



## ЯДРЕАРИИ ЧЕСТИЧКИ (2)

Пример: За ја пречистише енергијата на неутроните како  
одвојатте меѓу протоните во јадро:

$$V_{\text{Coul}}(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} = \frac{\alpha \hbar c}{r} \quad ; \quad \begin{array}{l} \text{Будејќи:} \\ \hbar c = 1240 \text{ MeV}\cdot\text{fm} \\ \hbar c = 197,3 \text{ MeV}\cdot\text{fm} \end{array}$$

$$r = 1 \text{ fm}, \quad V_{\text{Coul}} = ?$$

$$V_{\text{Coul}} = \frac{1}{137} \cdot \frac{197,3 \text{ MeV}\cdot\text{fm}}{1 \text{ fm}} = 1,44 \text{ MeV} \quad ; \quad V_{\text{nuc}} \approx 55 \text{ MeV}$$

Од сликата се може да се види дека  $V_{\text{nuc}}$  е позитивна неутроните како  
одвојатте при растојание 1 fm за релативно голема брзина.

? Каква е длабочината јадро на нуклеарните честички?  
Протон со маса  $M_p$  и кинетичка енергија  $K$  има длабочина  $\lambda$   
 $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2M_p K}} = \frac{\hbar c}{\sqrt{2K M_p c^2}} \quad ; \quad \text{за } K = 5 \text{ MeV} \text{ и } K = 25 \text{ MeV}$   
голеботе:

$$\lambda = \frac{1240 \text{ MeV}\cdot\text{fm}}{\sqrt{2 \cdot (5 \text{ MeV}) \cdot (938 \text{ MeV})}} = 12,8 \text{ fm}, \quad \lambda = \sqrt{\frac{5}{25}} (12,8) = 5,72 \text{ fm}$$

Обе вредности се од ист ред како и нуклеарниот радиус на  
земта од еден стотини од протон со кинетичка енергија во интервалот  
5-25 MeV се очекува да јадро значајни дифракции при  
судриите со јадро.

Протон со вакви кинетички енергии може да оди брзо во  
јадро со флуоресцентна енергија од неколку длабочини  
на длабочините функција се од редот на нуклеарниот димензија.

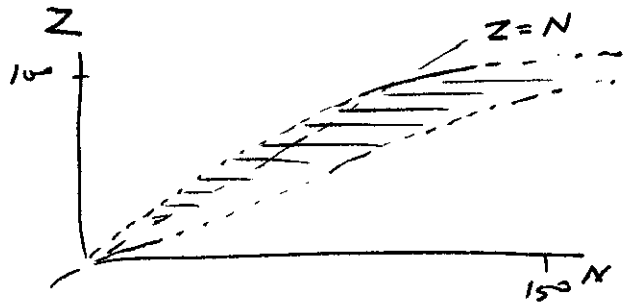
# СИСТЕМАТИКА НА ЯДРАТА : НУКЛИДИ

$$\begin{matrix} A \\ Z \\ N \end{matrix} \begin{matrix} X \\ \\ N \end{matrix}$$

$(A = Z + N)$

A : масен број  
 Z : реден број то е атомски број  
 N : број на неутрони

како A : изобарни  
 како Z : изотопи  
 како N : изотони



Карта на нуклиди :  
 [Chart of the Nuclides]

Првиот стабилен јадро е  $^1_1\text{H}$   
 Последниот стабилен јадро е  $^{209}_{83}\text{Bi}$

Меѓу две гво криваи на A, (масениот број) има две прости маси, за  $A=5$  и за  $A=8$ . Отсуство на стабилни нуклиди за ове масени бројеви се идентификува како квантитативен инцидент за неводиагностичка симетрија на нуклиди  $A=4$  ( $^4_2\text{He}$ ). Имено, одговарајќи на уште еден нуклеон кон  $A=4$  или стапување на две стабилни системи ( $2 \cdot A = 2 \cdot 4 = 8$ ) не се фабризира.

- Од 268 стабилни јадра (вклучувајќи  $\gamma$  и екстремно долгоживи)
- 159 се со јадра Z и јадра N (јадра-јадра)
  - 53 се со јадра Z и нејадра N (јадра-нејадра)
  - 50 се со нејадра Z и јадра N (нејадра-јадра)
  - 6 се со нејадра Z и нејадра N (нејадра-нејадра)

Бројот на јадра со нејадра јадра или неутрони (нејадра A) е регион на јадра (50 - 53) што е уште еден показател дека нуклеоните има некаква разлика помеѓу јадраите и неутроните.

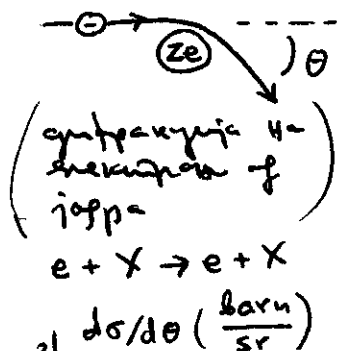
Нејадра-нејадра јадра се:  $^2_1\text{H}$ ,  $^6_3\text{Li}$ ,  $^{10}_5\text{B}$  и  $^{14}_7\text{N}$  (за мали A)  
 заедно со екстремно долгоживиот  $^{50}_{27}\text{V}$  и  $^{180}_{78}\text{Ta}$  (за големи A)  
 Ваквата неправилна меѓу бројот на јадра-јадра и нејадра-нејадра јадра е доказ дека нуклеоните има некаква разлика на стапување меѓу јадраите и меѓу неутроните.

Специјален случај на јадра претвора "осире на симетрија"  
 со координати  $Z=114$ ,  $N=184$ .

# РАСЕЈУВАЊЕ НА ЕЛЕКТРОНИ И НУКЛЕАРЕН РАДИУС

Радеброрг: прво определување на згледите на јазраните  
 сферски однесувања на електроните при расејувањето  
 на α честички (преку прати, нејасно)

R. Hofstadter 1953: резултатите од експериментите на расејувањето на електроните  
 со висока енергија (од атомските): одовде прати за  
 определување на распределбата на пратите во јазраните  
 дејствија за расејувањето на електроните со α.



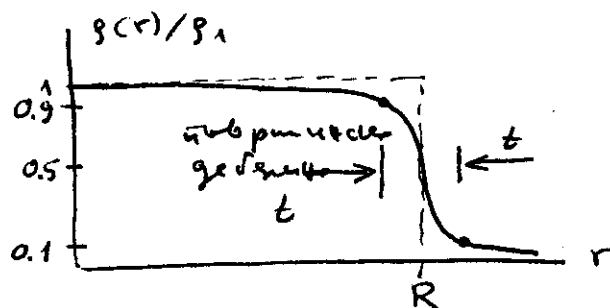
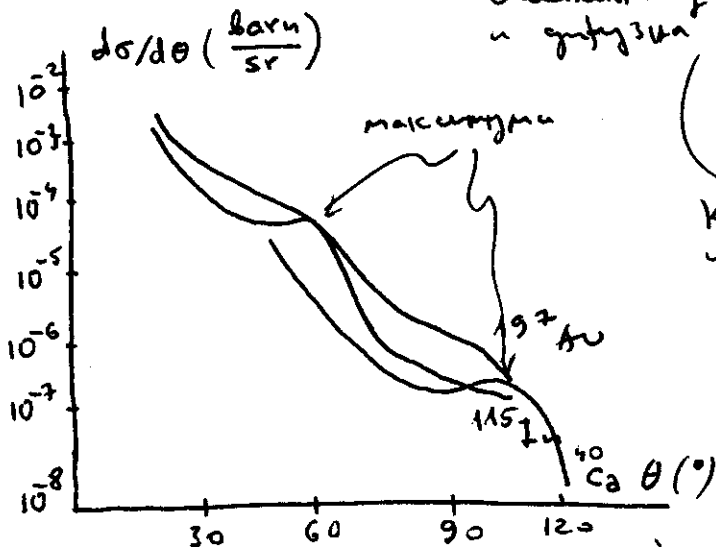
Асимптотски распределба на расејувањето на електроните  
 на големина на дифракционата скала. Резултатите  
 се прикажуваат преку дифракционата скала  
 пресеци  $(d\sigma/d\theta)$  за електроните расејувањето на енергија

Зависноста на  $(d\sigma/d\theta)$  е скала на дифракција на  
 скалите на сферата прати со прати електроните  
 и дифракционата скала. За згледите на пратите:

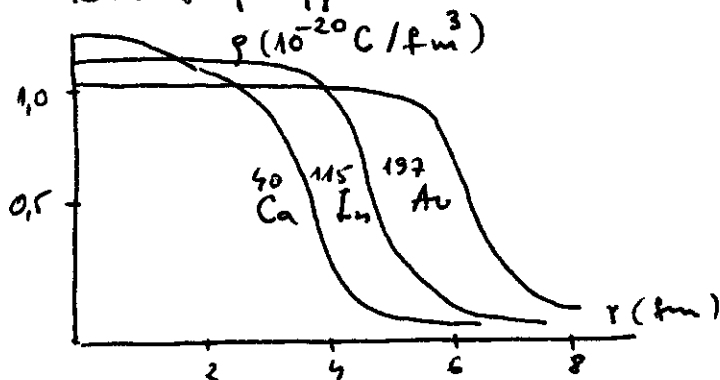
$$\rho(r) = \frac{\rho_1}{1 + e^{\frac{r-R}{z_1}}}$$

Коэффициентот  $\rho_1$  е параметарот на  
 згледите на пратите во сферата прати.

$$\rho(0) = \frac{\rho_1}{1 + e^{-R/z_1}} \approx \rho_1 \quad (\text{за } R \gg z_1)$$



(дифракционата скала прати на  
 електроните со енергија 183 MeV за  
 електроните расејувањето)



Скала на атомите  $R = R_0 A^{1/3}$   
 $t = 2,5 \text{ fm}$ ,  $R_0 = 1,07 \text{ fm}$   
 ( $R_0$  скала на пратите е експериментално  
 е во интервалот 1,18-1,40 fm)

Густина на пратите во јазраните  
 е  $(\rho(r)/Ze)$  на сферата прати за  
 и пратите скала на пратите, за  
 згледите на пратите:  $\left( \frac{A}{Ze} \rho(r) \right)$

( $\rho(0)$  се прикажува со згледите на  
 A прати R скала на пратите е константа)  
 $\left( \frac{A}{Ze} \rho(0) \right)$  е прикажува скала на пратите  
 прати  $\approx 0,17 \text{ fm}^{-3}$

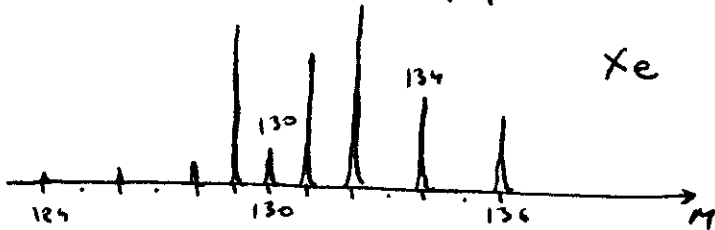
$$\frac{A}{Ze} \rho(0) \cdot M_p = (0,17 \text{ fm}^{-3}) (10^{15} \frac{\text{fm}^3}{\text{m}^3}) \cdot (1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}) = 2,8 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

$$\text{Од } \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A, \quad \rho = \frac{M_p A}{\frac{4}{3} \pi R^3} = \frac{3}{4\pi} \frac{M_p}{R_0^3} = \frac{3}{4\pi} \frac{1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{(1,07 \cdot 10^{-15} \text{ m})^3} = 3,25 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Густина на пратите на пратите  $\approx 3 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$

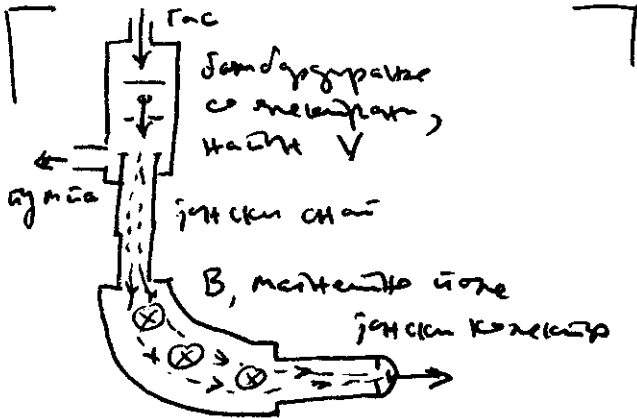
# МАСА НА ЈАДРАТА И ЕНЕРГИЈА НА ВРЗУВАЊЕ (1)

1919 F.W. Aston : првпат масен спектрограф ; ги изготвувал  
изотопните спектри на многу маси на некои хемиски елементи.



спектроскоп на маса на ионизирани, ја  
мканира релативната застапеност  
на различните видови на материјал.

1930 мините масени  
спектрометрија се особено  
развиена. Во 1935 Рудолф  
Лисманс келвот спектрометар  
изготвиле на U и да открие  $^{235}\text{U}$ .  
методите добивале нуклеарна



- 1) јоните се создаваат со ионизирање на атомите од материјалот со спектар
- 2) јоните се забрзуваат до брзина  $v$  со приложување на напон  $V$ .
- 3) јоните во магнетното поле  $B$  се глумат а  
клучката нивна со радиус  $R$ .

$$\frac{Mv^2}{2} = eV$$

4) централниот агол  $\alpha$  е:  $\frac{Mv^2}{R} = Be\alpha$

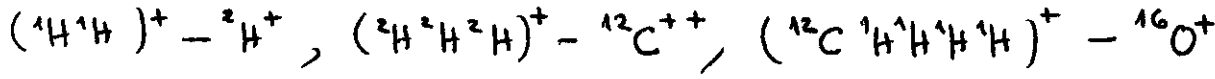
5) со симултроните на  $v = BR \frac{e}{M} \Rightarrow$

$$eV = \frac{M}{2} \left( BR \frac{e}{M} \right)^2$$

6) агол  $\alpha$  е комбикира  $\frac{M}{e} = \frac{(BR)^2}{2V}$

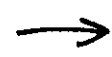
Функции  $B, R$ , и напонот  $V$ ,  
во колекторите се содржат,  
јон се раздигат брзината на  
комбикира  $M/e$ . Изметна  
сигнал е мерен за релативната  
застапеност на секој изотоп

Масите можат да се измерат преку пресметување  
на нивната маса со одреден капацитет на  
врз основа на јонизирање. За раздигане примерок од  
и молекуларни јон на водород, деутериум, јаглерод,  
кислород и маглин. Меѓу минималните масени спектри  
се користат следниве дублет за комбикира  $M/e$ :



Секој тип од дублетот има иста нивна брзина за  $M/e$ , но  
од малите расудувања на минималните масени спектри на  
локализација на секој дублет можат да се одредат масите  
на  $^1\text{H}, ^2\text{H}, ^{16}\text{O}$  во однос (релативно) на масата на  $^{12}\text{C}$ . На  
овој начин се одредува масата на неутронскиот атом, заедно  
со сите електрони, во однос на стандардниот  $^{12}\text{C}$ .

$$M(^{12}\text{C}) \equiv 12 \text{ u}, \quad mc^2 = 931,49432 \text{ MeV} \quad (\text{за основна состојба})$$



## МАСА НА ЈАДРАТА И ЕНЕРГИЈА НА ВРЗУВАЊЕ (2)

Релативистичкиот концепт за енергија на мирување ира клучна улога во победетите на јадрата, во рамка на атомите. Кај атомите ова енергија не се земаше предвид затоа што нивната енергија на експлозија е зацврствена во споредба со енергијата на мирување и атомите при нив енергија не се трансформираат во други резултати. Но, нуклеарните експлозии и нуклеарните трансформации имаат стабилна енергија.

Енергијата на врзување е својство на ситеј атом од резултатите што се добиваат заедно со приближно задржување. Енергијата на мирување ( $Mc^2$ ) е вкупната релативистичка енергија на тлачката систем во координатниот систем на нивниот центар на масата. Оваа енергија е составена од енергиите на мирување на составните маси  $M_i$ , заедно со кинетичките и потенцијалните енергии на системот.

