1) Iz pozitivnih vrednosti ΔW i ε za sva jezgra (tj., iz činjenice da postoje jezgra) sledi da su nuklearne sile privlačne, i da je energija privlačenja više nego dovoljna da se kompenzuje Kulonovo odbijanje između protona;
- 2) Iz velike veličine srednje energije veze $\bar{\varepsilon} \approx 8 \text{ MeV}$ sledi krajnje veliki intenzitet nuklearne sile. Tako, na primer, srednja energija veze nukleona u jezgru ${}^4\text{He}$ ($\varepsilon \approx 7 \text{ MeV}$) je znatno veća od energije kulonovskog odbijanja dva protona tog jezgra: $V_{kul} = k \frac{e^2}{r} \approx 0.7 \text{ MeV}$ Jasno je da se ovo i očekuje: nuklearna interakcija je mnogo jača od elektromagnetske interakcije (kada se uporede na rastojanju reda 10^{-13} cm) za 2-3 reda veličine: u suprotnom slučaju protoni u jezgru ne bi bili vezani.
- 3) Iz proporcionalnosti ΔW i A treba očekivati svojstvo zasićenja nuklearnih sila, tj. jedan nukleon ne interaguje sa svim postojećim neukleonima u jezgru već samo sa nekoliko njih. Ako bi nukleon interagovao sa svim $(A-1)$ postojećim nukleonima u jezgru, onda bi ukupna energija veze bila proporcionalna sa $A(A-1) \approx A^2$, a ne sa A .
- 4) Postojanje jezgra deuterijuma ${}^2_1\text{H}$ koje se sastoji od jednog protona i jednog neutrona sa paralelnim spinovima i nepostojanje takvog jezgra u prirodi sa antiparalelnim spinovima neutrona i protona indicira da su nuklearne sile zavisne od spina.
- 5) Iz relacije $\Delta W \ll M(A, Z)$ sledi

$$M_{nuc} \cong Aamj \quad (1.3.6)$$

Tačnost ove relacije je ocenjena kao što sledi. Iz jednačine 1.3.1 i 1.2.28 imamo

$$M(A, Z) = Zm_p + (A/Z)m_n - \Delta W(A, Z) \cong A\bar{m}_N - \Delta W$$

Odavde je

$$M(A, Z) \cong (1.008 - 0.0085)Aamj = 0.9995Aamj$$

a višak mase ΔM u odnosu na broj A (takodje poznat kao defekt mase) je dat sa

$$|\Delta M| = |M - A| = 0.0005amj \quad (1.3.7)$$

Tako, masa β stabilnih jezgara koincidira, kao po pravilu, sa masenim brojem A sa tačnošću od 99.9 %. Neka laka jezgra, za koje je defekt mase ΔM jednak oko 1 % su izuzetak od ovog pravila. Za laka jezgra ($A < 20$) defekt mase je obično pozitivan ($\Delta M > 0$), dok je negativan za $A > 20$, ($\Delta M < 0$).

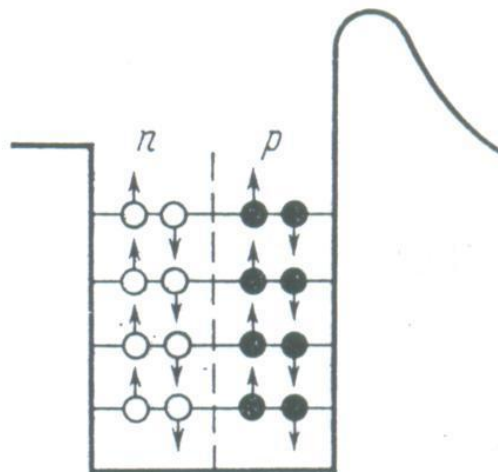
- 6) Poredjenje vezivnih energija dva ogledalska jezgra (to su jezgra koja se dobijaju tako što se svi protoni zamene neutronima i obratno) pokazuje da su one vrlo približne, ali tek kad se koriguje višak energije usled Kulonovskog odbijanja izmedju protona. Tako na primer

$$\Delta W({}_1^3H) - \Delta W({}_2^3He) = 0.75 \text{ MeV}$$

je jednako Kulonovom odbijanju izmedju dva protona u jezgru ${}^3\text{He}$. Ovaj rezultat se može interpretirati kao električna simetrija nuklearnih sila: $(p-p)_{nuc} \equiv (n-n)$. Slična analiza nuklearnog tripleta sa tri različita para nukleona n-n, p-p i n-p u identičnim stanjima dovodi do sledeće hipoteze o električnoj nezavisnosti nuklearnih sila

$$(p-p)_{nuc} \equiv (n-n) \equiv (n-p)$$

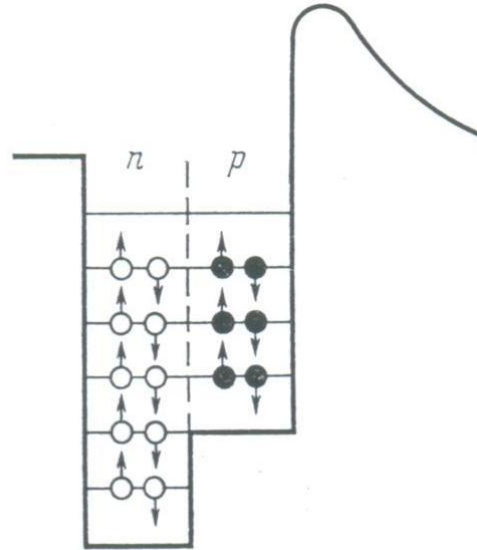
- 7) Trag beta stabilnosti (najstabilniji deo) leži u ravni (A, Z) na takav način da je $Z \cong N \cong A/2$ za laka jezgra (efekat simetrije) i $N \cong 1.5Z$ (tj., $Z = A/2.5$) za teška jezgra. Efekat simetrije se objašnjava činjenicom da proton i neutron imaju spin jednak $1/2$ i da se podvrgavaju Paulijevom principu isključenja. Poznato je iz atomske fizike da ovaj princip zabranjuje da dve identične čestice sa polcelobrojnim spinom budu u istom stanju. Ako koristimo model nezavisnih čestica (vidi Glavu 2 za detalje ovog modela) i predstavimo moguća stanja nukleona kao neutronske i protonske energetske nivoe u „dvostrukoј“ potencijalnoj jami (Slika 11), onda, prema Paulijevom principu prvi neutronske nivo može sadržati 1 ili 2 neutrona (sa antiparalelnim spinovima). Slično, prvi protonski nivo ne može da ima više od dva protona (takodje sa antiparalelnim spinovima). Treći i četvrti neutroni (takodje i protoni) moraju da zauzmu drugi nivo i td.



Slika 11

Očito je povoljnije sa energetske tačke gledišta da se obe polovine jame pune do približno iste visine (energije). U suprotnom, više ležeći protoni (neutroni) mogu preko šupljina da idu u susednu polovinu jame kao rezultat transformacije $n \rightarrow p$, ili $p \rightarrow n$, što bi

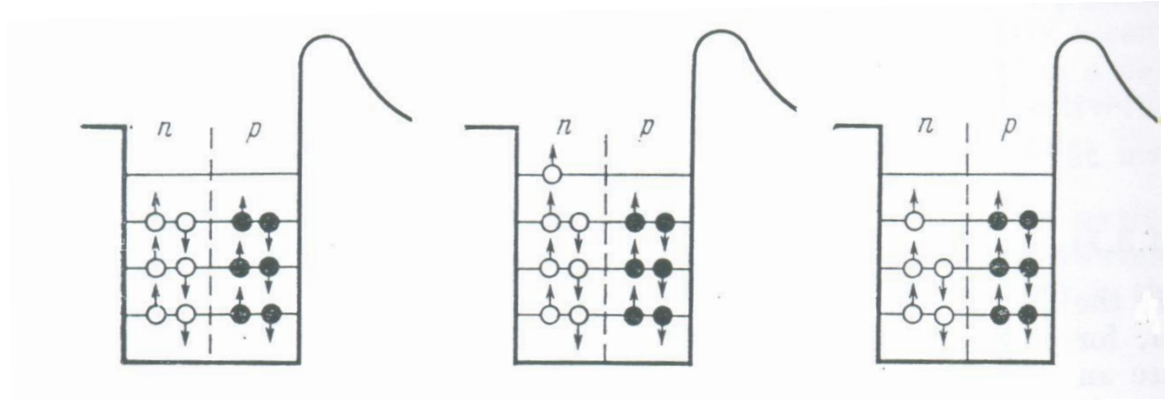
značilo da jezgro nije beta stabilno već je β^+ ili β^- radioaktivno. S obzirom na električnu simetriju nuklearnih sila, dubina obe polovine je približno jednaka (Slika 11) za laka jezgra u kojima je Kulonova interakcija relativno slaba. Odavde je simetrično punjenje oba tipa nivoa ($N \cong Z$) je pogodno. Usled relativno velike jačine Kulonove interakcije u teškim jezgrima (za razliku od nuklearne interakcije koja raste proporcionalno sa A , Kulonova interakcija je proporcionalna sa A^2 ili sa Z^2) neutronska polovina je znatno dublja nego protonska. Odavde je, kod teških jezgara popunjavanje nivoa energetski povoljnije sa većim brojem neutrona (Slika 12). Veza izmedju Z i A kod β stabilnih jezgara je određena jednačinom 1.3.4.



Slika 12

8) Energija veze po nukleonu je mera stabilnosti i čvrstoće jezgra. Posebno je velika energija veze ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$ i drugih parno- parnih jezgara (jezgra sa parnim brojem protona i parnim brojem neutrona) koja uključuju sistem sličan alfa čestici. Ova činjenica ukazuje na osobitu čvrstoću sistema četiri nukleona - dva protona i dva neutrona. Takodje upućuje na dodatnu interakciju (sparivanja) izmedju dva nukleona iste vrste i specijalno stabilan sistem od četiri nukleona (dva protona i dva neutrona, Slika 13).

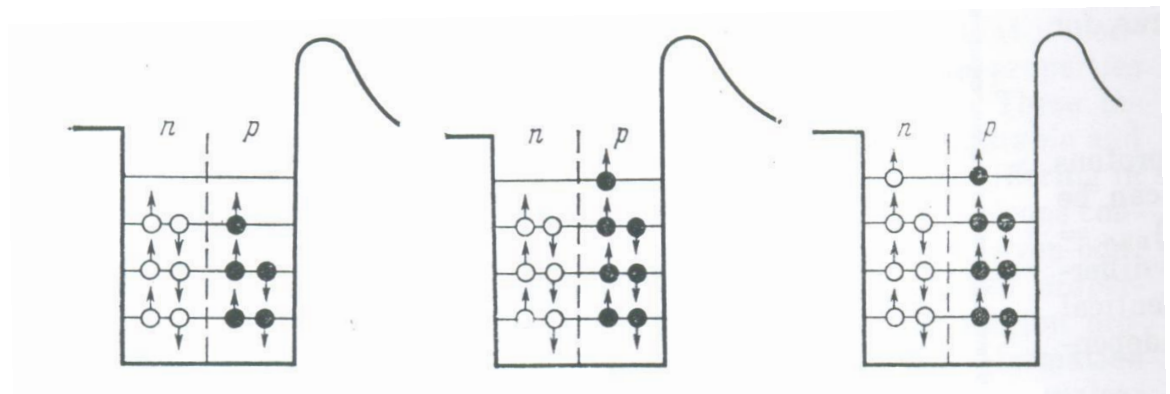
Jezgra sa neparnim masenim brojem A , parno Z i neparno N , (Slike 14 i 15) i neparno Z a parno N (Slika 16 i 17) imaju jedan nukleon nesparen i zato imaju nižu energiju veze ϵ . Konačno, neparno neparna jezgra (Neparno Z i neparno N) (Slika 18) su β radioaktivna po pravilu, jer imaju dva nukleona nesparena, tj., imaju najnižu vrednost ϵ (poznata su samo četiri stabilna neparno-neparna jezgra, i to su ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$)



Slika 13

Slika 14

Slika 15



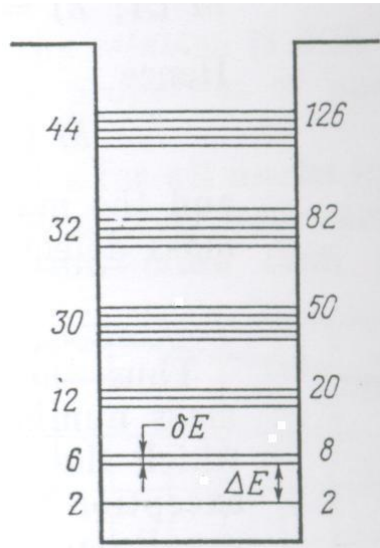
Slika 16

Slika 17

Slika 18

- 9) Poredjenje vrednosti ϵ za sva parno parna jezgra otkriva da pored alfa česticama sličnih jezgara sa velikom stabilnošću, postoje čak i veće vrednosti ϵ za jezgra koja sadrže sledeći broj protona i (ili) neutrona, 2, 8, 20, (28), 50, 82 i 126 (zadnja brojka odgovara samo neutronima). Ovi brojevi se nazivaju magični i jezgra se nazivaju magičnim. Jezgra koja imaju magični broj protona i magični broj neutrona se nazivaju dvostruko magična. Neobično velika stabilnost magičnih jezgara se objašnjava modelom ljuski koji je jedan od modela nezavisnih čestica.