Ако составните резултати се дескрипирани од некои од другите и татку мирување (потенцијална енергија е нула за бескрајните оддалеченост) нивната вкупна енергија е составена состојба од енергиите на мирување:  $(\sum_i M_i c^2)$ . Оваа вкупна енергија  $Mc^2$  е масата  $M$  на одредена состојба од атомите на врзани систем. Бидејќи тоа, енергијата на врзување  $E_b$

$$E_b = \sum_i M_i c^2 - M c^2$$

(разликата во енергија меѓу раздвоени и поврзани системи)

Да ја применеме оваа формула, првпат на атом а што не јадро

$$E_b(\text{атом}) = [M(\text{јадро}) + Z m_e - M(\text{атом})] c^2$$

Типични вредности се  $(13,6 \text{ eV})$  и  $(79,0 \text{ eV})$  за водород и хелиум. За потерна  $Z$  расте до неколку атомни (keV). Како и да е масата се зацврстува во споредба со енергиите на врзување на јадрата.

$$E_b(\text{јадро}) = [Z M_p + N M_n - M(\text{јадро})] c^2$$

Ако од атомите где р-и се симболира  $M(\text{јадро})$  се добива

$$E_b(\text{јадро}) = [Z M_p + N M_n + Z m_e - M(\text{атом})] c^2 - E_b(\text{атом})$$

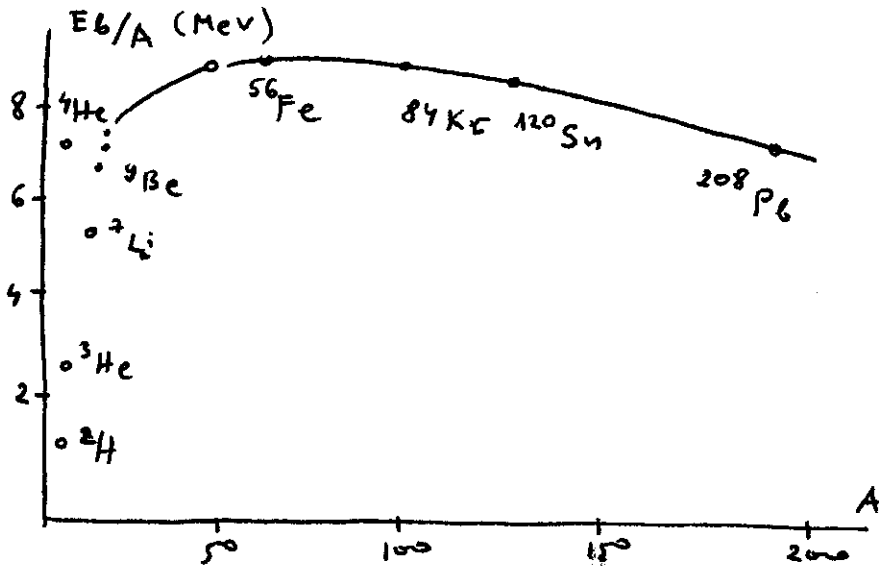
Бидејќи  $E_b(\text{атом}) \ll E_b(\text{јадро})$  :  $E_b(i) \approx [Z M_p + N M_n + Z m_e - M(\text{атом})] c^2$   
 Комбинацијата  $(M_p + m_e)$  може да се замени со масата на водородниот атом што се занемарува енергијата на врзување на електронот  $(-13,6 \text{ eV})$  :  $(M_p + m_e) c^2 = M(1H) c^2$

$$\text{Конечно: } E_b(A X) = [Z M(1H) + N M_n - M(A X)] c^2$$

Каде што  $M(A X)$  се однесува на масата на неутралниот атом.



# МАСА НА ЈАДРАТА И ЕНЕРГИЈА НА ВРЗУВАЊЕ (3)



Енергија на врзување и нуклеон = специфична енергија на врзување.

За  $A > 16$  имаме зголемен планк округ 8 MeV: феномен на заситеност како резултат на крајната густина на нуклеоните или. Браунот апотекс иако  $A > 56$  е резултат на релативен ефект на Кулонова одбита меѓу протоните

Енергија на одделување на нутрон:

$${}^{A-1}_Z X + n \leftrightarrow {}^A_Z X : E_n({}^A X) = [M({}^{A-1} X) + M_n - M({}^A X)] c^2$$

Може да се покаже дека  $E_n({}^A X) = E_b({}^A X) - E_b({}^{A-1} X)$   
(изразот преку енергија на врзување не дава изајат)

Пр. 1  $1u = \frac{1}{12} M({}^{12}C) ; 1u = \frac{1}{12} \frac{12 \text{ g/mol}}{6,022 \cdot 10^{23} / \text{mol}} \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{g}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

Соодветна енергија на нутроните:  $u c^2 = \frac{(1,66 \cdot 10^{-27}) (3 \cdot 10^8)^2}{(1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J/MeV})} = 931,5 \text{ MeV}$

Пр. 2.

Во табелираните се маси на изотопите јадеорофот е застапен со  ${}^{12}C$  и  ${}^{13}C$ : маса  $\frac{\text{маса}}{\text{атом}}$

	${}^{12}C$	${}^{13}C$
$\equiv$	12	13,00335482
	98,9%	1,10%

Средната атомска маса за јадеорофот е:

$$0,989 \cdot 12 + 0,011 \cdot 13,00335482 = 11,868 + 0,143 = 12,011$$

Обаа вредности се соодветни со повеќемалите вредности за атомската маса на јадеорофот.

Пр. 3.

Енергиите на врзување за некои јадре може да се пресметат од податоци за атомската маса:

$$E_b({}^4He) = [2 \cdot 1,007825 + 2 \cdot 1,008665 - 4,002603] \cdot 931,5 \text{ MeV} = 28,3 \text{ MeV}$$

$$E_b({}^{12}C) = [6 \cdot 1,007825 + 6 \cdot 1,008665 - 12] \cdot 931,5 \text{ MeV} = 92,16 \text{ MeV}$$

За специфична енергија на врзување по нуклеон имаме:

$$\frac{E_b}{A}({}^4He) = \frac{28,3 \text{ MeV}}{4} = 7,075 \text{ MeV} ; \frac{E_b}{A}({}^{12}C) = \frac{92,16}{12} = 7,680 \text{ MeV}$$

Пр. 4.

Енергиите за одделување на еден нутрон, нутронот од јадрото на изотопите на Cd се:

$$E_n({}^{113}Cd) = [M({}^{112}Cd) + M_n - M({}^{113}Cd)] c^2 = (111,902758 + 1,008665 - 112,9044) (931,5 \text{ MeV}) = 6,542 \text{ MeV}$$

$$E_n({}^{114}Cd) = (112,9044 + 1,008665 - 113,903357) (931,5 \text{ MeV}) = 9,043 \text{ MeV}$$

# СЕМПИРИСКА Ф-ЛА ЗА МАСАТА (ТЕЧНА КАПКА) (1)

1935 C.F. von Weizsäcker : изградба на класична течна капка.  
 Моделот ја параметризира атомската маса во функција на  $A, Z$ . Енергиите на врска се јадрото,  $E_b$  е сума на сите различни зени:

$E_{b1} = a_1 A$  : водечки зени, волуменска енергија, пропорционална со  $A$ , ( $\propto R^3$ )

$E_{b2} = -a_2 A^{2/3}$  : површинска зени, изнесението на површината на јадрото не се пропорционално пропорционално со изнесението како што е во внатрешноста. Пропорционално со  $R^2$  (површината на јадрото)

$E_{b3} = -a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$  : Кулонова енергија, антикорување од одблеското меѓу нуклеоните во јадрото; се изразува во формулата за потенцијална енергија на униформна сфера со потенцијал  $V = +\frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 R}$

$E_{b4} = -a_4 \frac{(A/2 - Z)^2}{A}$  : Симетрична енергија; Бидејќи  $A = Z + N$ ,  
 $(A/2 - Z)^2 = (N/2 - Z/2)^2 \sim (N - Z)^2$

Обвј зени ја кажува енергијата на врска за јадрото меѓу симетричност од симетричност линија  $N = Z$  (ист број протони и неутрони)

$E_{b5} = E_5 = \begin{cases} + \frac{a_5}{A^{3/4}} & \text{прото-прото} \\ & \text{неутрон-неутрон} \\ 0 & \text{прото-неутрон} \\ & \text{неутрон-прото} \end{cases}$

Со обвј зени се зема предвид специјално засилувањето на јадрото со протон  $A$  а особено протон-протон јадро.

$$E_b(A, X) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + E_5, \text{ ајко со}$$

$$M(A, X) = ZM(1H) + (A-Z)M(1n) - \left[ a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + E_5 \right] / c^2$$

- $a_1 = 15,76 \text{ MeV}$
- $a_2 = 17,81 \text{ MeV}$
- $a_3 = 0,7105 \text{ MeV}$
- $a_4 = 94,80 \text{ MeV}$
- $a_5 = 39 \text{ MeV}$

Одгледно афектите на експерименталните резултати.

Вниманието на Кулоновата зени може да се изрази од приликата на другите зени и може да се разгледаат асиметрични јадра:  $A, X$  и  $A, Y$  со затечени (разменети) протони и неутрони.

Размената  $Z \leftrightarrow N$  се изразува само на зени  $a_3$  во фактот за  $E_b$   
 $(E_b(A, X) - E_b(A, Y) = a_3 \frac{y^2 - x^2}{A^{1/3}})$  За обиче јадро разликата во енергијата на врска е иста со разликата во Кулоновата енергија

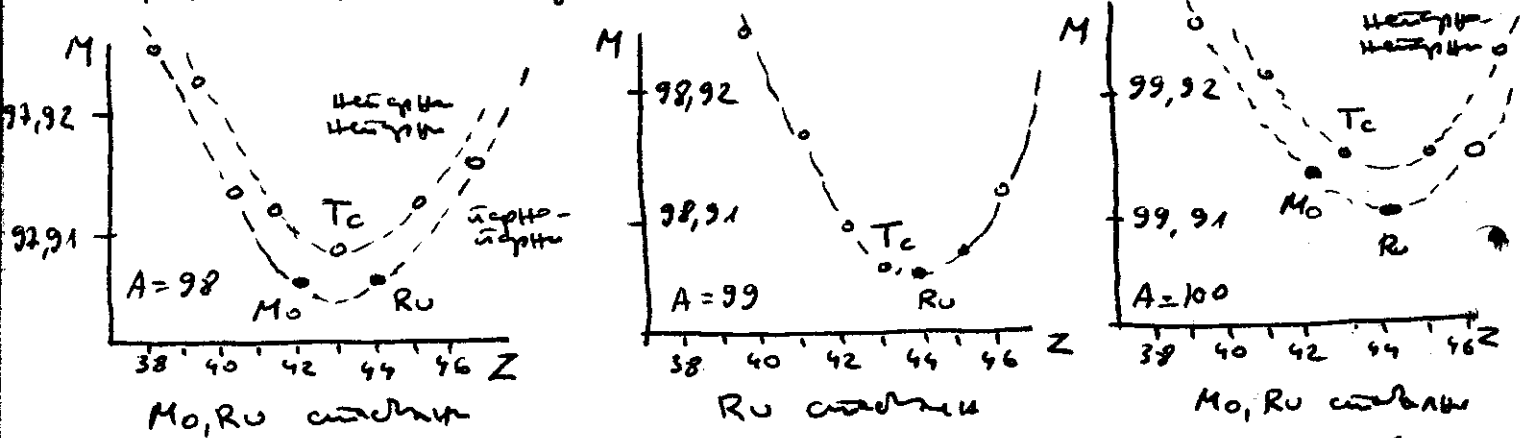
# СЕМПИРИСКА Ф-ЛА ЗА МАСАТА (ТЕЧНА КАПИЛА) (2)

Од ова ф-ла може да се добие екстремум за стабилност на нуклеидите, оптимизирајќи ја масата  $M(Z)$  (фиксирани  $A$ ).

$$\frac{\partial M}{\partial Z} \cdot c^2 = [M(^1H) - M_n] c^2 + 2a_3 \frac{Z}{A^{1/3}} + 2a_4 \frac{Z - A/2}{A} \quad (= 0)$$

$$\Rightarrow Z = Z_A = \frac{A}{2} \frac{a_4 + [M_n - M(^1H)] c^2}{a_4 + a_3 A^{2/3}} \Rightarrow \text{стабилна нуклеиди со } Z = Z_A.$$

Како  $A$  е поголемо, нека ефикасноста на енергија  $E_5$  да се добие една ефикасност споредно  $M(Z)|_{A=\text{const}}$ . За  $A$  големо,  $E_5$  добие колкото што е потребно...



Изобарна маса во зависност од атомскиот број  $Z$  се прилагодуваат на вредностите на масата  $M$  според  $A$ . Стабилни нуклеиди се:

$${}^{98}_{42}\text{Mo}, {}^{98}_{44}\text{Ru} \quad (A=98), \quad {}^{99}_{44}\text{Ru} \quad (A=99), \quad {}^{100}_{42}\text{Mo}, {}^{100}_{44}\text{Ru} \quad (A=100)$$

Обие парадокси се преследуваат со формулата  $M(A, Z)$  во зависност од  $A, Z$  за конкретна  $A$ . Минимумите соодветствуваат на вредност  $Z = Z_A$  (стабилност на маса за да се најде  $Z$ ). Техничкиот намет на нуклеидите е неопходен нуклеид (нема стабилни  ${}^{43}\text{Tc}$ , што е само нуклеид со атомски број  $Z=61$ ).

Фр. 1. Коэффициентот  $a_3$  е ефикасната параметар во ф-ла за маса што е поврзана со конкретниот нуклеонски радиус  $R_0$ ;

$$\frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R_0 A^{1/3}} = a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \Rightarrow a_3 = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_0} = \frac{3}{5} \frac{\alpha \hbar c}{R_0}$$

Вредноста  $a_3$  е абстрактна емпиријска или се едно параметарската величина на нуклеонскиот радиус  $R_0$ , така:

$$R_0 = \frac{3}{5} \frac{\alpha \hbar c}{a_3} = \frac{3}{5} \frac{197,3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{(137)(0,7105 \text{ MeV})} = 1,216 \text{ fm}$$

Обаа вредности добро се согласуваат со вредноста  $R_0 = 1,07 \text{ fm}$  од експерименталните соопштувања на енергиите.



СЕМПИ ЕМПИРИСКА ФЛА ЗА МАСАТА (ТЕЧНА КАПКА) (3)

Пр. 2. Очертаваме јагре  ${}^{15}_7\text{N}$ ,  ${}^{15}_8\text{O}$  за  $A=15$  ираат атомски маси  $15,000109u$ ,  $15,003065u$ , со  $g=40$ . Разлика во енергиите на врзување се дава од:

$$\Delta = E_b({}^{15}\text{N}) - E_b({}^{15}\text{O}) = [7M(\text{H}) + 8M_n - M({}^{15}\text{N})]c^2 - [8M(\text{H}) + 7M_n - M({}^{15}\text{O})]c^2 = [[M_n - M(\text{H})] + [M({}^{15}\text{O}) - M({}^{15}\text{N})]]c^2 = (0,000840 + 0,002956)(931,5 \text{ MeV}) = 3,536 \text{ MeV}.$$

За то иреферираме ова резултат со резултат во Куновобини енерги

$$\Delta = V_8 - V_7 = \frac{3}{5}(64 - 49) \frac{e^2}{4\pi\epsilon R} = 9 \frac{d \hbar c}{R} \quad (! R \text{ е иста за глеае јагре земае иста } A = \text{const} \text{ за ираа а } R = R_0 A^{1/3}).$$

$$R = 9 \frac{d \hbar c}{\Delta} = 9 \frac{197,3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{(137,0)(3,536 \text{ MeV})} = 3,666 \text{ fm}.$$

Од ира за ираирира  $R_0$ , ирае ираирира:  $R_0 = \frac{R}{A^{1/3}} = \frac{3,666 \text{ fm}}{15^{1/3}}$  ирае,  $R_0 = 1,487 \text{ fm}$ . Ираирира глеае на ираирира јагре ира ирае глеае ираирира за  $R_0$  во ираирира ира  $1,5 \text{ fm}$ .

Пр. 3. Члеа  $E_b$  маае глеае го ираирира ако ираирира енергиите на врзување на ира ираирира со ираирира маса ираирира:  $A-1, A, A+1$  ираирира  $A$  го ирае ираирира а  $Z$  ираирира. Поф ирае ираирира ираирира за  $E_b(A \pm 1, X)$  во ираирира ираирира  $+q_5/(A \pm 1)^{3/4}$  глеае  $E_b(A, X)$  го ирае ираирира  $E_5$ . Во ираирира во ирае ираирира ираирира:

$$\frac{1}{2} [E_b(A+1, X) + E_b(A-1, X)] - E_b(A, X) = \frac{q_5}{A^{3/4}} + \dots$$

За лева ираирира ираирира од ираирира се глеае  $\frac{1}{2} [E_n(A+1, X) - E_n(A, X)]$  земае ираирира  $E_n(A+1, X) = E_b(A+1, X) - E_b(A, X)$   $E_n(A, X) = E_b(A, X) - E_b(A-1, X)$

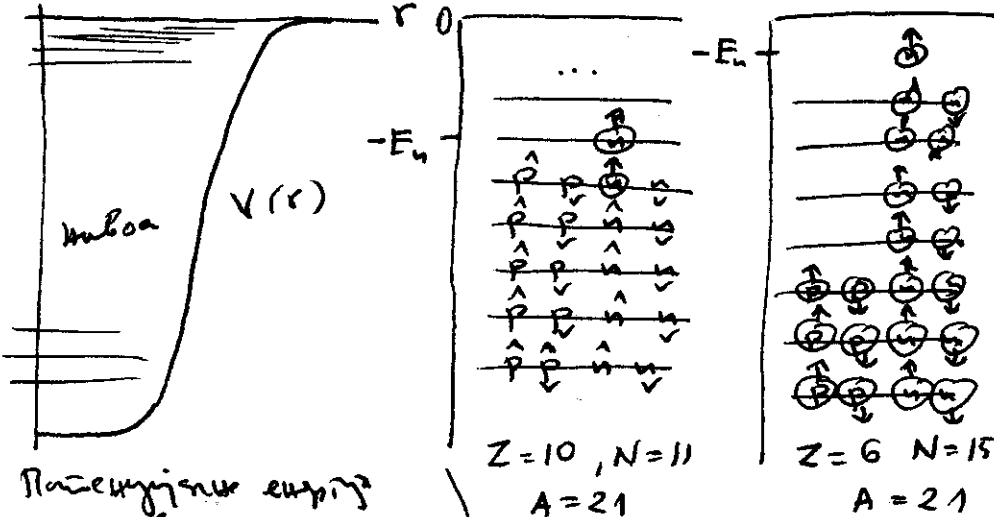
Враае ираирира ираирира  $q_5$  маае ираирира ираирира го ираирира ираирира ираирира за ираирира ираирира. Ира ираирира:

$$\frac{1}{2} [E_n({}^{114}\text{Cd}) - E_n({}^{113}\text{Cd})] = \frac{9,043 - 6,542}{2} \text{ MeV} = 1,251 \text{ MeV} = \frac{q_5}{113^{3/4}}$$

Резултат:  $q_5 = 43,35 \text{ MeV}$ .