Prema modelu ljuski (shell model), nukleonski energetske nivou sa bliskim vrednostima energije (male vrednosti δE na slici 19) se grupišu u niz koji je izolovan od drugih ($\Delta E \gg \delta E$) i naziva se nukleonska ljuska. Prema Paulijevom principu isključenja svaka ljuska može da sadrži strogo ograničen broj nukleona datog tipa (vidi brojeve levo na Slici 19). Popunjavanje ljuski odgovara magičnim brojevima (desni brojevi na slici 19). Nukleonske ljuske za protone i neutrone se popunjavaju nezavisno. Istovremeno popunjavanje protonskih i neutronske ljuske indicira formiranje posebno stabilnih dvostruko magičnih jezgara.



Slika 19

Pored objašnjena postojanja magičnih jezgara, model ljuski takodje objašnjava neke druge važne osobine atomskih jezgara.

10) Za vrlo teška jezgra, (desni deo krive ε vs. A na slici 20) proces alfa raspada je vrlo čest:



Ovo sledi iz analize energije alfa raspada

$$E_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - m_\alpha]c^2 = \Delta W(A-4, Z-2) + \Delta W({}^4_2\text{He}) - \Delta W(A, Z) =$$

$$(A-4)\varepsilon_{A-4} + 4\varepsilon({}^4_2\text{He}) - A\varepsilon_A = 4(\varepsilon({}^4_2\text{He}) - \varepsilon_{A-4}) + A(\varepsilon_{A-4} - \varepsilon_A) \cong 4(\varepsilon({}^4_2\text{He}) - \varepsilon_{A-4}) + A \frac{d\varepsilon}{dA} dA \quad (1.3.9)$$

Da bi smo numerički procenili E_α , izaberimo $A=220$, i razmotrimo promenu ε sa A ako se A menja od 200 do 240. Sledi sa slike 20 da je:

$$\varepsilon({}^4_2\text{He}) = 7.1 \text{ MeV}, \quad \varepsilon(220) = \varepsilon(216) \cong 7.7 \text{ MeV},$$

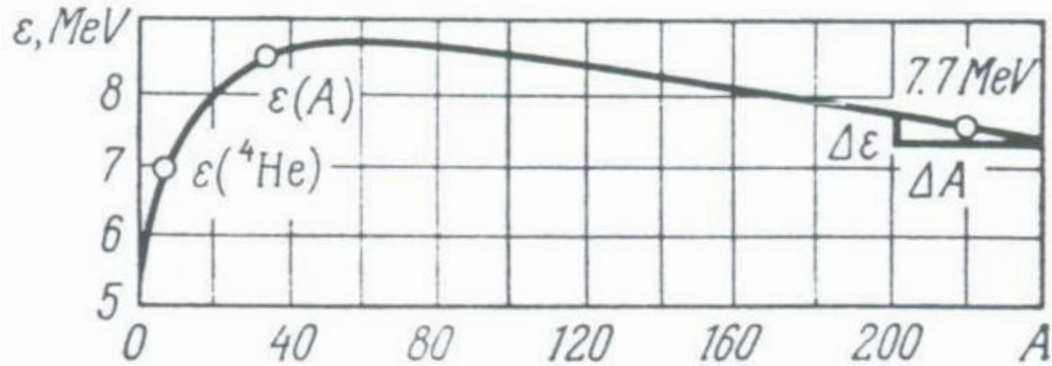
$$\frac{d\varepsilon}{dA} = \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta A} \cong -0.33 / 40 = -1/120 \text{ MeV}$$

$$dA = -4$$

Maseni broj opada za 4 kao rezultat alfa raspada. Zamena ove vrednost u 1.3.9 daje

$$E_\alpha = 4(7.1 - 7.7) + 220 \cdot 4/120 \cong 5 \text{ MeV}$$

Iako je ovo vrlo gruba procena, ona daje korektan red veličine energije alfa raspada (videti sekciju 3.2 za tačniju procenu).



Slika 20

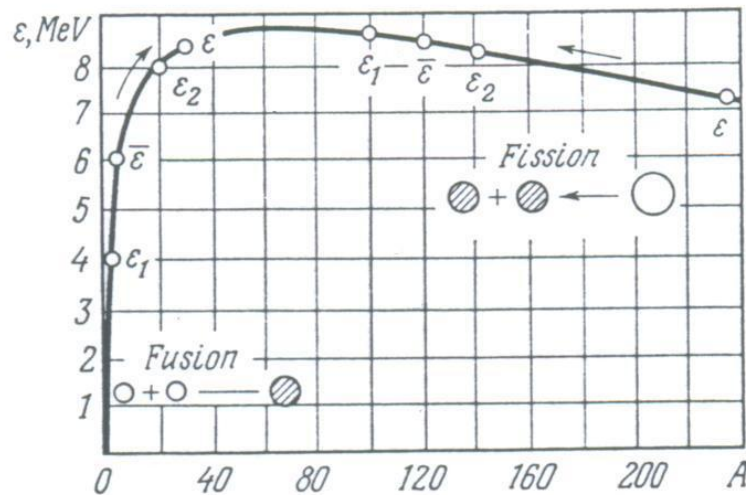
Očito je da alfa raspad nije moguć u slučaju lakih jezgara jer je na levoj strani krive

$$d\varepsilon/dA > 0, \quad \varepsilon({}_2^4\text{He}) - \varepsilon_{A-4} < 0$$

i

$$E_\alpha < 0$$

- 10) Za teška jezgra (A, Z) , koja odgovaraju desnoj strani grane ε .vs. A , postaje energetski moguć proces cepanja jezgra (fisija) u dva jezgra sa približno jednakim masama (A_1, Z_1) i (A_2, Z_2) , koja se nazivaju fisioni fragmenti (Slika 21).



Slika 21

Za laka jezgra (A_1, Z_1) i (A_2, Z_2) na levom delu krive ϵ .vs. A proces spajanja (fuzija) u jedno teže jezgro postaje energetski moguć.

$$A_1 + A_2 = A, \quad Z_1 + Z_2 = Z$$

Dokaz ove tvrdnje sledi iz poredjenja masa sva tri jezgra

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \epsilon A$$

$$M_1 = Z_1 m_p + (A_1 - Z_1)m_n - \epsilon_1 A_1$$

$$M_2 = Z_2 m_p + (A_2 - Z_2)m_n - \epsilon_2 A_2$$

Ovo daje sledeći izraz za energiju oslobodjenu u procesu fisije teških jezgara

$$Q_{fis} = (M - M_1 - M_2)c^2 = \epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2 - \epsilon A = A(\bar{\epsilon} - \epsilon) \quad (1.3.10a)$$

gde je $\bar{\epsilon} = (\epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2)/(A_1 + A_2)$ srednja energija veze ϵ za jezgra (A_1, Z_1) i (A_2, Z_2). Može se videti sa slike 21 (desni deo) da je $\bar{\epsilon} > \epsilon$, t.j., $Q_{fis} > 0$.

Slično, za fuziju lakih jezgara, imamo

$$Q_{fuz} = (M_1 + M_2 - M)c^2 = A(\epsilon - \bar{\epsilon}) \quad (1.3.10b)$$

gde je $\epsilon > \bar{\epsilon}$, t.j., $Q_{fuz} > 0$ (vidi levi deo slike 21). Do sada, oba ova procesa (fisija teških i fuzija lakih jezgara) se koriste za dobijanje energije (fuzija samo u obliku termonuklearne bombe).

11) Procena vrednosti Q_{fis} iz jednačine (1.3.10a), za razne nuklearne fragmente, pokazuje da fisiona energija opada rapidno sa količnikom A_1/A_2 od $Q_{fis} \cong 200$ MeV za $A_1 \cong A_2$, na $Q_{fis} \cong 30$ MeV za $A_1/A_2 = 15$. Pozitivna vrednost Q_{fis} za $A_1 \gg A_2$ omogućuje u principu postojanje radioaktivnih procesa praćenih izlaskom jezgara težih od ${}^4\text{He}$. Jedan takav proces, prirodna ugljenična radioaktivnost, je otkriven 1984. (vidi sekciju 3.5.4).

1.3.3. Ostali tipovi energije veze. Energija odvajanja nukleona

Osim energije veze jezgra u odnosu na sve nukleone koji ulaze u sastav jezgra, moguće je razmatrati energiju veze jezgra u odnosu na bilo koji sastavni deo. Na primer, zamislimo da se jezgro ${}^{32}_{16}\text{S}$ sastoji od dva jezgra ${}^{16}_8\text{O}$ i izračunajmo energiju veze jezgra ${}^{32}_{16}\text{S}$ u odnosu na dva jezgra ${}^{16}_8\text{O}$:

$$\Delta W_{2^8_8O}({}^{32}_{16}S) = [2M({}^{16}_8O) - M({}^{32}_{16}S)]c^2$$

Lako se računa

$$\Delta W_{2^8_8O}({}^{32}_{16}S) = [\Delta W({}^{32}_{16}S) - 2\Delta W({}^{16}_8O)]c^2 \approx 16MeV$$

Slično može se predstaviti da se jezgro ${}^{32}_{16}S$ sastoji iz ${}^{16}_8O$, ${}^{12}_6C$, i 4_2He , ili iz ${}^{12}_6C$ i dva 4_2He ili 8 jezgara 4_2He . Odgovarajuće energije veze u ovim slučajevima su

$$\Delta W_{8^4_8O+2^6_6C+2^4_2He}({}^{32}_{16}S) = \Delta W({}^{32}_{16}S) - \Delta W({}^{16}_8O) - \Delta W({}^{12}_6C) - \Delta W({}^4_2He) = 23MeV$$

$$\Delta W_{2^6_6C+2^4_2He}({}^{32}_{16}S) = \Delta W({}^{32}_{16}S) - 2\Delta W({}^{12}_6C) - 2\Delta W({}^4_2He) = 30MeV$$

$$\Delta W_{8^4_2He}({}^{32}_{16}S) = \Delta W({}^{32}_{16}S) - 8\Delta W({}^4_2He) = 48MeV$$

Sve ove vrednosti energije veze su znatno manje od ukupne energije veze ${}^{32}_{16}S$ u odnosu na sve nukleone koje iznosi 272 MeV. Ovo je potpuno razumljivo ako se uzme u obzir da je svako od sastavnih jezgara vezani sistem.

U nekim slučajevima energija veze jezgra izračunata u odnosu na neke sastavne delove, postane naročito mala. Takav je slučaj kod lakih jezgara u odnosu na jedan od njihovih neutrona. Na primer, energija veze 9_4Be u odnosu na raspad na dva jezgra 4_2He i jedan neutron iznosi 2 MeV, iako je energija veze 9_4Be u odnosu na sve nukleone

$$\Delta W({}^9_4Be) \approx 58MeV$$

Jezgra težih elemenata, na primer urana, imaju vrlo veliku energiju veze u odnosu na sve nukleone; međjutim, ako izračunamo energiju veze za ${}^{238}_{92}U$ za raspad na 4_2He i ${}^{234}_{90}Th$ dobija se negativna vrednost

$$\Delta W_{234_{90}Th+4_2He}({}^{238}_{92}U) = (M_{234_{90}Th} + M_{4_2He} - M_{238_{92}U})c^2 = -4.25MeV$$

Ovo znači da je jezgro urana nestabilan sistem u odnosu na raspad na α česticu i ${}^{235}_{90}Th$. I zaista, jezgro urana je α radioaktivno. Zaista, uran jeste alfa radioaktivan. Veličina $\Delta W_{(A-4,Z-2)+4_2He}(A,Z)$ koincidira sa energijom E_α uvedenoj ranije (vidi jednačine 1.2.28 i 1.3.9) do znaka

$$\varepsilon_\alpha = \Delta W_{(A-4,Z-2)+4_2He}(A,Z) = -E_\alpha(A,Z) \quad (1.3.11)$$

Analogno je moguće pokazati da teža jezgra (A,Z) , kao što je na primer uran, imaju negativnu energiju veze u odnosu na jezgra (A_1,Z_1) i (A_2,Z_2) koja zadovoljava uslov $A_1+A_2=A$ i $Z_1+Z_2=Z$, i $A_1 \approx A_2$ i $Z_1 \approx Z_2$:

$$\Delta W_{(A_1,Z_1)+(A_2,Z_2)}(A,Z) = [M(A_1,Z_1) + M(A_2,Z_2) - M(A,Z)]c^2 = -Q_{fis}(A,Z) < 0 \quad (1.3.12)$$

Odavde sledi da su teža jezgra nestabilna ne samo u odnosu na emisiju α čestica, već i u odnosu na cepanje tih jezgara u odnosu na približno jednake fragmente (fragmenti fisije).

Negativna veličina energije veze jezgra urana u odnosu na raspad na jezgro ${}^{234}_{90}\text{Th}$ i ${}^4_2\text{He}$

$\Delta W_{{}^{234}_{90}\text{Th}+{}^4_2\text{He}}({}^{238}_{92}\text{U}) < 0$ označava da je $M({}^{238}_{92}\text{U}) > M({}^{234}_{90}\text{Th}) + M({}^4_2\text{He})$, tj energija mirovanja jezgra urana je veća od ukupne energije mirovanja jezgra ${}^{234}_{90}\text{Th}$ i ${}^4_2\text{He}$.