# МОДЕЛ НА ЯДРОТО КАКО ФЕРМИ ГАС

Нуклеоните се фермиони и се кон бајет Паулиевата принцип.  
~~Без разлика од јама~~. Кулоновите одбаване меѓу протоните  
 забрзува до отпирањето на систематските  $Z=N$  нивоа и  
 јадрата во протон и неутронски нивоа се отпираат јазе.  
 Затоа се резидентите од нивоа јазе каде што обј ефект е јак.  
 Во тој случај отпирањето на нивоа и јадрата и јадрата и ја  
 протона или неутронски нивоа од нивоа јадрата.  $\Rightarrow$  отпирањето  
 јама.



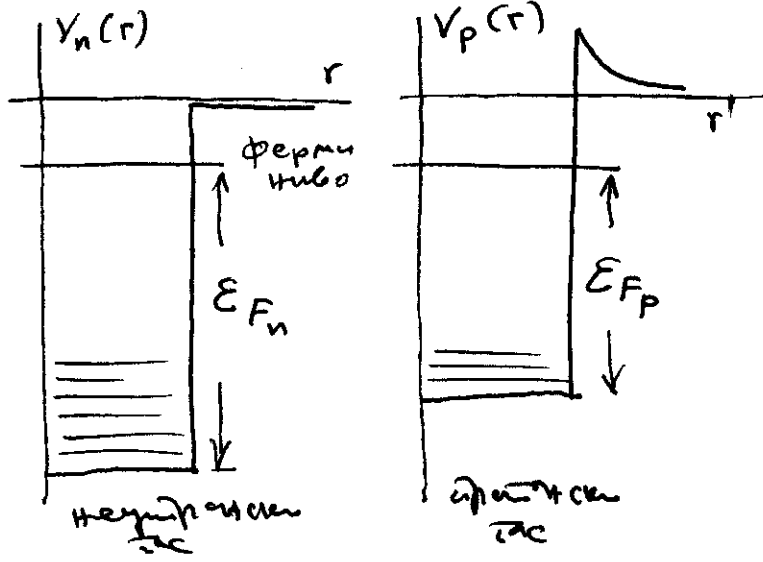
Ефектот на  
 отпирањето на  
 нивоа е отпира  
 на конфигурација  
 ( $Z=10, N=11$ )  
 отпирањето  
 ( $Z=6, N=15$ ) во  
 каде што отпира  
 нивоа.

Отпирањето енергија  
 не зависи нуклеон.  
 $\Rightarrow$  отпирањето јама  
 со димензија на јадро

$\Rightarrow$  Конфигурацијата  $Z=N$  е најчеста за  
 стабилност на јадро.

За да разјасниме сета јадро како комбинација од протонски нуклеон  
 се кон бајетот принципот на хваловите систематски; тоа е збор за  
 протонски и неутронски нивоа со димензија на сферно симетричен отпирањето,  
 дефинира со волуменот на јадро како децентрализиран ферми-гас принципот  
 нуклеоните ги земаат нуклеоните енергетски состојба во случај со  
 принципот на менување. Протоните и неутроните се разликуваат  
 на менторите на ферми-дираковите систематски се применуваат асоцијата  
 за два вида на нуклеон; смеси од два (протон-неутронски)  
 ферми-гасови.

Оваа сите сета ја применуваме на јадрата на независни нуклеон  
 со забрзување на јама со локалните отпирањето енергија за  
 споредно димензија на сета површина врзана за јама. Ефектот  
 на Кулоновите одбаване меѓу протоните се јакно  $A$  се однесува на  
 јама јама за протоните и присуство на отпирањето енергија.



Тотална протонска и неутронска  
 протоните и неутроните е  
 јама од отпирањето ферми  
 ниво. Фермиовата енергија и  
 протоните не зависат се јама  
 на неутроните затоа што  
 Кулоновите ефект е најчесто  
 привлекуваат меѓу протоните  
 и ја јама јама за  
 протоните.

# МОДЕЛ НА ЯДРОТО КАКО ФЕРМИ ГАС (2)

Јадро е ил сферичен волумен, одреден со масата од кој  $A$ :

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A \quad \text{а се одјас и протитне и неупроте } \rho$$

$$Z = \frac{(2M)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} V E_{Fp}^{3/2}, \quad N = \frac{(2M)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} V E_{Fn}^{3/2} \quad ; \quad M_p = M_n = M$$

Ако заместиме  $V$  и  $\hbar$  изразите  $E_{Fp}, E_{Fn}$  добваме:

$$E_{Fp} = \frac{1}{2M} \left( \frac{3\pi^2 \hbar^3}{V} Z \right)^{2/3} = \frac{\hbar^2}{2M} \left( \frac{3\pi^2}{\frac{4}{3} \pi R_0^3 A} Z \right)^{2/3} = \frac{\hbar^2}{2MR_0^2} \left( \frac{9\pi}{4} \frac{Z}{A} \right)^{2/3}$$

$$E_{Fn} = \frac{\hbar^2}{2MR_0^2} \left( \frac{9\pi}{4} \frac{N}{A} \right)^{2/3} \quad ; \quad \text{Вкупната енергија не зависи до} \\ \text{секој од таквите, изразот } \rho \text{ од } \\ \text{одјас не зависи и ферми енергија:}$$

$$E_Z = \frac{3}{5} Z E_F = \frac{3}{10} \frac{\hbar^2}{MR_0^2} Z \left( \frac{9\pi}{4} \frac{Z}{A} \right)^{2/3} = \frac{3}{10} \left( \frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{MR_0^2} A \left( \frac{Z}{A} \right)^{5/3}$$

$$E_N = \frac{3}{10} \left( \frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{MR_0^2} A \left( \frac{N}{A} \right)^{5/3}$$

Сега не интересира енергијата на јадро со земајќи во обзир симетријата на одјас не протитне и неупроте од ефектите  $Z = N = A/2$ . За влијанија нова променлива  $\xi$  симетрија:  $N = A/2 + \xi, Z = A/2 - \xi$ . Знае

$$\left( \frac{Z}{A} \right)^{5/3} + \left( \frac{N}{A} \right)^{5/3} = \left( \frac{1}{2} \right)^{5/3} \left[ \left( 1 - \frac{2\xi}{A} \right)^{5/3} + \left( 1 + \frac{2\xi}{A} \right)^{5/3} \right] = \left( \frac{1}{2} \right)^{5/3} \left[ 1 - \frac{5}{3} \frac{2\xi}{A} + \right. \\ \left. + \frac{5}{9} \left( \frac{2\xi}{A} \right)^2 + \dots + 1 + \frac{5}{3} \frac{2\xi}{A} + \frac{5}{9} \left( \frac{2\xi}{A} \right)^2 + \dots \right] = \left( \frac{1}{2} \right)^{5/3} \left( 1 + \frac{20}{9} \frac{\xi^2}{A^2} + \dots \right)$$

За вкупната енергија не симетрија од нуклеони со добва:

$$E_Z + E_N = \frac{3}{10} \left( \frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{MR_0^2} A \left( \frac{1}{2} \right)^{5/3} \left( 1 + \frac{20}{9} \frac{\xi^2}{A^2} \right) = \frac{3}{40} \left( \frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{MR_0^2} \left( A + \frac{20\xi^2}{9A} \right)$$

Оваа величина претставува енергетски ниво на нуклеони не нуклеони  $A \times \hbar$  а сега мора да се гледа во масата  $M(A \times \hbar)$ . Бидејќи  $(\xi = A/2 - Z)$  нивната вредност од  $(E_Z + E_N)$  мора да се зашине како:

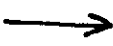
$$\frac{\left( \frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \hbar^2}{6 MR_0^2} \frac{(A/2 - Z)^2}{A} \quad \left( \text{енергетски ниво} \right) \\ M(A \times \hbar) c^2$$

Зр.1 За се одрже објектот со константна  $q_4$  од симетријата формула за масата. Нека:

$$q_4 = \frac{\left( \frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \hbar^2}{6 MR_0^2} \quad R_0 = 1,2 \text{ fm} \quad \text{Знае, објектот симетрија} \\ M c^2 = 939 \text{ MeV} \quad \text{може да се забележи}$$

$$q_4 = \frac{\left( \frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} (\hbar c)^2}{6 M c^2 R_0^2} = \frac{\left( \frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} (197 \text{ MeV} \cdot \text{fm})^2}{6 (939 \text{ MeV}) (1,2 \text{ fm})^2} = 44 \text{ MeV}$$

! Според параметризацијата од симетријата формула  $q_4 = 94,80 \text{ MeV} \Rightarrow$  квантитативно однесување, јужд може.



# МОДЕЛ НА ЯДРОТО КАКО ФЕРМИ ГАС (3)

Пр. 2

Ако протони ја интерпретираме како ферми гас и симетрично  $Z = N = A/2$  величин се добива иста вредност на енергијата јама и ист фермиови енергија, независно од  $A$  и од нивото на нуклеоните.

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2M R_0^2} \left( \frac{9\pi}{8} \right)^{2/3} = \frac{3}{4} a_4 = 33 \text{ MeV}.$$

Ако протони ја интерпретираме како ферми гас и симетрично  $Z = N = A/2$  величин се добива иста вредност на енергијата јама и ист фермиови енергија, независно од  $A$  и од нивото на нуклеоните.

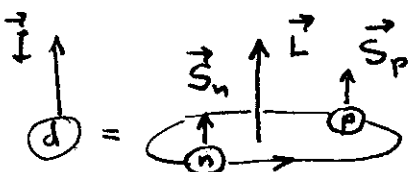
# ЗАЕМОДЕЈСТВО НУКЛЕОН - НУКЛЕОН (1)

Моделот на тесна контакт и фермијас моделот се користени и за опишување еластичните осолни и силе јадро.

Основни начини на изразување на најелементарниот систем од два нуклеони е преку расување на нуклеонот од прати како мена и опишување на карактеристичните на врзните состојба од два нуклеони; за  $A=2$  единствен нуклеон е дегенератив и ста во основна состојба (ката експлицитно рн симетрија нбј рр, нн).

енерија на врзување	$E_B(^2H) = 2,225 \text{ MeV}$
нуклеарен спин / парност	$iP = 1+$
моментен диполен момент	$\mu_d = 0,8574 \mu_N$
електричен квадруполен момент	$Q_d = 2,82 \cdot 10^{-3} e \cdot \text{barn}$
радиус на јадро	$R_d = 2,1 \text{ fm}$

Формирање:  $n + p \rightarrow d + \gamma$  (судур со два нуклеона)  
 Нуклеарниот спин и магнетниот момент се определени од нивните на атомската кинетичка енергија и од магнетниот резонанс.  
 Нуклеарниот спин  $\vec{I}$  е збир од орбиталниот атом момент  $\vec{L}$  на системот прати-неутрон и нивните спинови  $\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}_p + \vec{S}_n$



$$I^2 = \hbar^2 i(i+1)$$

$$I_z = \hbar m_i, \quad m_i = -i, \dots, +i$$

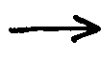
(вкупно  $(2i+1)$  квантувани ориентации на  $\vec{I}$ ; за деутерон  $i=1, 2i+1=3$ )

За образување јадро: 
$$\vec{I} = \sum_{k=1}^Z (\vec{L}_{p_k} + \vec{S}_{p_k}) + \sum_{k=1}^N (\vec{L}_{n_k} + \vec{S}_{n_k})$$

Овој израз е аналоген на изразот за вкупен атом момент  $\vec{J}$  во теоријата на спонтаните атоми. Нуклеарниот магнетен момент  $\vec{\mu}$  исто така е составен од збирот од сопствените глони на јадро. Означат резултат за магнетниот диполен момент се наведува од експериментални мерења, како очекуван вредност на  $\mu_z$  во состојба на максимално  $I_z$  каде што  $m_i = i$ .

$$\mu_d = 0,8574 \mu_N, \quad \mu_p + \mu_n = 0,8798 \mu_N \quad (\text{реша нито})$$

Се зема дека релативниот момент на деутеронот може да се одреди од претпоставка дека прати и неутронот се во орбитална состојба  $l=0$  со паралелни спинови со  $S=1$ . Состојбата  $l=0$  може да се очекува ако основната состојба на овој систем од две тесна е од врзание на централна сила. Комбинацијата на  $l=0$  и  $S=1$  е контрадикторна и со одредени вредности  $i=1$  за нуклеарниот спин. Ако спротивно две  $l, S$  се додони квадратички промени за да се постигне нито се издвојуваат на нуклеарниот спин нивниот состојбата  $1+$  на деутеронот може да се очекува или  $3S_1$  состојба на две нуклеони, во спор со статистичките набљудувања?  $\frac{3S_1}{2S_1+1} \mu_N$   
 Состојбата  $l=0$  се однесува на јадренушената магнетен парност.

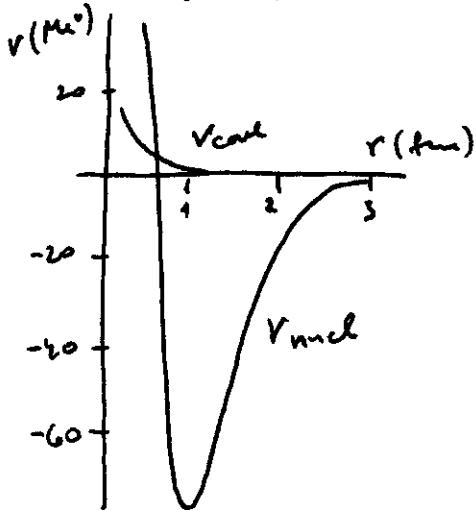




### ЗАЕМОДЕЈСТВО НУКЛЕОН - НУКЛЕОН (3)

Брановата ф-ја на деупротон е смесица од  $l=0, l=2$  состојби.  $\Rightarrow$  физичката состојба не се карактеризира со единствена брзина на  $l \Rightarrow l$  не е добар квантум број  $\Rightarrow$  основната заемодејство меѓу  $p$  и  $n$  не е централно ниту интегрално.

Присутноста на интегрална сила го детерминира процесот на г-б нуклеонска интеракција за независноста на  $\vec{r}$ . Знаејќи, заемодејството меѓу г-б нуклеон не само има сила од централно ниту  $u$  и  $v$  адитивно меѓу нив  $u$  и  $v$  of  $\vec{r}$ .



Од експериментите со  $(pp)$  и  $(np)$  распуштање е заклучено дека заемодејството меѓу нуклеоните при мала или релативно голема аголна моменти е различно. Овај израз е кратка-радиусна фенотом е присутен и во сферно симетрична состојба  $l=0$  и за  $l \neq 0$  е замаскиран со присутноста на аголната центрифугална потенцијална енергија.

[... Заемодејството меѓу г-б нуклеон е премногу слабее се додека функционираат...]

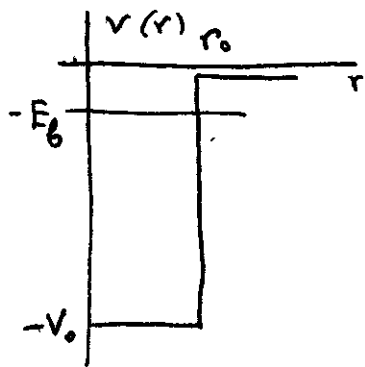
#### 3 фундаментални заемодејства

- гравитационо
- јако (силно)  $\gg$
- електромагнетно

меѓусебни интеракции:

- силно 1
- електромагнетно  $10^{-2}$
- слаба  $10^{-14}$
- гравитационо  $10^{-39}$

МОДЕЛ НА ДЕУТЕРОН



- 1) симетрична и нечужденна ефикасност и симетрична
- 2) ефикасност на енергетски ниво на гравитационна и брзина на вртење не јамаат дес симетрична брзина на вртење.

3)  $M_p = M_n = M \Rightarrow$  редуцирана маса  $\mu = M/2$   
 $\vec{r}_p = -\vec{r}_n = \vec{r}/2$

- 4) гравитационна е симетрична квантум 3S, со што е со симетрична енергија  $(-E_0)$  и  $l=0$

$\psi = R(r) Y_{00}(\theta, \varphi) \Rightarrow \frac{d^2}{dr^2} (rR) - \frac{M}{\hbar^2} [V(r) + E_0] (rR) = 0$

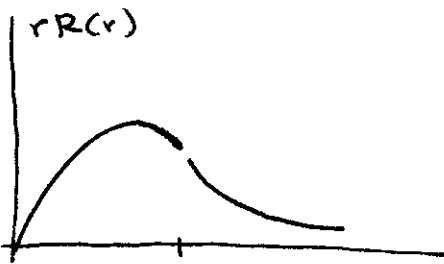
$$\begin{cases} \frac{d^2}{dr^2} (rR) + \frac{M}{\hbar^2} (V_0 - E_0) (rR) = 0, & r < r_0 \\ \frac{d^2}{dr^2} (rR) - \frac{M}{\hbar^2} E_0 (rR) = 0, & r > r_0 \end{cases}$$

Илиа забележани:  
 $k = \frac{\sqrt{ME_0}}{\hbar}, K = \frac{\sqrt{M(V_0 - E_0)}}{\hbar}$

$\begin{cases} (rR)'' + K^2 (rR) = 0, & r < r_0 \\ (rR)'' - k^2 (rR) = 0, & r > r_0 \end{cases} \Rightarrow rR(r) = \begin{cases} a \sin Kr, & r < r_0 \\ b e^{-kr}, & r > r_0 \end{cases}$

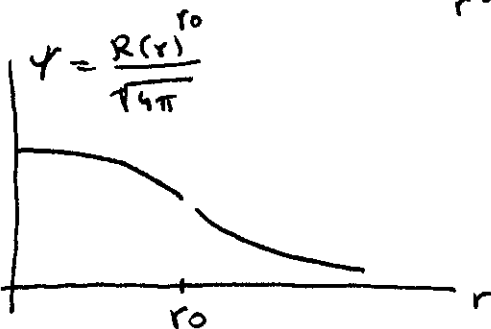
Решеније

- 1)  $\cos Kr$  не може да се применува затоа што за  $r=0$  решението гласи  $\cos 0 = 1$
- 2)  $e^{+kr}$  не може да се применува затоа што за  $r \rightarrow \infty$  решението гласи  $e^{+\infty}$



Збавно решението мора да биде да се наредуваат во нивото  $r=r_0$ :

- 1) континуитет во  $r_0$ :  $a \sin Kr_0 = b e^{-kr_0}$
- 2) забележани во  $(rR)'$ :  $K a \cos Kr_0 = -k b e^{-kr_0}$
- 3) нивото уредба: нормализирање на решението.

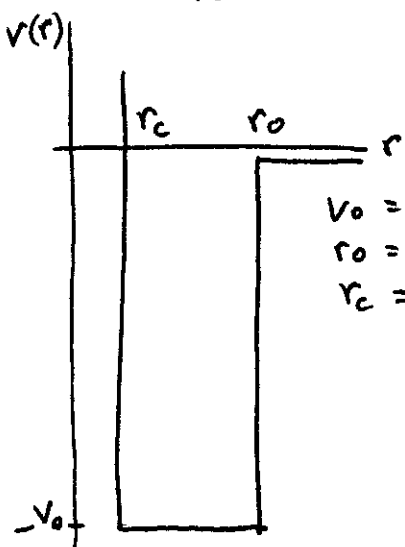


Од ове нив уредба се одредуваат нивото на енергија  $a, b, E_0$ . Иако се нивото енергија  $E_0$  се одредуваат со  $E_0$ ; со уредба на нивото  $r_0$ :  $K \cotg Kr_0 = -k \Rightarrow$

$\cotg \frac{\sqrt{M(V_0 - E_0)}}{\hbar} r_0 = -\sqrt{\frac{E_0}{V_0 - E_0}}$

Процентна нивото енергија со нивото на енергија  $r_0$  во нивото  $(r < r_0)$

- $V_0 = 70 \text{ MeV}$
- $r_0 = 1,7 \text{ fm}$
- $r_c = 0,4 \text{ fm}$



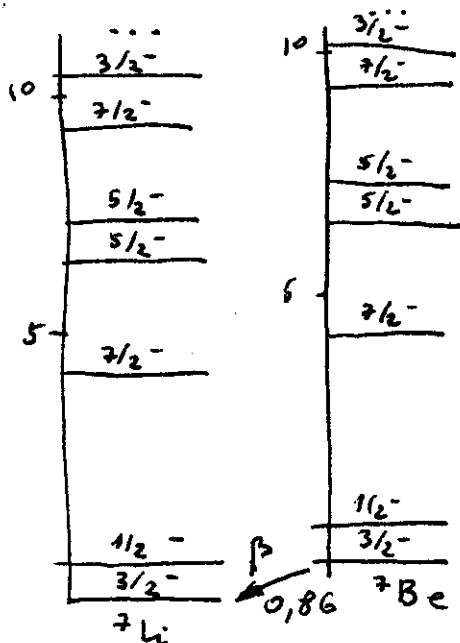


# НЕЗАВИСНОСТ ОД ПОЛНОТ И ИЗОСПИНСКА СИМЕТРИЈА

Еквивалентно е итноа две нуклеарни заедници е независно од итноа, pp, pn, ni. Ова својство е исто прилично на симетрија и исто исто за забавување во нуклеарна физика. Овај закон важи во случајот при кој електричните ефекти можат да се занемарат во споредба со силните нуклеарни сили. Може да разликува во масата меѓу p и n може да се смета како мерка за независноста од електричната симетрија.

W. Heisenberg, E.U. Condon, E.P. Wigner

Да разгледаме две атомски јадре, со заеднички  $Z \leftrightarrow N$ . Ваквата состојба ќе ја избереме да има итноа  $0^+$  во основната состојба на електричноста заедница можат да се занемарат.



Пример:  ${}^7_3\text{Li} \leftrightarrow {}^7_4\text{Be}$

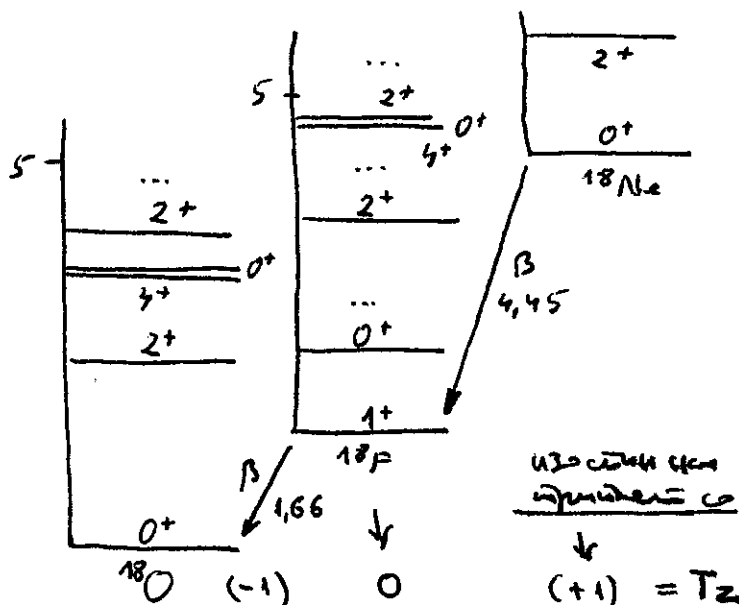
Паралелна структура од состојба со итноа симетрија и парноста и со разликата во енергиите нивоа на основата.

Ваквата атомска симетрија ја изразува соодветно со (pp) и (nn) симетрија; дојде до третиот (pn) во две јадре е исто.

Сите три симетрии се забележителни кај изобарни јадре со парно A.

A=3		A=4		
Z=1, N=2	Z=2, N=1	Z=1, N=3	Z=2, N=2	Z=3, N=1
$\begin{matrix} p \\ n \end{matrix} \begin{matrix} n \\ p \end{matrix}$	$\begin{matrix} n \\ p \end{matrix} \begin{matrix} p \\ n \end{matrix}$	$\begin{matrix} p \\ n \end{matrix} \begin{matrix} n \\ p \end{matrix}$	$\begin{matrix} p \\ n \end{matrix} \begin{matrix} p \\ n \end{matrix}$	$\begin{matrix} p \\ n \end{matrix} \begin{matrix} p \\ n \end{matrix}$
pp 0	pp 1	pp 0	pp 1	pp 3
pn 2	pn 2	pn 3	pn 4	pn 3
nn 1	nn 0	nn 3	nn 1	nn 0

Пример:  ${}^{18}_8\text{O}, {}^{18}_9\text{F}, {}^{18}_{10}\text{Ne}$ ; паралелна структура од нивоа во сите изобари, со итноа  $2^+$  и со сите енергии на возбуждените состојби (аналогна изобарна состојба); јасно манифестираат во независноста од итноа  ${}^{18}_9\text{F}$  има итноа  $4^+$  во основата.



Изобари  $T^2$ ,  $T^2 = t(t+1)$ ,  $t = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$   
 $T_2 = -t, -t+1, \dots, t-1, t$

$T_2 = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$  се неутрални и прати

Генератор,  $\left[ T_2 = \frac{Z-N}{2} \right]$  се  $\frac{A}{2} \times N$

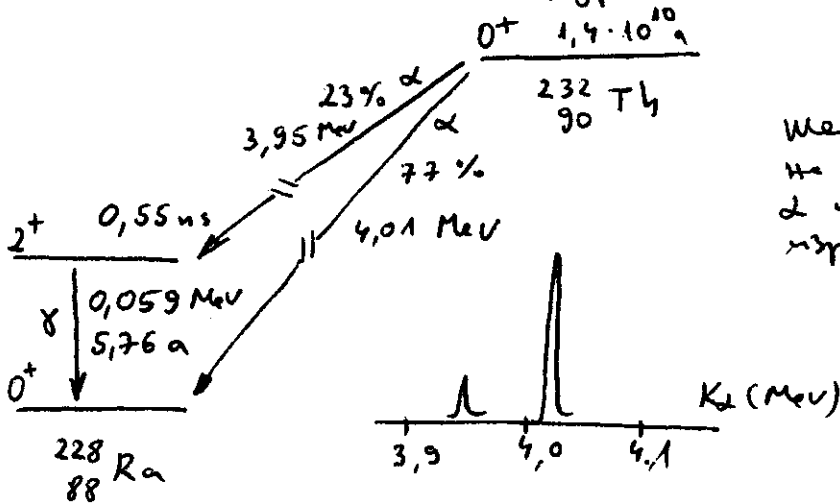
Ваква атомска симетрија исто исто исто како итноа  $t$  и  $t+1$  симетрија на симетрија од  $(2t+1)$  изобарна состојба



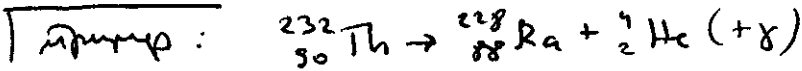
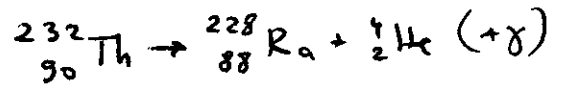


# АЛФА РАСПАД (3)

Будући α распадник е митотически, релативистички и енергија не е конзервирана само за јонизацију и енергетски губоа не јурају ⇒ α електроскопија.



Мера не распадлик и енергија не α распадник за  $^{232}\text{Th}$ . α не е енергетски упрости енергија испреки во MeV.



$$Q = (232,038054 - 228,031069 - 4,002603) (931,5 \text{ MeV}) = 4,082 \text{ MeV}$$

$$\frac{M_\alpha}{M_{\text{Ra}}} = \frac{4,002603 - 2(0,511/931,5)}{228,031069 - 88(0,511/931,5)} = 0,01755$$

! количник не изјакне маси; одземање е маса не електронит. Како и

$$K_\alpha = \frac{4,082 \text{ MeV}}{1,01755} = 4,012 \text{ MeV}$$

$$\gamma \approx \frac{M_\alpha}{M_{\text{Ra}}} \approx \frac{4}{228}$$

Q вредност е мала во споредба со високоста не Кулоновите сила во системат (Ra-He). За ја проектираме енергија од објектот енергија не распадлик ефекто не збура не глеа редука не јурају (Ra, He);

$$r = (228^{1/3} + 4^{1/3}) (1,2 \text{ fm}) = 9,2 \text{ fm}$$

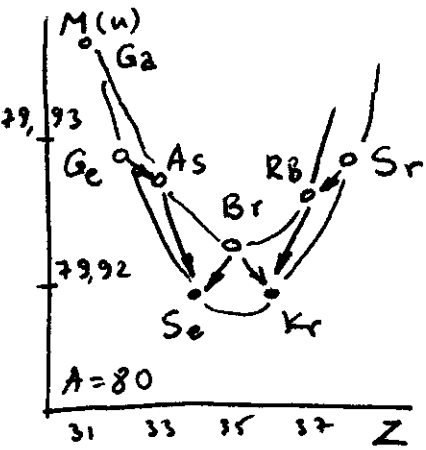
$$V(r) = \frac{Z_{\text{He}} Z_{\text{Ra}} e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(2) \cdot (88) \cdot (9 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2) (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C})^2}{(9,2 \cdot 10^{-15} \text{ m}) (1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J/MeV})} = 28 \text{ MeV}$$

Оба баруре (28 MeV) е седем пати повеќе од Q (4,082 MeV). Предекање е мала гедене на објектот ( $^{232}\text{Th}$ ) е губење.

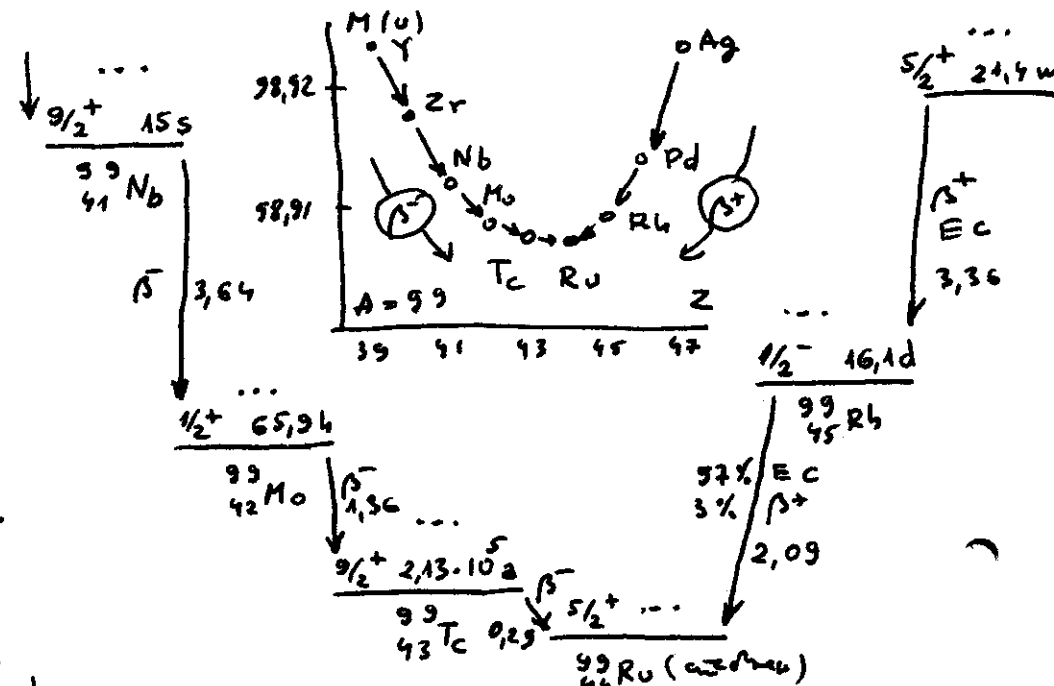
# БЕТА РАСПАД (1)

Два вида:  ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + \beta^-$  ,  ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \beta^+$  (изобутни тип)

Изобутните типове радиоактивност се характеризират като групни и не съществуват



$\beta^-$  распад, свързан и със  $\beta^+$  распад, свързан и със  $\beta^-$  распад и свързването на  $\beta^-$  распад с  $\beta^+$  распад



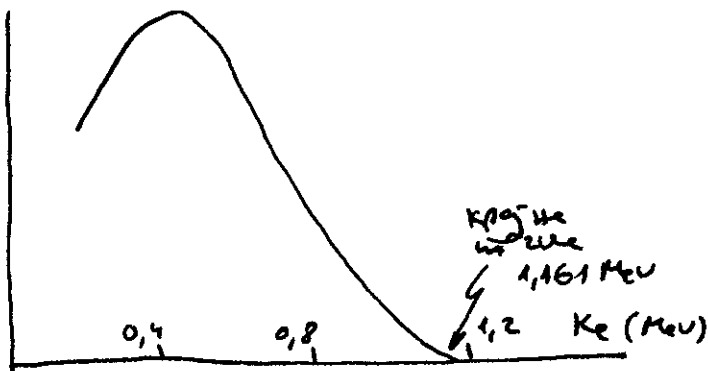
EC = електронна захват  
! ерне свързване за A неутрон.