Vezivna energija jezgra ${}^{238}\text{U}$ u odnosu na jezgra ${}^{234}\text{Th}$ i ${}^4\text{He}$ je energija koja se mora utrošiti da se alfa čestica odvoji od jezgra urana. Ona se zato naziva energija odvajanja (ili vezivna energija) ε_α čestice u jezgru urana. Koncept energije odvajanja ε_N nukleona se često koristi u nuklearnoj fizici. Analogno prethodnom, energija odvajanja nukleona, recmo neutrona, od jezgra (A,Z) se definiše kao

$$\varepsilon_n = [m_n + M(A-1, Z) - M(A, Z)]c^2 \quad (1.3.13)$$

Fizički smisao energije veze (izdvajanja) neutrona je sledeći: to je energija koju treba predati jezgru (A,Z) da bi se iz njega izdvojio jedan neutron. Očigledno da se pri obratnom procesu spajanja jezgra $M(A-1,Z)$ sa neutronom, pri čemu se obrazuje jezgro $M(A,Z)$, oslobadja energija jednaka energiji veze nukleona ε_n . U ovom slučaju ova energija se ponekada naziva energija pripajanja. Jasno da energija odvajanja neutrona od jezgra (A,Z) jeste jednaka po apsolutnoj vrednosti energiji pripajanja jezgru $(A-1,Z)$.

Analogno se definiše i energija veze (odvajanja) protona u jezgru

$$\varepsilon_p = [m_p + M(A-1, Z-1) - M(A, Z)]c^2 \quad (1.3.14)$$

Lako se može videti da je

$$\begin{aligned} \varepsilon_\alpha &= \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-4, Z-2) - \Delta W(4, 2) \\ \varepsilon_n &= \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-1, Z) \\ \varepsilon_p &= \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-1, Z-1) \end{aligned} \quad (1.3.15)$$

Za razliku od ε , vrednosti ε_n i ε_p se jako menjaju od jezgra do jezgra. Na primer za $\varepsilon_p({}^2_1\text{H}) = \varepsilon_n({}^2_1\text{H}) = 2.22 \text{ MeV}$, $\varepsilon_n({}^{13}_7\text{N}) = 20.3 \text{ MeV}$, $\varepsilon_p({}^{14}_6\text{C}) = 20.8 \text{ MeV}$, $\varepsilon_p({}^{13}_7\text{N}) = 1.9 \text{ MeV}$

1.3.4 Jezgra stabilna za emisiju nukleona i osobine nuklearnih sila

Do sada smo razmatrali osobine β stabilnih jezgara. Njihova energija veze po nukleonu $\varepsilon = \Delta W/A$ je najveća među ovim jezgrima. Drugim rečima, njihove vrednosti leže po grebenu energetske površine (Slika 5). Projekcija tog grebena na ravan (A, Z) je trag beta stabilnih izotopa koji je definisan jednačinom (1.3.4)

$$Z = \frac{A}{1.98 + 0.015A^{2/3}}$$

Spustimo se sa grebena energetske površine tj., udaljimo se od traga β stabilnosti u ravni (A, Z) . Kako se spuštamo udesno, udaljavaćemo se od traga prema višku Z (u poredjenju sa jednačinom 1.3.4) a u suprotnom pravcu (ulevo) krećemo se ka manjku Z . Prvi region odgovara vrednostima A i Z za β^+ jezgra, a drugi za β^- jezgra.

Osobine beta radioaktivnih jezgara koje su različite od beta stabilnih jezgara su diskutovane u Sekciji 3.3. Ovde ćemo razmatrati osobine koje su zajedničke za oba tipa jezgara.

Beta raspad jezgra se događa pod uticajem slabih sila. Zbog toga on protiče veoma sporo u poredjenju sa tipičnim nuklearnim vremenom $\tau_{nuc} \cong 10^{-23} s$ koje karakteriše jaku (nuklearnu) interakciju. Najkraće vreme života za slabi raspad poznatih beta radioaktivnih jezgara je reda $\tau \cong 10^{-2} s$, dok je za elementarne čestice reda $10^{-13} s$. Medjutim, čak i ova najmanja vrednost je 10^{10} puta veća od nuklearnog života.

Tako, u toku vrlo dugog vremena života (na nuklearnoj skali) $\tau \gg \tau_{nuc}$, beta radioaktivno jezgro zadržava sve svoje individualne karakteristike (masa, gradja jezgra, sistem nivoa, osobine ovih nivoa, nuklearne transformacije kao alfa raspad, fisija i dr). Kao i beta stabilna jezgra, i beta radioaktivna jezgra imaju $\varepsilon > 0$, $\varepsilon_p > 0$, $\varepsilon_n > 0$, to jest, to je vezani nuklearni sistem tj., stabilno jezgro za emisiju nukleona (nucleon stable nucleus) koje ne emituje spontano protone i neutrone. Tako, analiza osobina beta aktivnih jezgara mora dati informacije koje nisu manje značajne od beta stabilnih jezgara. Odavde, potrebno je razmatrati zajedno osobine svih jezgara stabilnih za emisiju nukleona (oba beta stabilna i beta radioaktivna).

Opseg postojanja beta radioaktivnih jezgara je mnogo širi nego beta stabilnih jezgara. Pruža se od granice protonske stabilnosti $\varepsilon_p=0$ na strani β^+ radioaktivnih jezgara, do granice neutronske stabilnosti $\varepsilon_n=0$ β^- stabilnih jezgara. Tačan položaj ovih granica nije tačno poznat i njihovo određivanje je u vezi sa jednim od najinteresantnijih problema nukleon stabilnih jezgara: koliko daleko se možemo spustiti sa grebena energetske površine bez opasnosti da dodjemo u oblast $\varepsilon < 0$.

Ovo pitanje je blisko povezano sa nekoliko drugih pitanja. Koliko je ukupno beta radioaktivnih jezgara otkriveno do sada. Kakve su njihove osobine (uključujući nuklearne) i kako se menjaju udaljavanjem vrednosti A i Z za ova jezgra od jednačine 1.3.4. Koliko nukleon stabilnih jezgara se očekuje da bude unutar nukleonske stabilnosti. Mogu li se njihove osobine predvideti. Konačno, kakva su nukleon nestabilna jezgra. Da li ovaj koncept ima fizičkog smisla.

Odgovori na ova pitanja se mogu dobiti na dva načina. Prvi podrazumeva individualnu analizu osobina već otkrivenih jezgara i semiempirijsku ekstrapolaciju do susednih nepoznatih jezgara. Drugi podrazumeva korišćenje teorijskih modela atomskog jezgra za

analize i predviđanja. Drugi metod omogućuje obimnije ekstrapolisanje (do granica nuklearne stabilnosti). Ukratko ćemo razmotriti obe metode.

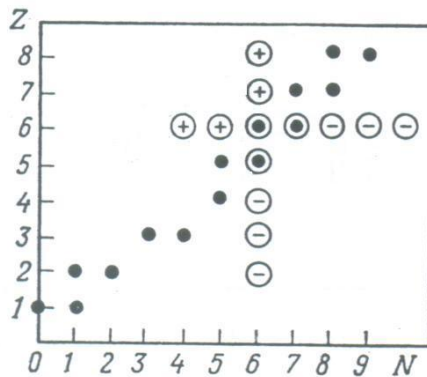
Za individualnu analizu, vratimo se na presek energetske površine sa ravni $Z = \text{const}$ (vidi Sliku 7), i $N = \text{const}$ (Slika 8) i proučimo osobine jezgara u ova dva specifična slučaja.