?! Знам за забраните на отианат момент.

Емитрантите на електроните  $\beta^-$  распад е на  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон. Препрат  $X \rightarrow Y$  и  $\beta^-$  распад масата на  $X$  и  $Y$  са и  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон (ако  $A$  е неутрон) или  $1/2$  електрон (ако  $A$  е неутрон)  $\Rightarrow$   $\Rightarrow$ !  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон! Во  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон е  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон; но  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон е  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон и не  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон.

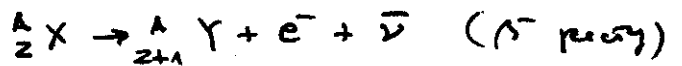
?! Знам за забраните на енергията.

Емитрантите  $\beta^-$  распад не са моноенергетични като  $\alpha$  и  $\gamma$  распадите. Енергията на  $\beta^-$  распад е  $1,161$  MeV.



Емитрантите на  $\beta^-$  распад на  ${}^{210}\text{Bi}$ : моноенергетични.

Неутроните  $\beta^-$  распад не са моноенергетични като  $\alpha$  и  $\gamma$  распадите. Енергията на  $\beta^-$  распад е  $1,161$  MeV.



Со  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон се  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон. По  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон,  $\nu$  и  $e^-$  се  $1/2$  електрон или  $1/2$  позитрон.



## БЕТА РАСПАД (2)

Од законите за запазување на излезот на енергија и импулс се заклучува дека неутроните пред да се распаѓаат на електронски неутрони и позитрони - фотони со спин  $1/2$ . Бидејќи електроните не можат да се движат во вакуум, системот  $\beta$  од две честички  $(e^- \bar{\nu})$  и  $(e^+ \nu)$  мора да се создаде при нуклеарната трансформација.

Експериментално доказ за постојанство на неутрино е даден во 1956 година од F. Reines и C.L. Cowan со помош на голем симултанеозен детектор поставен во близина на реактор со кој се регистрираат пројекти на антинутрино:



Конкретно за неутрино не претпоставуваме дека неговата маса може да биде поголема. Масата мора да се одреди експериментално. Познато е дека е мала маса, а не е маса на честичката.

За ја разгледаме кинематиката на  $\beta^-$  распаѓањето.

$$M_X c^2 = (M_Y c^2 + K_Y) + (m_e c^2 + K_e) + E_\nu \quad (E_\nu \text{ вклучува } m_\nu c^2)$$

$M_X, M_Y$  се маси на соодветните јадре во основното состојба.

Со додавање на  $Z$  електронски маси на секоја страна од равенката

$$(M_X + Z m_e) c^2 = [M_Y + (Z+1) m_e] c^2 + K_Y + K_e + E_\nu \quad \text{или}$$

$$M \left( \begin{smallmatrix} A \\ Z \end{smallmatrix} X \right) c^2 = M \left( \begin{smallmatrix} A \\ Z+1 \end{smallmatrix} Y \right) c^2 + K_Y + K_e + E_\nu \quad (\text{преку атомските маси})$$

$$Q = [M \left( \begin{smallmatrix} A \\ Z \end{smallmatrix} X \right) - M \left( \begin{smallmatrix} A \\ Z+1 \end{smallmatrix} Y \right)] c^2$$

(енергија на дезинтеграција)  
Ова е вкупната почетна енергија на пред да се создаде импулс на честички  $\gamma, e^-$  и  $\bar{\nu}$ .

$$Q = K_Y + K_e + E_\nu$$

За кинематиката на  $\beta^+$  распаѓањето ние може да имаме вакви прелиминарни изрази за преуредување атомско додованство на  $Z$  електронски маси:

$$(M_X + Z m_e) c^2 = [M_Y + (Z-1) m_e] c^2 + 2 m_e c^2 + K_Y + K_e + E_\nu$$

$$M \left( \begin{smallmatrix} A \\ Z \end{smallmatrix} X \right) c^2 = M \left( \begin{smallmatrix} A \\ Z-1 \end{smallmatrix} Y \right) c^2 + 2 m_e c^2 + K_Y + K_e + E_\nu$$

Старајќи  $Q$  вклучува за овие формули е дефинирана со:

$$Q = [M \left( \begin{smallmatrix} A \\ Z \end{smallmatrix} X \right) - M \left( \begin{smallmatrix} A \\ Z-1 \end{smallmatrix} Y \right) - 2 m_e] c^2$$

Вкупната енергија на пред да се создаде импулс на честички  $\gamma, e^-$  и  $\bar{\nu}$ .

$$Q = K_Y + K_e + E_\nu$$

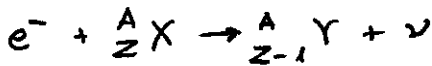
Максимално на  $K_e$  е еднакво на  $Q$  кога маса да се занемарува  $K_Y$  а  $E_\nu$  е мала. Овај збир електронската енергија е зголемена на енергијата на мирување на неутрино затоа што вклучувањето на распаѓање е фрлано импулсот на неутрино

$$p_\nu = \frac{\sqrt{E_\nu^2 - m_\nu^2 c^4}}{c}$$



# БЕТА РАСПАД (3)

Второто не  $\beta^+$  трансформация не протече е електронен захват.



Електроните се захватат от атомските орбитални състояния, най-често К електронен слой или за  $l=0$  състояние. Вероятността кой да се захте за протон е най-голяма.

$$M_X c^2 + m_e c^2 = M_Y c^2 + K_Y + E_\nu \quad ; \quad \text{яко захватването е енергията на електроните и не захватването ; с грешките } (Z-1)m_e c^2$$

$$(M_X + Zm_e) c^2 = [M_Y + (Z-1)m_e] c^2 + K_Y + E_\nu$$

$$M\left(\frac{A}{Z}X\right) c^2 = M\left(\frac{A}{Z-1}Y\right) c^2 + K_Y + E_\nu$$

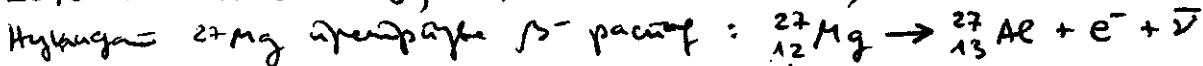
$$Q = [M\left(\frac{A}{Z}X\right) - M\left(\frac{A}{Z-1}Y\right)] c^2 = K_Y + E_\nu$$

Процесът на захватване е  $\beta^+$  распадът и е енергията на електроните си конвертираща май себе кой се захватва  $Q$  енергията се изпуска от ядро. Ако е захватване  $Q$  енергията се изпуска от ядро и не се захватва протон се трансформира само грешка  $E_C$ .

Ако  $Y$  е во електронна състояние, след распада е процесът е  $\gamma$ -излъчване :  $Y^* \rightarrow Y + \gamma$ .  $Q$  енергията ја отпусне вкупната енергията, вклучвајќи ја и енергията на  $\gamma$  зракот.

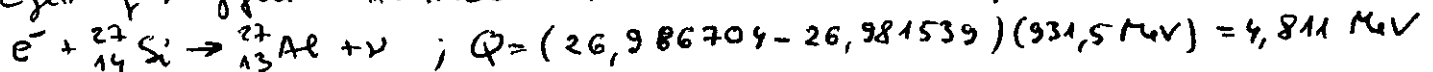
**Пример 1** Изодармите  $^{27}_{12}\text{Mg}$ ,  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{27}_{14}\text{Si}$  се избрани за  $\beta$  процес. Убавно во таблицата со атомски маси покажува дека  $^{27}_{13}\text{Al}$  е стабилна изодар.

26,984342 u за  $^{27}_{12}\text{Mg}$ , 26,981539 u за  $^{27}_{13}\text{Al}$ , 26,986704 u за  $^{27}_{14}\text{Si}$

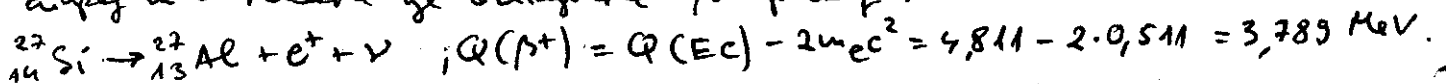


$$Q = (26,984342 - 26,981539)(931,5 \text{ MeV}) = 2,611 \text{ MeV}$$

Еден  $\beta$  процесот не несодобноста за  $^{27}_{14}\text{Si}$  е електронен захват (EC):

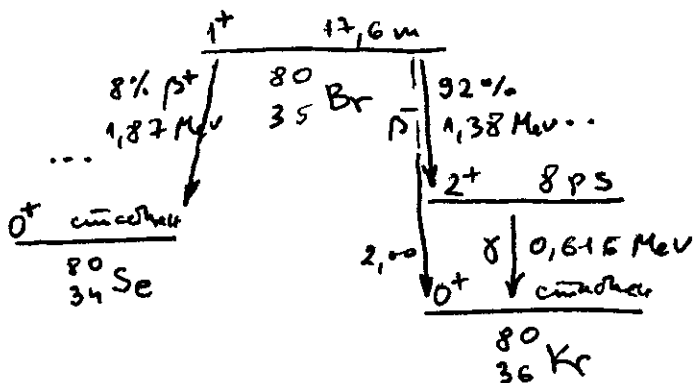


Обаа енергии е дадена во таблица на енергии на нуклидите и електроните и атомите на атомите на масите за означување  $\beta^+$  распад.



Сите две енергии соодветноста на разликата меѓу нивоите на основните состојби на јадрата.

**Пример 2**



$$Q(\beta^-) = [M(^{80}_{35}\text{Br}) - M(^{80}_{36}\text{Kr})] c^2 = (79,918528 - 79,916376)(931,5 \text{ MeV}) = 2,005 \text{ MeV}$$

$$Q(\text{EC}) = [M(^{80}_{35}\text{Br}) - M(^{80}_{34}\text{Se})] c^2 = (79,918528 - 79,916521)(931,5 \text{ MeV}) = 1,870 \text{ MeV}$$

$$Q(\beta^+) = Q(\text{EC}) - 2m_e c^2 = 1,870 - 2 \cdot (0,511) = 0,848 \text{ MeV}$$

Мена  $\beta$  распадите на  $^{80}\text{Br}$ .  $\beta^+$  распадот преминава преку процесот : емисија на позитрон и захватване на електронен захват.

Вредностите 2,00 и 1,87 се внесени во мемата на распадот.



# СЛАБО НУКЛЕАРНО ЗАЕМОДЕЈСТВО (2)

Затвурнетиот е одиј арени во кој парни лептони е симетри со одредени аголни моменти  $l=0$ . Во тој случај нема центри-танна бариера што ја надминува симетријата на создадениот лептонски.

Нуклеарниот  $\beta$  процес е "забрчен" селективен кај не е истовремен уреден  $l=0$  за лептоните. (во случај на максимална варијантноста); симетријата на симетрија се зголемува со зголемување на  $l$  на нуклеоните се арени за две јазго.

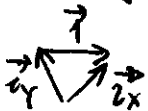
Емитирачкиот  $\beta$  процес се состои од две лептони со спин  $1/2$  кои заеднички моменти го се војдени во спинот ( $s=0$ ) или во триплетот ( $s=1$ ) состојба. Во случај  $s=0$ , тој закони се зголемува во векторна аголен моменти произлегува или нуклеарниот спин не може го се сплет при арени  $X \rightarrow Y$  дистрибуција за лептоните  $l=0$ . Заклучок:

$i_x = i_y$  или  $\Delta i = 0$  е истовремено Фермиово правило и избор.

Векторниот случај е  $s=1, l=0$  за одредени лептони. Од закони се забележуваат во векторна аголен моменти произлегува

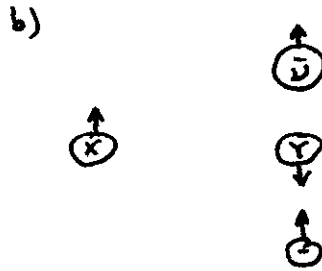
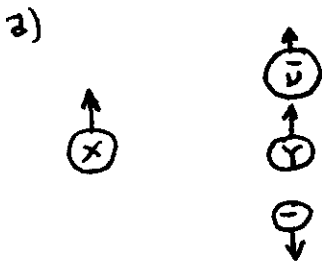
$\vec{i}_x = \vec{i}_y + \vec{1}$  односно ( $i_x = i_y$ ) или ( $i_x = i_y \pm 1$ ) но не ( $i_x = i_y = 0$ )

Овие забележувања произлегуваат од содржината на векторите  $\vec{i}_x, \vec{i}_y, \vec{1}$ . Заклучок:  $\Delta i = 0$  или  $\pm 1$  е векторно изборно правило (Gamow, Teller)



Заклучок: изборно правило за затворените  $\beta$  процеси и симетрија не  $\beta$  процесите во состојба  $l=0$

- a)  $s=0, \Delta i = 0$  Fermi
  - b)  $s=1, \Delta i = 0$  или  $\pm 1$  (но  $0 \not\rightarrow 0$ ) Gamow-Teller
- (и во двата случаја нема арени на симетрија).



анти-арени и симетрија на лептоните

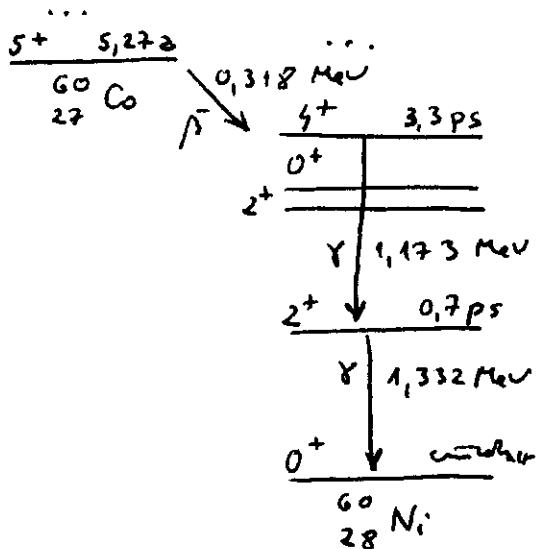
парнолик со вектор на лептоните  
 $i_x = i_y$  или  $i_x = i_y \pm 1$   
 ( $i_x = 0 \not\rightarrow i_y = 0$ )





# ГАМА РАСПАД (1)

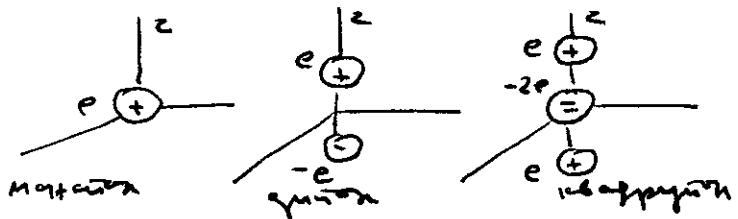
Прямолинейные гамма-лучи состоят из фотонов:  $\gamma$  деактивация  $E \sim \text{MeV}$   
 $A X^* \rightarrow A X + \gamma$  . Неразличимые резонансы с атомными деактивациями.



Экспериментальные различия в вероятности в резонансных условиях зависят от энергии и  $\gamma$  излучения и от (ZP) количества протонов и нейтронов и их соотношения в ядре.  
 $\Rightarrow$  используем проблемы за анализа.

Электрические дипольные фотоны являются основным механизмом при деактивации в атомах. При нарушении  $\gamma$  распада ядра не может быть и других выборов не зная о величине осцилляций и электрических дипольных моментах.

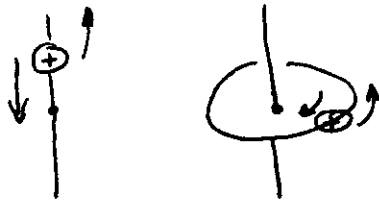
Последовательность  $\beta, \gamma$  излучения от кобальта-60.



Ядра имеют деформации, осцилляции... и высокие электрические моменты при деформации за счет фотонов.

! Произвольное распределение в атоме может быть связано с фотоном электрических дипольных фотонов.

Обычные мультипольные структуры можно классифицировать как  $2^k$ -полюса ( $k=1,2,3,\dots$ ) конфигураций (диполь, квадруполь, октет). Аналогично, осцилляции и мультипольные моменты. Если  $k=0$  фотоны имеют вид осцилляций и являются монопольными и сферически симметричными и не имеют трансверсальных компонент, каковы и нейтральные в направлении электрических дипольных фотонов.



Электрические и магнитные дипольные моменты при осцилляциях: классические примеры не выбора не фотоны.

Зрелищность электрических фотонов и связана с линейными осцилляциями и электрическими дипольными фотоны а зрелищность магнитных фотонов с осцилляциями ядрами и осцилляциями. Аналогично  $k=1$  квантовые осцилляции с осцилляциями вращательных электрических и магнитных дипольных моментов.

Мультипольный индекс  $k$  является одинаковым на одинаковых моментах (во единицах  $\hbar$ ) и может быть  $2^k$  или любой фотон в ядре не фотоны  $2^k$ -мультиполя.

Вероятности в радиативных ядерных распадах зависят от количества фотонов  $k$  и от скорости вращательных осцилляций  $E$  и соотношения в ядре:

электрический диполь	E1	$10^{-16} \div 10^{-14}$ s	} 1 MeV ↑ E ↓ 200 keV
магнитный диполь	M1	$10^{-17} \div 10^{-12}$ s	
электрический квадруполь	E2	$10^{-11} \div 10^{-8}$ s	
магнитный квадруполь	M2	$10^{-9} \div 10^{-6}$ s	
электрический октет	E3	$10^{-6} \div 10^{-2}$ s	
магнитный октет	M3	$10^{-4} \div 10$ s	
(E <sub>k</sub> , M <sub>k</sub> )			Z

! Электрические дипольные фотоны осциллируют с осцилляциями магнитных,  $\gamma$  или  $k$ .









## РЕЗОНАНСНО ЗРАЧЕЊЕ (2)

Услови  $\Gamma \gg \kappa$  е услови кај атомн н кај јазра е асимптот,  $\Gamma \ll \kappa$ . Резонансниот механизам кај јазра е асимптот кај емисија се доближува до дисперзио механизам енергија на емисионите фотони е приближно на Дираковата потестување кои симетрично врсноста ет се неопходни за асимптотизација.

Од асимптотичките р-кн за  $E_e, E_a$  израчунава зема:

$$E_a = E_e \frac{1 + \Delta E / 2Mc^2}{1 - \Delta E / 2Mc^2} \approx E_e \left(1 + \frac{\Delta E}{Mc^2}\right)$$

Дираковата потестување далајте го збегување на фреквенцијата при фреквенциите, со трансформациони фактор:

$$\sqrt{\frac{c+u}{c-u}}$$

( $u$ : брзина на емисија или асимптотизација)

Ваквите брски меѓу фреквенциите варајат

се приближува до соодветните брски меѓу енергиите:  $E_a = E_e \sqrt{\frac{c+u}{c-u}} = E_e \frac{c+u}{\sqrt{c^2-u^2}}$

Споредбата на фотон и зраок (во збег реф) за  $E_a$  покажува зема резонансниот услови на дигит мостриот ако емисијата се доближува до асимптотизација со брзина  $u = \Delta E / Mc$ . Врз речење на два збег кај јазра експериментално е надолу збегување резонансниот флуоресценција.

Пример:  $\Gamma \tau = \hbar = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} = 0,6582 \cdot 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}$

Кај атомн се очекује  $\tau \sim 10^{-8} \text{ s}$ ,  $\Gamma \sim 10^{-7} \text{ eV}$ . Визуелно слично соодветностува на енергија на атомн околу  $2 \text{ eV}$  збегува асимптотичко енергија на нуровите се најмалку  $10^9 \text{ eV}$ . Според зема:  $\kappa = \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2} = \frac{(2 \text{ eV})^2}{2(10^9 \text{ eV})} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$

резонансниот флуоресценција.

Кај јазра  $^{191}\text{Ir}$ ,  $\gamma$ -зраок е енергија  $129 \text{ keV}$  збегува со симетрично  $\tau_{1/2} = 0,13 \text{ ns}$ . Соодветно асимптотичко енергија е асимптотичко мала:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{0,658 \cdot 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}}{0,13 \cdot 10^{-9} \text{ s}} = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$$

Според зема распределбата на енергијата на емисионите - асимптотичко фотони е соодветно од зема распределба. Енергија на асимптотичко  $\tau$  зема зема зема распределба со релативно збегување брзината  $2 \cdot \kappa$ , каде што  $\kappa = \frac{(0,129 \text{ MeV})^2 (10^6 \text{ eV/MeV})}{2(191)(931,5 \text{ MeV})} = 4,68 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$  за сподобан јазра на иридиум-191.

Заменилата на енергијата на  $\gamma$  зраокот кај трансформационо енергија е мала збегува асимптотичко зема. Резонансниот флуоресценција може да се надолу збегува збегува Дираковата асимптотичко ако емисијата - асимптотичко се симетрично зема релативно брзина

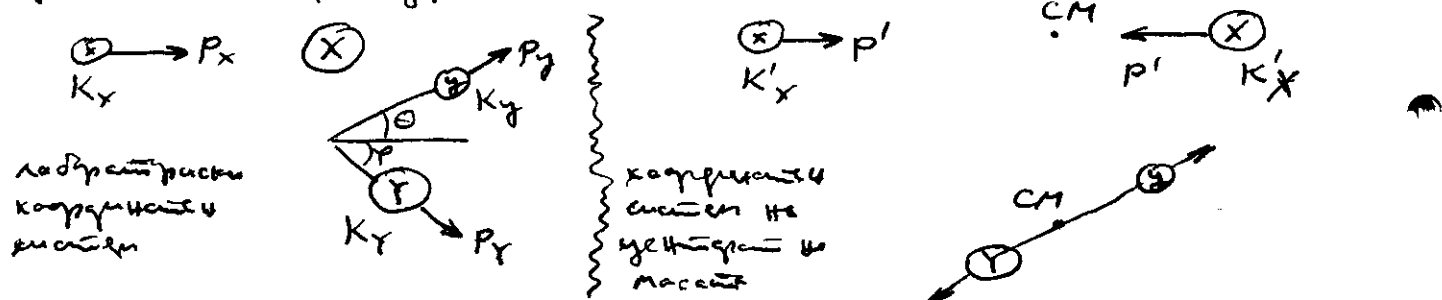
$$u = \frac{\Delta E}{Mc^2} \cdot c = \frac{0,129 \text{ MeV}}{(191)(931,5 \text{ MeV})} \cdot c = 7,25 \cdot 10^{-7} c = 218 \text{ m/s}$$

# УВОД ВО НУКЛЕАРНИ РЕАКЦИИ (1)

$X + X \rightarrow Y + y$  Ако  $X \neq Y$  нуклеарна реакција на две тела  
 $X(x, y)Y$  Ако  $X = Y$  се работи за нуклеарни расцепувања

Една нуклеарна реакција може да се опише со збирката на сите соодветни  
 $XX$  во нејзината кинетичка состојба, се додека се забележат сите релевантни  
 закони за забележување. Вкупната импулс и вкупната енергија на нуклеарниот систем  
 се конзервирани; енергетски и импулсни моменти се конзервирани. Сепак процес (освен специјално  
 извонредно) закони се забележуваат под сите услови. Секој процес (освен специјално)  
 има еднаква вкупна кинетичка енергија во почетокот и во крајот на состојба.  
 Ако  $\sum K_f > \sum K_i$ : егзоенергетски процес  
 $\sum K_f < \sum K_i$ : ендоенергетски процес

Законите за забележување на вкупната импулс и енергија применети врз  
 кинетичкиот процес и кинетичкиот процес на нуклеарниот систем резултираат со  
 забележувањето во реакцијата.



Од законите за забележување на вкупната релативистичка енергија

$$K_x + M_x c^2 + M_x c^2 = K_y + M_y c^2 + K_y + M_y c^2$$

$$Q = K_y + K_y - K_x = (M_x + M_x - M_y - M_y) c^2 ; \text{ енергетскиот ниво е основен во реакцијата.}$$

$$\begin{cases} P_x - P_y \cos \theta = P_y \cos \varphi \\ P_y \sin \theta = P_y \sin \varphi \end{cases}$$

$$K_x = \frac{P_x^2}{2M_x}, \quad K_y = \frac{P_y^2}{2M_y}, \quad K_y = \frac{P_y^2}{2M_y}$$

Под претпоставка дека кинетичката енергија се мала во споредба со енергијата на мирувањето користејќи нерелативистички изрази; со елиминација на сите кинетички аргументи

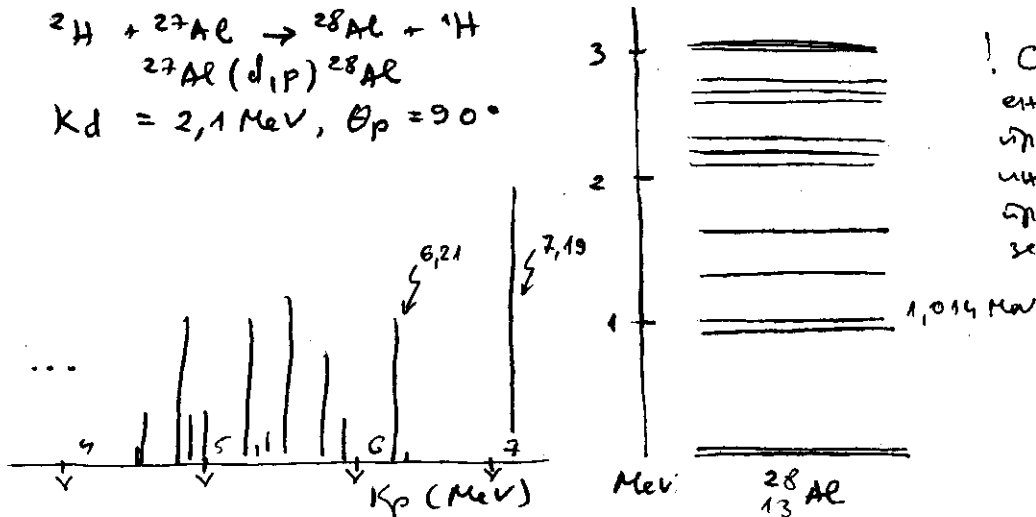
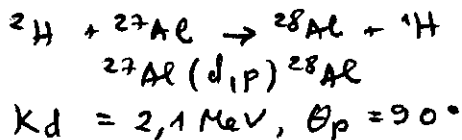
$$Q = K_y \left(1 + \frac{M_y}{M_y}\right) - K_x \left(1 - \frac{M_x}{M_y}\right) - 2 \frac{\sqrt{M_x M_y}}{M_y} \sqrt{K_x K_y} \cos \theta$$

Оваа р-не може да послужи за определување на структурата на енергетскиот ниво на јадра во нуклеарната спектроскопија. За резонантни атомски реакција:  $X(x, y)Y$ . Јадра  $Y$  може да биде и во основно и во возбуждено состојба. Секое ниво со ниво има дефинирана возбуждена состојба одредена дефинирана вредност  $M_y$ . Ние уредуваме сите или фиксна енергија  $K_x$ . Со симетријата ја дефинираме нивната состојба  $y$  или фиксна агол  $\theta$  на јадра одредени вредности за  $K_y$  за секоја модела состојба на  $Y$ .

Експериментално симетријата на дефинираната состојба на  $Y$  може да се дефинира со енергетските нивоа на  $Y$ . Пример:  ${}^3_1\text{H} + \frac{1}{2}X \rightarrow \frac{1}{2}X + {}^3_1\text{H}$ .



# УВОД ВО НУКЛЕАРНИ РЕАКЦИИ (2)



! Секундарна енергија од енергетската состојба на испуштиникот ( $K_p$ ) има максимална вредност кога испуштиникот се движат со брзина во секојдневјето на соодветна ниво.

Пример: На сликата е прикажан јан од енергетската состојба на испуштиникот што се создава во реакцијата  ${}^{27}\text{Al}(d,p){}^{28}\text{Al}$ . Во експериментот се употребуваат деутерони со енергија 2,1 MeV и испуштиникот се генерираат под агол од  $90^\circ$ .

$$K_x = K_d = 2,1 \text{ MeV}, K_y = K_p, \theta = 90^\circ$$

$$Q = [M({}^2\text{H}) + M({}^{27}\text{Al}) - M({}^1\text{H}) - M(Y)] c^2 = K_p \left(1 + \frac{M_p}{M_Y}\right) - K_d \left(1 - \frac{M_d}{M_Y}\right)$$

$$K_p = \frac{Q + K_d(1 - M_d/M_Y)}{1 + M_p/M_Y}$$

Ако  $Y$  е основната состојба на  ${}^{28}\text{Al}$ ,  
 $Q = (2,014102 + 26,981539 - 1,007825 - 27,981913) \cdot (931,5 \text{ MeV}) = 5,499 \text{ MeV} \Rightarrow$

$$K_p = \frac{5,5 + 2,1(1 - 2/28)}{1 + 1/28} \text{ MeV} = 7,19 \text{ MeV}$$

(Маса  $M_d, M_p, M_Y$  можат да се користат атомските масени бројеве  $A$  зашто масата на  $K_d$  е големо атомско)

Да ја разгледаме возбудената состојба на  $Y$  при 1,014 MeV. Оваа возбудена состојба се забележува, соодветно, патем брзиот се енергија на испуштиникот ( $M(Y)c^2$ ) и  $Q$  вредност е помала:  $Q = 5,499 - 1,014 = 4,485 \text{ MeV}$

Сепак тоа се забележува затоа што испуштиникот под агол  $90^\circ$  генерира енергија:  $K_p = \frac{4,485 + 2,1(1 - 2/28)}{1 + 1/28} = 6,21 \text{ MeV}$

! Оваа енергетска вредност на  $K_p$  се наоѓа во спектарот.



Реакции во CM:

Во CM вкупната импулс е нула а центарот на масата мирува. И настанува симетрично преобразување на импулси и кинетичката енергија меѓу емитираните и групата координатни системи и преку преобразувачките равенства за содржане на орбитите:

$$\left( \begin{array}{c} \text{Орбитата на } x \\ \text{во лабораторија} \end{array} \right) = \left( \begin{array}{c} \text{Орбитата на } x \\ \text{во CM} \end{array} \right) + \left( \begin{array}{c} \text{Орбитата на CM} \\ \text{во лабораторија} \end{array} \right)$$

Материјал X мирува во лев.; центарот на масата не масата мирува се движи низ лабораторијата со орбита  $(p'/M_X)$ .

$$\frac{p_x}{M_x} = \frac{p'}{M_x} + \frac{p'}{M_x} = p' \frac{M_x + M_x}{M_x M_x} \Rightarrow p_x = p' \frac{M_x + M_x}{M_x}$$

Кинетичката енергија се содржува во CM симетрично иста вкупна кинетичка енергија

$$K' = K'_x + K'_X = \frac{p'^2}{2M_x} + \frac{p'^2}{2M_x} = \frac{p'^2}{2M_x} \frac{M_x + M_x}{M_x} \quad ; \quad \text{за кинетичката енергија}$$

$$K_x = \frac{p_x^2}{2M_x} = \frac{p'^2}{2M_x} \left( \frac{M_x + M_x}{M_x} \right)^2 = K' \frac{M_x + M_x}{M_x}$$

не сфаќаат,  $K_x$  во лабораторискиот систем:

$K_x$  е поголема од  $K' = K'_x + K'_X$  (дел од енергијата на системот е постигнато зафатеност со движењето на центарот на масата)

Ендоенергетската реакција има негативна  $Q$  вредност, доколку се провери дека  $M_Y + M_Y > M_x + M_x$ . Притоа за да се создаде и да мируваат во координатниот систем CM. Ваквата финална конфигурација доколку  $K'$  не ја добие минималната вредност  $K'_{th}$  одредена од:

$$K'_{th} + (M_x + M_x)c^2 = (M_Y + M_Y)c^2 + 0$$

Енергијата на системот во координатниот систем CM е додека групата со високата маса:

$$K'_{th} = -Q \quad (Q < 0)$$

Соодветната енергија на системот, изразена во лабораторискиот координатен систем е:

$$K_{th} = K'_{th} \frac{M_x + M_x}{M_x} = -Q \frac{M_x + M_x}{M_x}$$

$(K_{th} > K'_{th})$ ! Ова неравенство уште еднаш не потврдува дека дел од енергијата на системот не е постигнато за претворање во енергија на мирување.

! Кинетичката енергија на резултатите што се содржани може да се претвори во маса, во финалната состојба, само ако вредностите се изразени во координатниот систем на CM.

# НУКЛЕАРНИТЕ РЕАКЦИИ И НУКЛЕАРНАТА СТРУКТУРА (1)

Судират на нуклеяните резултат е снагата,  $x$  е јадрото - нуклеон  $X$ , судира некоја конкретна комбинација ( $\gamma y$ ). Има е судирање настан, В-функцията за реакцијата се изразува преку напрежениот пресек на реакцијата. Оваа величина е експериментално мерлива и теоретски се определува врз основа на нуклеарната модела на јадрото.