U tabeli 2 prikazane su vrednosti $\epsilon, \epsilon_n, \epsilon_p, E_\beta, T_{1/2}^{(\beta)}$ i neke karakteristike nekih izotopa ugljenika, tj., jezgra dobijena presekom sa $Z=6$.

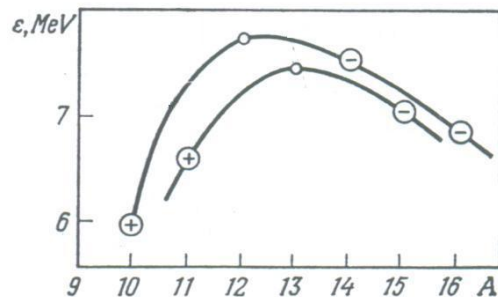
Tabela 2.

Jezgro	${}^{10}_6\text{C}^4$	${}^{11}_6\text{C}^5$	${}^{12}_6\text{C}^6$	${}^{13}_6\text{C}^7$	${}^{14}_6\text{C}^8$	${}^{15}_6\text{C}^9$	${}^{16}_6\text{C}^{10}$
Tip raspada	β^+	β^+	Stabilno	Stabilno	β^-	β^-	β^-
E_β	2.2	1	-	-	0.15	9.8	8.0
$T_{1/2}^{(\beta)}$	19 s	20 min	-	-	5730 god	2.4 s	?
ϵ , MeV	6	6.6	7.7	7.5	7.5	7.1	6.9
ϵ_n , MeV	-	13.1	18.7	4.9	8.2	1.2	4.3
ϵ_p , MeV	4	8.7	16	17.5	20.8	-	-
P_n , MeV	?	-	5.6	-	3.3	-	3.1
ϵ_{2n} , MeV	?	-	32	-	13	-	5.5
$\bar{\epsilon}_n$, MeV	?	-	16	-	6.5	-	2.75

Do sada je dobro ispitano sedam izotopa ugljenika, počev od ${}^{10}\text{C}$ koji sadrži 4 neutrona i 6 protona, do jezgra ${}^{16}\text{C}$ sa 6 protona i čak 10 neutrona (Slika 22). Izotopi sa manjkom neutrona pokazuju β^+ radioaktivnost, dok su oni sa viškom neutrona su β^- radioaktivni. energija beta raspada raste i poluživot opada kako se krećemo dalje (na bilo koju stranu) od beta stabilnih izotopa ${}^{12}\text{C}$ i ${}^{13}\text{C}$. Energija veze po nukleonu se ne menja značajno (za oko 10 % od srednje vrednosti) za sva ova jezgra. Zavisnost ϵ .vs.A jasno otkriva gore pomenuti efekat zavisnosti ϵ od parnosti ili neparnosti brojeva Z i N (Slika 23). Vrednosti ϵ za parno-parna jezgra su na gornjoj paraboli dok za parno-neparna jezgra leže na donjoj paraboli.

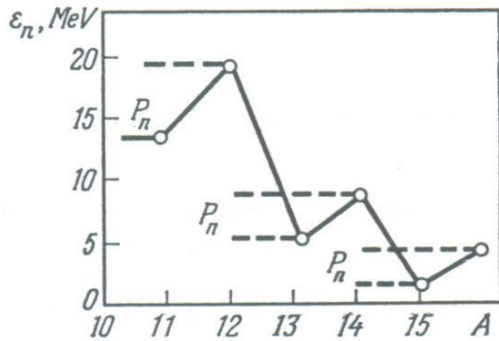


Slika 22

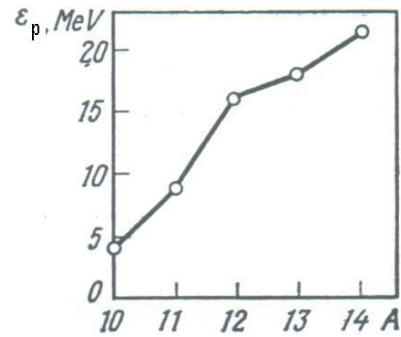


Slika 23

Zavisnost ε_n i ε_p od masenog broja A je izraženija (Slike 24 i 25). Može se videti sa ovih slika da kako broj neutrona raste, energija odvajanja neutrona opada (usrednjeno uzev) i raste energija odvajanja protona. Oba ova rezultata su sasvim očekivana: što više količnik A/Z za neko jezgro odstupa od ravnotežnog količnika, slabije je vezano i slabije vezan poslednji nukleon, a jače je vezan nedostajući nukleon. Za nukleon nestabilna jezgra vrednost ε_n mora opadati do $\varepsilon_n \leq 0$. Nemonotona priroda promene ε_n sa porastom broja neutrona, koja čini teškim predviđanje vrednosti N koja bi odgovarala $\varepsilon_n=0$, je vredna pomena.



Slika 24



Slika 25

Ovaj efekat je manifestacija prethodno pomenutog (Sekcija 1.3.2) sparivanja neutrona. Neparan neutron interaguje samo sa preostalim jezgrom kao celinom, dok paran neutron interaguje i sa preostalim jezgrom i sa neparnim neutronom. Odavde je ε_n za parne neutrone veći nego za neparne.

Kvantitativna procena interakcije sparivanja se može načiniti uvodjenjem koncepta energije sparivanja neutrona P_n :

$$P_n = \varepsilon_n(A, Z) - \varepsilon_n(A-1, Z) \quad (1.3.16)$$

gde je $Z = \text{const}$ i $A-Z=N$ je parno.

U fizičkom smislu, energija sparivanja neutrona je energija formiranja para neutrona u jezgru. Prednost P_n za parno-parne izotope ugljenika je data u sedmom redu Tabele 2. Obično, energija sparivanja P_n je reda 2-3 MeV i poznato je da zavisi od oblika jezgra. Energija P_n opada kako se broj nukleona približava magičnom broju, tj, oblik jezgra postaje sve više sferičan.

Zadnja dva reda u tabeli sadrže vrednosti ε_{2n} i $\bar{\varepsilon}_n = \varepsilon_{2n}/2$. Veličina ε_{2n} je energija odvajanja para neutrona, i po definiciji je jednaka

$$\varepsilon_{2n} = \{2m_n + M(A-2, Z) - M(A, Z)\}c^2 \quad (1.3.17)$$

gde je $Z = \text{const}$ i $N=A-Z$ parno. Energija odvajanja para neutrona je pogodna veličina jer ne zavisi od fluktuacija izazvanih interakcijom sparivanja (tj., menja se monotono). Srednja energija odvajanja $\bar{\varepsilon}_n = \varepsilon_{2n}/2$ se uvodi da bi se normiralo na jedan nukleon.

Slika 22 pokazuje sve proučavane izotope ugljenika (krugovi) kao i sva β stabilna laka jezgra (tačke). Može se videti sa ove slike da u proučavanom preseku energetske površi sa ravni $Z = 6$ dovodi do procene „horizontalne širine“ regiona poznatog kao nukleon stabilna jezgra u oblasti malih Z . Da bi smo procenili „vertikalnu širinu“ moramo razmatrati presek sa ravni $N = \text{const}$.