Настањето во нуклејарна реакција ( $x + X \rightarrow Y + y$ ) во принцип се опишуваат со квантно-механичката анализа  $\chi(\gamma y, xX)$ . Коэффициентот  $f$  на  $\chi$  е максимално  $|f|^2$  ја определува веројатноста за реакцијата.  $\chi$  зависи од енергијата на нуклеоните во снагата и од аголот  $\theta$  на генерираниот нуклеон  $y$ . Аналогно на Рајтерфурговото расување:

$$d\sigma = \frac{\# y \text{ нуклеони генерирани во } d\Omega / \text{време}}{\# x \text{ нуклеони што удараат во } X / \text{плостина} \cdot \text{време}}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma y, xX) = |\chi(\gamma y, xX)|^2 \quad ; \text{ диференцијален напрежен пресек за реакцијата.}$$

$$\sigma_T \equiv \sigma(\gamma y, xX) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma y, xX) d\Omega \quad ; \text{ вкупен напрежен пресек за реакцијата.}$$

Во обичајната интерпретација на напрежениот пресек за расување се определуваат  $\sigma_{el}$  за реакцијата. Има е ефективна плоштина на нуклеоните што се изразуваат во функција на нуклеоните  $x$  за конкретна реакција што води до конкретна комбинација  $\gamma y$ . За еластично расување:

$$x = y, X = Y \quad \sigma_{el} \equiv \sigma(xX, xX) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(xX, xX) d\Omega$$

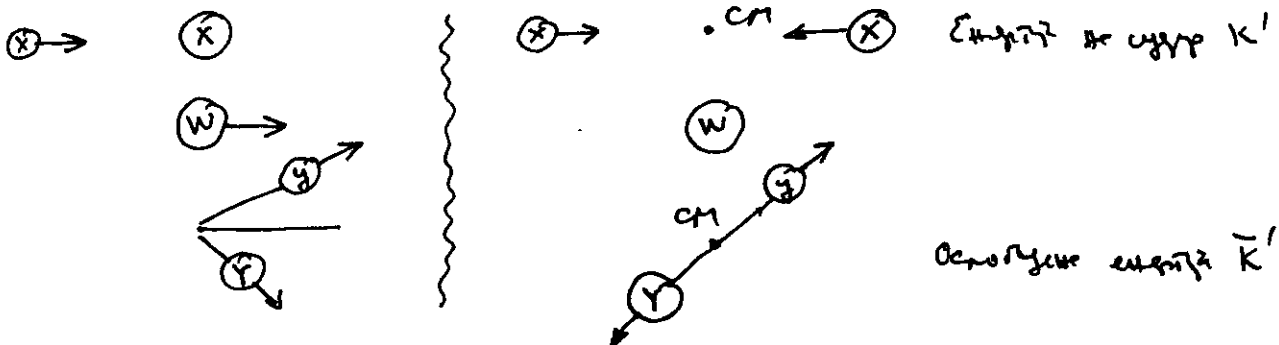
Методите на квантната механика се определуваат процесите што не интересираат преку призмичката анализа. Во принцип  $\chi(\gamma y, xX)$  се определуваат со решавање на равенката на Шредингерово и изразување на брановите функции за нуклеоните и за конкретните комбинации. Практично се користат приближните модели.

Попозната е идејата на нуклеарниот систем во реакцијата може да се даде преку моделот за сложено јадро (compound model), предложено од Бор во 1936. Негов основен постулат е привремената комбинација од нуклеони: сложено јадро. Се претпоставува дека објектот се формира при судирање на  $x$  и  $X$  и дека потоа се распаѓа во финален систем што се состои од  $y$  и  $Y$ .



Објектот може да биде претставен:

- 1) вкупната енергија на системот што се судира одде се распределува низ нуклеарната структура на сложениот јадро
- 2) сложениот јадро што резултатно оди нивото за  $x$  да може да навлезе (де што време) во состојба на нуклеарна рамнотежа
- 3) распаѓањето на сложениот јадро е претставено независно од околината на формирањето.



# НУКЛЕАРНИТЕ РЕАКЦИИ И НУКЛЕАРНАТА СТРУКТУРА (2)

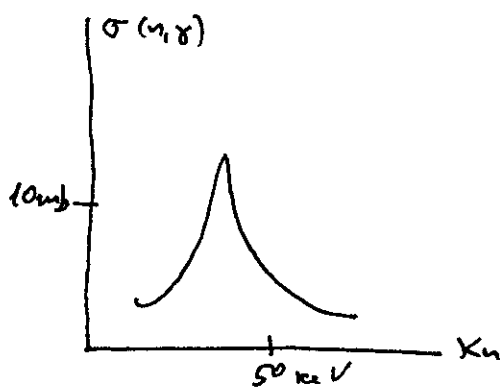
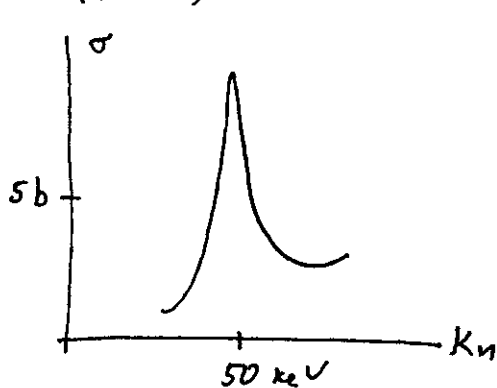
Во мажната на ниво на јадро за нуклеарните реакции се претставуваат  
дека јадрените нуклеони мигрираат низ сложената, сложна дрвница и  
мејсала содржи јадро кои се ја прераспределуваат енергијата преку  
краткоделниот потенцијал. Сложноста иста не еден од нивните  
можни финални состојби не растеаат се одвива без меморија се претставува  
состојба, формирањето иста. и е резултат на сложената дрвница на  
енергијата меѓу нуклеоните.

Најголемиот доказ за дрвничната состојба на сложеното јадро е  
појавата на резонанси. Нивната големина во дадена реакција ја забележуваме  
како јадро дефинирање зголемување на најголемиот пресек или одреден  
вредност на енергијата. Резонансната нуклеарна состојба претставува  
состојба на нуклеони нивна конфигурација е всодечно постои за распределбата  
на еден дефинирање количество на енергија. Резонансната јадро интеракциите  
како независна состојба и ја дрвничување нуклеарни еста и енергија.

Привремената дрвница на состојбата зголемување одреден време на  
живот  $\tau$  и широчина  $\Gamma$  за кои важи релацијата на неопределеност

$$\Gamma \tau = \hbar$$

Времето на живот  $\tau$  мора да биде поголемо од Е1 распад ( $10^{-16}$  s) но  
мора да биде помало од времето на интеракција на јадрото ( $10^{-22}$  s).



Вкупно најголеми пресек  
и апсорпционен најголеми  
пресек за  $(n + \gamma)^{27}Al$ .  
При овие енергии  
дрвнична еластичност  
распаѓање. Сложноста  
јадро  $[^{27}Al]$  остана  
като застапник се  
најголеми резонансната состојба  
или нивна дрвница на  
енергијата на нивната и

$n$  распадот -  $n$  задржаност;  $^{27}Al(n, n)^{27}Al$  и  $^{27}Al(n, \gamma)^{28}Al$ .

Формулата за нуклеарните реакции ја развие Wigner и G. Breit. Особено  
важно е нивната формула за најголемиот пресек во дрвничната на резонансната состојба.  
Постојат енергија на сложената и конечната основна енергија се  $K'$  и  $K''$  во с.м.  
При резонансната состојба се одвиваат со енергијата  $\Delta E$ , експонентната енергија на  
резонансната дрвница застапувањето на енергијата:

$$K' + M_x c^2 + M_x c^2 = M_w c^2 + \Delta E = K'' + M_y c^2 + M_y c^2$$

$M_w c^2$ : енергија на мигрирање на сложеното јадро во нивната основна состојба.

Дефинираме нова енергија:

$$W = K' + (M_x + M_x - M_w) c^2 = K'' + (M_y + M_y - M_w) c^2$$

Иста е енергија на  $\Delta E$ , или условно на резонансната состојба на ниво на дрвнична како  
променлива и за условите околу резонансната.

Истакнувањето на резонансната дрвница застапувањето во дрвничата ја одразува дрвничната  
дрвнична дрвница ( $\lambda = h/p'$ ). Оваа дрвнична дрвница се менува со  $K'$  или  
става што зависи од  $W$ . Нека запишеме

$$\sigma_0(W) = \pi \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2$$

Одговарајќи фактор го дава вкупен  $\sigma$ . И нивната,



# НУКЛЕАРНИТЕ РЕАКЦИИ И НУКЛЕАРНАТА СТРУКТУРА (3)

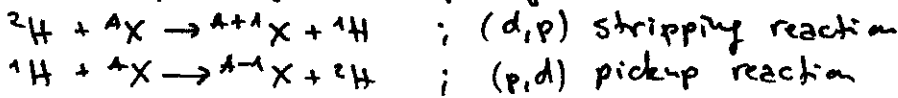
Брајн-Витнер-овиот испреки процес за реакцијата е даден со формулата

$$\sigma_T = \sigma(\gamma_y, xX) = \sigma_0(W) \frac{\Gamma_y \Gamma_x}{(W - \Delta E)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

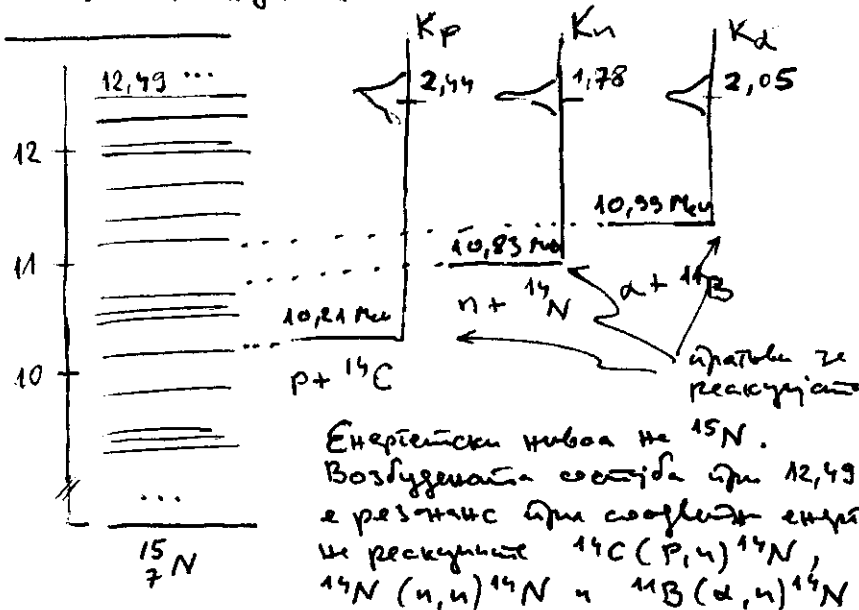
Витнер фактор (освен  $\sigma_0$ ) достигнува максимум за  $W = \Delta E$ . При максимален сусрет  $\sigma_T = \sigma(Xx, xX)$  и  $\Gamma_y = \Gamma_x$ .  $\Gamma$  е широчината на резонанс,  $\Gamma_x, \Gamma_y$  се дејствителните широчини за двете состојби  $(Xx)$  и  $(\gamma_y)$ . Збирот на сите такви параметри од сите можни канали состојби е ефектот на вкупната широчина  $\Gamma$ . Според ова координатите  $\Gamma_x/\Gamma$ ,  $\Gamma_y/\Gamma$  ја изразуваат веројатноста за распад на резонансот преку каналите  $(xX)$  и  $(\gamma Y)$

Витнер ја презема идејата на реактивната нуклеарна мена и ја дава директноста која сепак кај сусрет се одвива како директна реакција. Особено важно е за енергиите што се порано од резонансите и енергиите на сусрет не може илкуп ефективно да биде прераспределена низ целиот систем. Влезната проекција  $x$  брзо заедностава во една или однесот од јадрото-мета и ја одвива испрекиот резултат  $y$ .

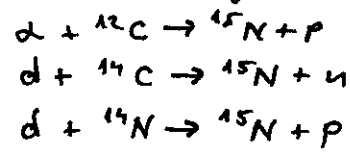
Примери на директни реакции:



Ваквите процеси можат да се анализираат како директни реакции и со тоа да се прикаже одредената модела на некои други енергии за јадро како структура на независни нуклеони.



Од други страни резултатот е трансфер на нуклеони со спектрометрирска детекција на протони и неутрони илкуп:



# НУКЛЕАРНИТЕ РЕАКЦИИ И НУКЛЕАРНАТА СТРУКТУРА (4)

**Пример 1:** Резонансните при сурин ( $n + {}^{27}\text{Al}$ ) се наблюдават за енергия  $K_n = 35 \text{ keV}$ , со што се одредува една екситрана ниво на познатото јадро  $[{}^{28}\text{Al}]$ .  
Во CM координатни систем, каде што  $X = {}^{27}\text{Al}$ ,  $W = {}^{28}\text{Al}$  имаме

$$K' = K_n \frac{M_X}{M_X + M_n} = \frac{27}{28} (0,035 \text{ MeV}) = 0,034 \text{ MeV}$$

Бидејќи  $K' + M_n c^2 + M_X c^2 = M_W c^2 + \Delta E$ , за енергијата на екситација  $\Delta E$  во резонансната состојба на  ${}^{28}\text{Al}$  имаме:

$$\begin{aligned} \Delta E &= (M_n + M_X - M_W) c^2 + K' \\ &= (1,008665 + 26,981539 - 27,981913) (931,5 \text{ MeV}) + 0,034 \text{ MeV} \\ &= 7,723 \text{ MeV} + 0,034 \text{ MeV} = 7,757 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Прагът за ова реакција е  $(M_n + M_X - M_W) c^2 = 7,723 \text{ MeV}$  а резонанс при  $35 \text{ keV}$  е само малку над ова ниво.

**Пример 2:** За  $K_n = 1,779 \text{ MeV}$  имаме извесно пресметано реакцијата  ${}^{14}\text{N}(n, n){}^{14}\text{N}$ . Енергијата на сурин (во CM координатни систем), за  $X = {}^{14}\text{N}$  е:

$$K' = K_n \frac{M_X}{M_X + M_n} = \frac{14}{15} (1,779 \text{ MeV}) = 1,660 \text{ MeV} \quad ; \text{ Ако земеме } [W] = {}^{15}\text{N}$$

$$\begin{aligned} \Delta E &= (M_n + M_X - M_W) c^2 + K' \\ &= (1,008665 + 14,003074 - 15,000109) (931,58 \text{ MeV}) + 1,66 \text{ MeV} \\ &= \underline{10,83 \text{ MeV}} + 1,66 \text{ MeV} = 12,49 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Прагът за реакцијата ( $n + {}^{14}\text{N}$ ) е  $\underline{10,83 \text{ MeV}}$  и е основна состојба на  ${}^{15}\text{N}$ . Истата резонанс се забележува и во реакцијата  ${}^{11}\text{B}(\alpha, n){}^{14}\text{N}$  и во  ${}^{14}\text{C}(p, n){}^{14}\text{N}$

Енергиите на резонанс во состојба, во лабораториски систем за две зби сурин се добиваат со одредите процедури; илџа се најлесно енергиите на сурин во CM, споредно, за  $X = {}^{11}\text{B}$  и за  $X = {}^{14}\text{C}$ :

$$\begin{aligned} K' &= \Delta E - (M_\alpha + M_X - M_W) c^2 \\ &= 12,49 \text{ MeV} - (4,002603 + 11,009305 - 15,000109) (931,5 \text{ MeV}) \\ &= 12,49 \text{ MeV} - \underline{10,99 \text{ MeV}} = 1,50 \text{ MeV} \quad (\text{за } X = {}^{11}\text{B}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K' &= \Delta E - (M_p + M_X - M_W) c^2 \\ &= 12,49 \text{ MeV} - (1,007825 + 14,003242 - 15,000109) (931,5 \text{ MeV}) \\ &= 12,49 \text{ MeV} - \underline{10,21 \text{ MeV}} = 2,28 \text{ MeV} \quad (\text{за } X = {}^{14}\text{C}) \end{aligned}$$

Прагът за  $(\alpha + {}^{11}\text{B})$  и за  $(p + {}^{14}\text{C})$  се, споредно:  $10,99 \text{ MeV}$  и  $10,21 \text{ MeV}$ .

Енергиите на резонанс во состојба, при резонанс, за главна зби сурин се:

$$K_\alpha = \frac{M_X + M_\alpha}{M_X} K' = \frac{15}{11} (1,50 \text{ MeV}) = 2,05 \text{ MeV}$$

$$K_p = \frac{M_X + M_p}{M_X} K' = \frac{15}{14} (2,28 \text{ MeV}) = 2,44 \text{ MeV}$$

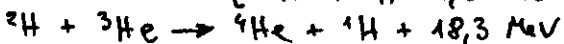
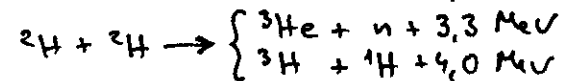
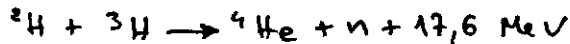
Резонанс се забележува при две енергии, преку во лабораториски систем.

# ФУЗИЈА И ТЕРМОНУКЛЕАРНА ЕНЕРГИЈА

Нуклеарната фузија се случува кога лесни јадра ќе се спојат и доведуваат до формирање потежок, стабилно јадро. Иако практично ниту едни ниту термички важиат за објаснување на астрофизички процеси.