Tabela 3 predstavlja karakteristike sedam dobro poznatih izotonskih jezgara sa $N = 6$ (vidi sliku 22).

Nećemo analizirati ovu tabelu u detalje jer navodi rezultate analogne onim u Tabeli 2 ako se neutron zameni protonom na svim mestima ($\varepsilon_p, \varepsilon_{2p}, \bar{\varepsilon}_p, P_p$) se ponašaju na isti način kao i ($\varepsilon_n, \varepsilon_{2n}, \bar{\varepsilon}_n, P_n$) u tabeli 2). Analogno sa P_n , veličina

$$P_p = \varepsilon_p(A, Z) - \varepsilon_p(A-1, Z-1) \quad (1.3.18)$$

za parno Z i konstantno $N=A-Z$ se naziva energija sparivanja protona. Veličina

$$\varepsilon_{2p} = \{2m_p + M(A-2, Z-2) - M(A, Z)\}c^2 \quad (1.3.19)$$

za $Z = \text{const}$ i $N=A-Z = \text{const}$ se naziva energija odvajanja dva protona, dok je $\bar{\varepsilon}_p = \varepsilon_{2p}/2$ srednja energija odvajanja protona.

Tabela 3.

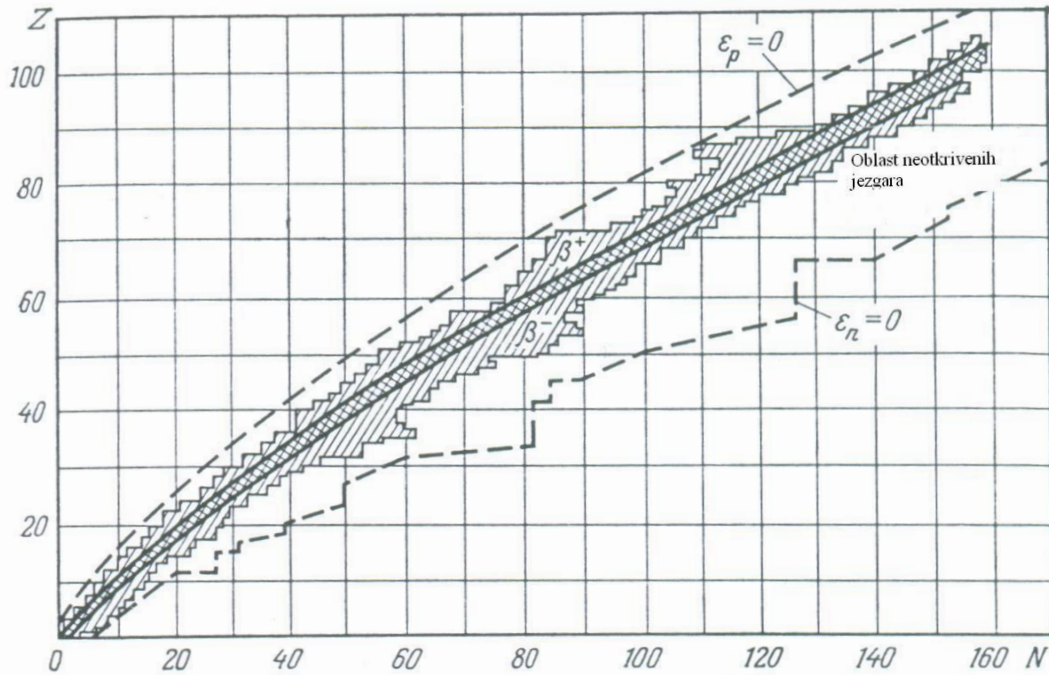
Jezgro	${}^8_2\text{He}^6$	${}^6_3\text{Li}^3$	${}^{10}_4\text{Be}^6$	${}^{11}_5\text{B}^7$	${}^{12}_6\text{C}^6$	${}^{13}_7\text{N}^6$	${}^{14}_8\text{O}^6$
Tip raspada	β^-	β^-	β^-	Stabilno	Stabilno	β^+	β
E_β	14	13.6	0.55	-	-	1.2	1.8
$T_{1/2}^{(\beta)}$	0.12 s	20.17 s	$2.5 \cdot 10^6$ godina	-	-	10 min	72 s
ε , MeV	3.9	5.0	6.5	6.9	7.7	7.2	7.0
ε_n , MeV	?	?	6.8	11.5	18.7	20.3	?
ε_p , MeV	?	?	?	11.2	16	1.9	4.6
P_p , MeV	?	-	?	-	4.8	-	2.7
ε_{2p} , MeV	?	-	?	-	27.2	-	6.6
$\bar{\varepsilon}_p$, MeV	?	-	?	-	13.6	-	3.3

Jezgra razmatrana u Tabeli 3 su raspoređena po vertikalnoj liniji na Slici 22 za $N = 6$. Može se videti da ova linija skoro da dotiče N osu. Najlakše jezgro ${}^8\text{He}$ ima tri puta više neutrona nego protona.

Presek dobijen iz izotopa sa $Z = 6$ i izotona sa $N = 6$ daje procenu opsega poznatih nukleon stabilnih jezgara za male vrednosti Z i N . Sa slike se može videti da je broj nukleon stabilnih jezgara za malo Z i malo N 3 do 4 puta veći od broja β stabilnih jezgara (broj β radioaktivnih jezgara je 2 do 3 puta veći od broja β stabilnih jezgara).

Slično, možemo preseći energetska površ ravni $Z = \text{const}$ (ili $N = \text{const}$) za sve vrednosti Z i N .

U oblasti velikih vrednosti Z , pored prethodno nabrojanih karakteristika $(\varepsilon_p, \varepsilon_{2p}, \bar{\varepsilon}_p, P_p, \varepsilon, \varepsilon_n, \varepsilon_p, E_\beta, T_{1/2}^{(\beta)})$ pojavljuju se i dodatne informacije kao što je energija alfa raspada E_α , energija spontane fisije $E_{\text{sp.fis}}$ kao i vremena poluraspada $T_{1/2}^{(\alpha)}, T_{1/2}^{(\text{sp.fis})}$. Slika 26 pokazuje opšti oblik (Z, N) ravni za sva poznata nukleon stabilna jezgra. Najuzi šrafirani deo pokazuje trag beta stabilnih jezgara, dok izlomljena neprekidna linija daje granice β^+ i β^- radioaktivnih jezgara.



Slika 26

Ova slika pokazuje da se širina regiona nukleon stabilnih jezgara ne menja uniformno sa porastom Z i N . Naročito veliki broj jezgara (25) je u preseku magičnih brojeva (recimo $Z=50, 82$) i u oblastima koje su proučavane sa više detalja iz nekog razloga (teški radioaktivni elementi i fisioni fragmenti). Ukupno oko 2000 nukleon stabilnih jezgara je poznato do sada.

Poredjenje $\varepsilon, \varepsilon_n, \varepsilon_p, \varepsilon_\alpha, T_{1/2}^{(\alpha)}, T_{1/2}^{(\beta)}, T_{1/2}^{(\text{sp.fis})}, E_\beta, E_\alpha, E_{\text{sp.fis}}$ i drugih karakteristika ovih jezgara omogućuje izvlačenje nekoliko zaključaka o njihovim osobinama i promenama tih osobina sa varijacijom Z i N , kao i o nekim novim osobinama nuklearnih sila, na primer interakcija sparivanja. Medjutim regularnosti koje se mogu zapaziti poredjenjem podataka predstavljenim u Tabelama 2 i 3 su čisto empirijskog karaktera. U suštini oni opisuju samo osobine jezgara koja se razmatraju i u najboljem slučaju mogu grubo da predvide osobine nekoliko najbližih nepoznatih jezgara (na primer regularnost u promeni ε_{2n} i ε_{2p}).

Da bi smo objasnili opažene pravilnosti i takodje predvideli nova jezgra u širokom opsegu promene Z i N, zahtevaju se teorijski zakoni na osnovu modela strukture jezgra. Mi smo već koristili model nezavisnih čestica i model ljuski da objasnimo visoku stabilnost jezgara $Z = N$, sa parnim vrednostima Z i N, ili sa magičnim brojevima Z i N. (Ovi modeli se detaljnije diskutuju u Glavi 2). Druge pravilnosti od kojih su neke nabrojane ranije (zavisnost ε od A i Z, zakoni alfa raspada i nuklearne fisije, veza izmedju A i Z beta stabilnih jezgara i dr) se objašnjavaju modelom tečne kapi, koji je takodje opisan u Glavi 2.

U ovom modelu, može se dobiti sledeća poluempirijska formula za energiju veze jezgra

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4} \quad (1.3.20)$$

gde su $\alpha, \beta, \gamma, \zeta$ i δ koeficijenti pri čemu je $\delta = 0$ ako je jezgro sa neparnim A, i γ se može izraziti preko radijusa jezgra

$$\gamma Z^2 / A^{1/3} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R} \quad (1.3.21)$$

Poluempirijska formula za masu i energiju veze, sa dobro odredjenim koeficijentima se može koristiti za računanje vrednosti $\Delta W(A, Z)$ sa greškom koja ne prevazilazi 10-20 MeV. Kombinacija modela tečne kapi i modela ljuski povećava tačnost formule do nekog iznosa (1-10) MeV koja se može koristiti za procenu vrednosti ε_p i ε_n od kojih je svaka razlika dve velike veličine tipa ΔW . Svi nuklearni parametri u Tabelama 2 i 3 se mogu izračunati za poznata jezgra i predvideti za nepoznata sa visokim stepenom tačnosti. Treba zapaziti da se ova predvidjanja ne odnose samo na porast broja izotopa poznatih elemenata $1 \leq Z \leq 109$, već su primenljiva i na superteške elemente koji još uvek nisu otkriveni. Nekritička lista ovih predvidjanja je data u sledećem tekstu:

1) Pored poznatih nukleon stabilnih jezgara (oko 2000) mora da u prirodi postoji još jezgara sa $\varepsilon > 0$. Predvidjanje granica nukleonske stabilnosti je prikazano isprekidanom linijom na Slici 26 .

2) Jezgra bogata neutronima blizu granice neutronske stabilnosti $\varepsilon_n = 0$ moraju biti β^- radioaktivna (sa malim vremenom poluživota $T_{1/2}^{(\beta)}$ i velikom energijom beta raspada E_β) i emituju zakasnele neutrone, parove neutrona i čak triplete neutrona (vidi sekciju 3.5.3 za detalje). Moguće je da imaju anomalno velike dimenzije i veliki prinos reakcija sa istovremenim emitovanjem dva neutrona. Ovaj zaključak je dobijen uzimajući u obzir razmatranje osobina već otkrivenih jezgara sa velikim viškom neutrona, na primer ${}^6\text{He}$ i ${}^8\text{He}$. Energija odvajanja neutrona ovih jezgara je veoma mala i ovo ukazuje na njihovu „poroznost“, tj., velike dimenzije. Pored toga, $\varepsilon_{2n} < \varepsilon_n$.

3) Postojanje jezgara sa velikim viškom neutrona (kao ${}^8\text{He}$ ili ${}^{11}\text{Li}$) navelo je neke fizičare da pretpostave mogućnost postojanja neutronske jezgara, tj., jezgra koja se sastoje samo od neutrona. Medjutim, eksperimenti namenjeni otkriću jezgra sa dva neutrona (bineutron) ili četiri neutrona (tetra neutron) su neuspešni.

Trenutno se pretpostavlja da se jezgra bogata neutronima mogu formirati u sudarima teških jezgara na energijama nekoliko desetina MeV po nukleonu. U ovom slučaju snažan Kulonov sudar jezgara mora da ekscituje gigantske dipolne rezonance pomeraja protona u odnosu na neutrona (Sekcija 12.3). U principu, ovo može dovesti do kongregacije neutrona u neutronske jezgre. Mogućnost postojanja neutronske jezgre u supergustom stanju nuklearne materije se takodje ne može odbaciti (Sekcija 2.1.3).

4) Jezgra siromašna neutronima blizu granice protonske stabilnosti moraju biti β^+ radioaktivna (sa malim $T_{1/2}^{(\beta)}$ i velikim E_β) i moraju da emituju zakasnele protone iz ekscitovanih stanja jezgra formiranog nakon β^+ raspada ili e -zahvata (ako $W > \varepsilon_p$). U principu, takodje mogu da emituju protone iz izomernih stanja (ako $W > \varepsilon_p$) i imaju protonsku radioaktivnost (ako $\varepsilon_p < 0$) ili dvoprotonsku radioaktivnost ako je $\varepsilon_p > 0$ ali je $\varepsilon_{2p} < 0$ (sekcija 3.5 za detalje).

5) U oblasti vrlo dalekih transuranskih elemenata, moralo bi da postoji ostrvo stabilnosti, tj., jezgra sa relativno malom verovatnoćom alfa i beta raspada i spontane fisije. Ovo ostrvo može biti lokalizovano u oblasti novo predviđenih magičnih brojeva $Z=114$, $N=184$ i $Z=116$.

6) Jezgra preko granica nuklearne stabilnosti, $\varepsilon_n=0$ i $\varepsilon_p=0$ su nukleon nestabilna jezgra i postoje u kratkom nuklearnom vremenskom intervalu $\tau_{\text{ucl}} \cong 10^{-22}$ s. Medjutim, kao i obična jezgra, ova jezgra se mogu okarakterisati parametrima kao masa, naelektrisanje, spin, i takodje brzina, energija, ugao emisije i dr.