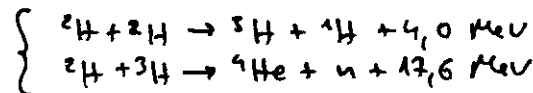
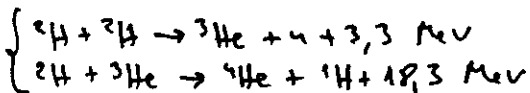
Идеализиран пример на реакција на фузија е можност за спојување на два протони - два неутрони. Секој нуклеон во јадрото  ${}^1\text{H}$  има кинетичка енергија во вреќување на максимална кинетичка енергија околу  $4 \times 7 = 28 \text{ MeV}$  во финалниот систем ( $\alpha + \gamma$ ).

Поредички реакции на фузија се обично именувани според нив. Добар пример е реакцијата меѓу деутериум и протон:  $(d + p \rightarrow \alpha + n)$  во која се ослободуваат  $17,6 \text{ MeV}$ .



протон-протонски циклус

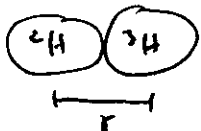
Обе реакции можат да функционираат во една катализирана реакција во која јадрото  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  служат како катализатори за основниот процес на фузија на протон-деутериум.  $3d \rightarrow \alpha + n + p + 21,6 \text{ MeV}$



Практичноста на катализација на две катализирани процеси е една од главните причини за астрофизичкиот катализаторски процес во ѕвездите на катализирана фузија.

Пример 1. Q вредноста во реакцијата  ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n$  изнесува  $Q = 17,59 \text{ MeV}$ .

Класичката механика може да се применува (сопрефронт  $R = R_0 A^{1/3}$ ) за пресметување на растојанието меѓу двата јадра во јадрото  ${}^2\text{H}$  и  ${}^3\text{H}$  кои се во контакт:  $r = (1,2 \text{ fm}) (2^{1/3} + 3^{1/3}) = 3,2 \text{ fm}$



$$V(r) = Z_2 Z_3 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = 1 \cdot 1 \cdot \frac{1,44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{3,2 \text{ fm}} = 0,45 \text{ MeV}$$

$$\text{Будејќи } Q = K_\alpha + K_n = K_p \left( 1 + \frac{M_n}{M_\alpha} \right) \Rightarrow K_n = \frac{17,6 \text{ MeV}}{1 + 1/4} = 14,1 \text{ MeV} \quad K_\alpha = 3,5 \text{ MeV}$$

Земете енергијата на овие неутрони може да се применува во процесот на синтеза се забрзуваат сфера од литиум:  $n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$

# НЕУТРОНСКА РАДИОАКТИВНОСТ

Испробавање на неутрони од некакав тип е одлика за процес на испробување на нуклеонски радиоактивности. Такво е случајот со многу врски емисија на  $n$  ( $\tau < 10^{-14} s$ ) од поменати (compound) тип кај некои нуклеарни реакции. Зборам "радиоактивност" се зборува за типе што се одржуваат време "стабилни" ( $\tau \geq 10^{-12} s$ ). Кај овие типе или неутроните наидуваат на центрифугални бариери или збогатост бариери минаваат во  $\beta$  распад. Првото е случајот кај  $\beta$  распадот.

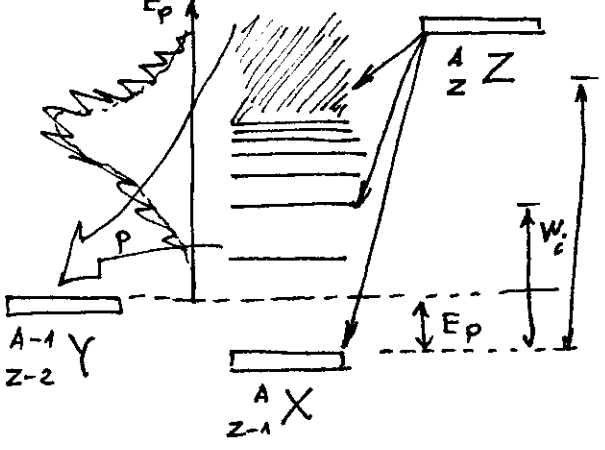
Ако два  $\beta$  распада, класично тип се формираат во вистински состави енергија на вистинскиот  $W$  и патека на енергија на одржување на два неутрони  $E_{n1}$  ( $W > E_{n1}$ ) како овие  $\beta$  распадот и јадрото-реакција и јадрото-реакција испушта неутрон со нивна енергија на испуштање  $T_{1/2}(n) = T_{1/2}(\beta)$  и со кинетичка енергија  $K_{n1} = W - E_{n1}$  (т.н.  $\beta$ -задржан неутрон). Ако  $W > E_{n2}$  како може да се забележи емисија на два неутрони истовремено,  $\sum K_{n1} = T_{1/2}(n) = T_{1/2}(\beta)$ ,  $\sum K_{n2} = W - E_{n2}$  ( $K_{n1} + K_{n2} = W - E_{n2}$ )

Задржаност дво неутронска радиоактивност е откриена експериментално во 1975 година во CERN, во процес:  ${}_{3}^{11}\text{Li} \xrightarrow{\beta^-} {}_{4}^{11}\text{Be} \rightarrow {}_{4}^{9}\text{Be} + 2n$  ( $T_{1/2} = 8,5 \text{ ns}$ )

Основната менаџерија на експериментално откриење на два дво неутронска процес е во тоа што услов  $W > E_{n2}$  е исполнет истовремено со услов  $\sum$  задржаност едно неутронска радиоактивност,  $W > E_{n1}$  и на тој начин се воведуваат дво неутронски процес се забележуваат или други едно неутронски процес.

Во 1980 година менаџерија на CERN сепак се наоѓаат дво неутронски процес  ${}_{3}^{11}\text{Li} \xrightarrow{\beta^-} {}_{4}^{11}\text{Be} \rightarrow 3n + 2\alpha$

## ПРОТОНСКА РАДИОАКТИВНОСТ

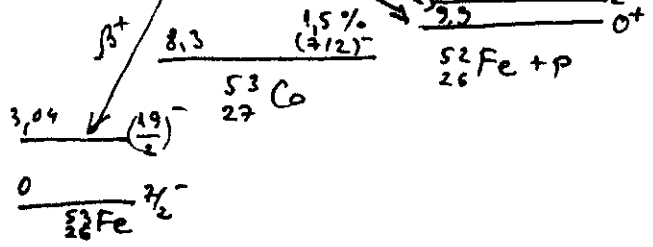


Радиоактивност на задржаност протон може  $\beta^+$  радиоактивно тип  ${}_{Z}^{A}X \rightarrow {}_{Z-1}^{A}Y + p$  е јадрото-реакција со енергија на испуштање  $W_p$  и испуштање енергија на испуштање  $E_p$  во нив тип.

Пример: јадрото  ${}_{8}^{13}\text{O}$  испушта протон и задржаност протон со кинетичка енергија од 1,44 до 70 MeV ( $T_{1/2} = 0,005 s$ ) а јадрото  ${}_{10}^{13}\text{Ne}$  збогатост протон.

Кај патентирани тип ( $Z > 30$ ) присутност на нивоа на јадрото-реакција  ${}_{Z-1}^{A}X$  и случајот  $\beta^+$  - енергетичката енергија на задржаност протон неможе да се разликува.

Кај некакав тип е забележана - дво неутронска радиоактивност и задржаност протон. Врската во нуклеарна радиоактивност антиквалитет од јадрото-реакција  ${}_{26}^{54}\text{Fe} (p, 2n) {}_{27}^{53}\text{Co}^*$  со енергија (11,49 MeV) а јадрото  ${}_{27}^{53}\text{Co}^*$  со енергија (11,49 - 9,50) = 1,99 MeV.



# КЛАСТЕРНА РАДИОАКТИВНОСТ

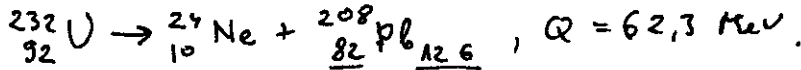
1984 ~~H. Rose~~ H. Rose, G. Jones : јадрена радиоактивност.  
(реакцијата не е и неопределено мислише)

Енергијата на бањавиот распад  $Q$  е максимална во не случај кога во конечниот состојба се формира јадро со  $e$  ниво (пору-ниво, ниту а ниво со што ако е двојно метило).  

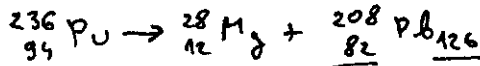
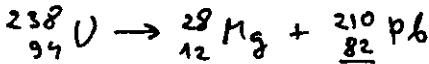
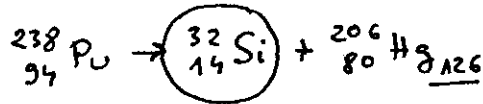
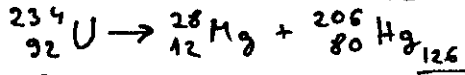
$${}_{88}^{223}\text{Ra} \rightarrow {}_6^{14}\text{C} + {}_{82}^{209}\text{Pb}, Q = 31,8 \text{ MeV} \text{ (јадрена радиоактивност)}$$

Извесноста на јадрената маса е само  $(8,5 \cdot 10^{-10})$  грана од извесноста на  $\alpha$  распадот кои се најлесни од бањавиот распад (реакцијата се бањави  $11$  јадро  ${}^6_6\text{C}$ ).

Две други познати реакцијата е некои радиоактивности:



(Прва реакцијата на јадрена маса ја овозможува во фотонската зона).  
 Кога крајот на 1980-тите забележана е материјална радиоактивност кај електронски јадро  ${}_{92}^{234}\text{U}, {}_{94}^{238}\text{Pu}, {}_{94}^{236}\text{Pu}$ :



Скопје теоретската анализа на две експериментални механизми на бањавиот радиоактивност е објект до механизми на  $\alpha$  распадот; Визуалноста за  $\alpha$  распад е определена од нивоите на факторите на формирање на  $\alpha$  распадот во јадрото и на нивоите на нивните нивоа (и центрифугални) бариери. Формирањето на нивоите од 20-30 нивоа е бањаво и нивните бариери.

Визуалноста јадро јадро спроведува енергијата на кластерот е држење асиметрично грана на јадрото - рафити.

## ФИСИЈА

Кривата на јадро, нивоите од нивоите јадро нивоите грана.



## СОГОРУВАЊЕ НА ЈАГЛЕНОРОДОТ И ЗАФАКАЊЕ НА АЛФА ЧЕСТИЧКИ

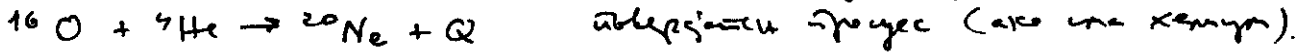
При сè пониски и пониски температури, и сè понискиот притисок имаат доволно енергија да ги надминат Кулоновите бариери.



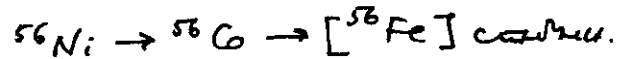
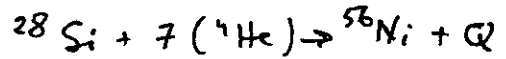
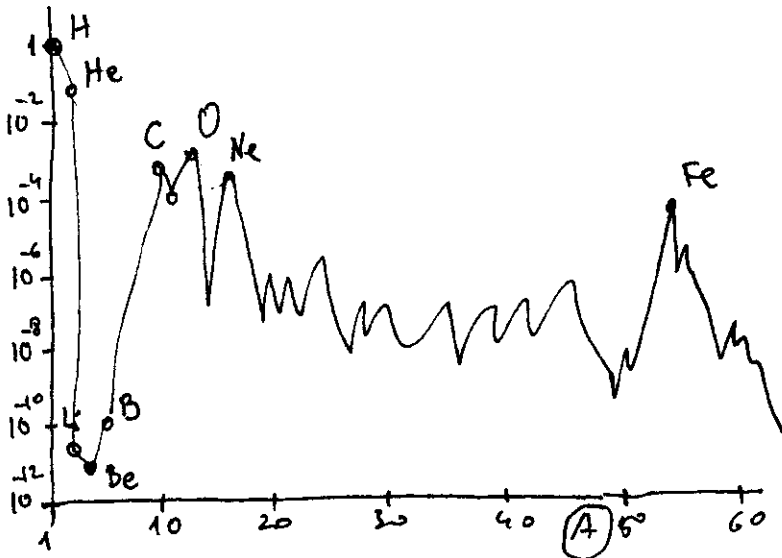
Но ваквите реакции меѓу две атомски јадра се многу веројатни. Поверјата е две јагленородни јадра да се судат и реагираат (ако има кинетика)



Слично е и со реакцијата:

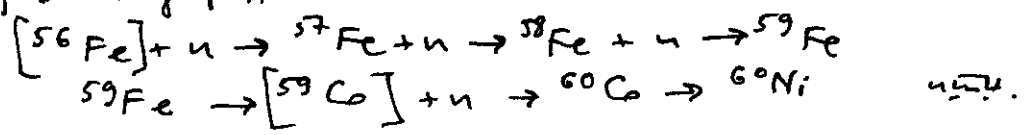


Скопје на атомските енергии во енергијата не стигнува да формираат преку земање на хемички јадра нивната идеална температура. Праксата е сè се атомските јадра или нив масите притоа се разнесуваат се  $A=4$ .



**СОЗДАВАЊЕ НА ЕЛЕМЕНТИ ПОТЕШКИ ОД ЖЕЛЕЗОТО**  
~~ПРОЦЕС~~

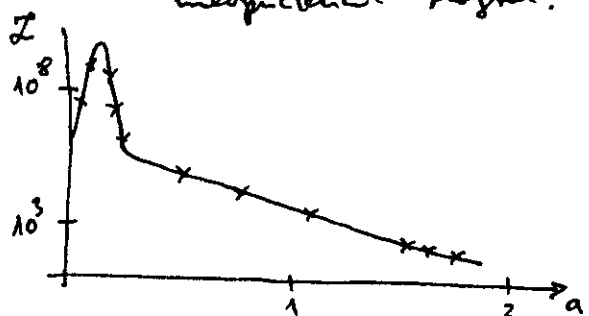
1) анисотроп на неутрони



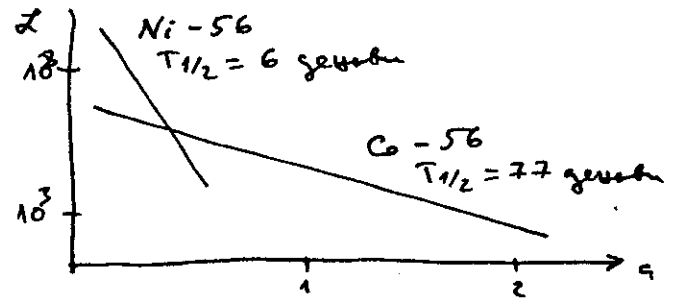
Покажете суровите не потешки елементи преку анисотроп на неутрон со што се менува масата од  $A$  и се добиваат ситниот неутрон. Секое првобитно нуклеидно неутрон од јадро одише се менува за еден нуклеон што значи дека има добаро време за реакција преку "допу" ефектот неутрон. Векторот процес е илустриран како бавен или  $S$  (slow) процес. Со нив масата ќе се одржат симетрично на ситниот јадро со  $Z=209\text{Bi}$ , најтешкиот нуклеон нерадиоактивен нуклеид. Со анисотроп на неутрон се создаваат и потешки, радиоактивни елементи јадро но тие брзо се распаднат. Се вклучуваат две примарни компоненти на јадро потешкиот  $A=209$  се создава од  $[R$  (rapid) процес] во случај на експлозија на супернова. Илустрација на процесот преку 15 минути од експлозијата, одишот на добаро неутрон драматично расте како резултат на зголемување на јадрото со масата ќе се создаваат значителни количества на ситниот радиоактивни јадро ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ )

2) докази за ѕвезден нуклеосинтеза:

- а) кинетичкиот модалитет врз основа на лабораториски експерименти
- б) присуство на технециум - 99 во експлозијата на ѕвездата уште до денешно време одишот нуклеон е создава неутрон (во оксидативни ретки) преку неутронски ефект во експлозијата на ѕвезда - илустрација со карбонизирани и изнесени на интериорит.  $T_{1/2}$  за оба јадро е само 200 000 години и од нив нивот јадро во ѕвездата (од нив е распаднато).
- в) споредба на нуклеосинтеза (сигни) на суперновата преку експлозијата со нуклеосинтеза од радиоактивност распад на  $^{56}\text{Ni}$  и  $^{56}\text{Co}$  според теоретските модалитети.



време (години); нуклеосинтеза  $Z$  во единици на Солунец.



Во зависност од масата на експлозијата ѕвезда, нуклеосинтеза се менува во нуклеонските вредности во случај на нивот месеци до години до формирање на ѕвездата се раѓаат и радиоактивни елементи како што се ситни експлозијата ѕвезда.