

НЕУТРОННА ФИЗИКА

Неутроните са частици, които могат да предизвикват ядрени реакции и при почти нулева енергия (за тях няма кулонова бариера при влизане в ядрото).

Откриване на неутрона

Открит през 1932 г. от Чадуик

Ръдърфорд предполага съществуване на „нулев“ елемент

„... възможност за съществуване на атом с единична маса и нулев заряд на ядрото... Такъв атом би имал твърде необичайни свойства”.

История:

1) 1930 г. Боте и Бекер при облъчване на леки елементи с α -частици откриват проникващо неутрално лъчение. Предполагат, че това са твърди γ -лъчи и определят енергията му на около 5 MeV.

2) 1931 г. Фредерик и Ирен Жолио-Кюри облъчват с новото лъчение парафин и установяват избиване на протони. От скоростта на избитите протони (определена по пробегам им) изчисляват енергията на γ -лъчите, които чрез комптъново разсейване избиват протоните - оказва се 50 MeV, даже 100 MeV! Допускането за твърди γ -лъчи е несъстоятелно.

3) 1932 г. Чадуик предполага, че проникващото лъчение е от неутрални частици с маса и я оценява от опитно определените скорости на избитите протони и по-тежки ядра (използва ЗЗЕ и ЗЗИ).

Неутрони: скорост v_0 и маса m_n (неизвестни) предават импулс на протон или друго по-тежко ядро и изменят скоростта си на v . Измерва се пробегът на откатните протони или други ядра (летящи напред, т.е. определят се максималните стойности на скоростта на откатното ядро v_x). (ЗЗЕ)

$$\frac{m_n v_0^2}{2} = \frac{m_n v^2}{2} + \frac{M_x v_x^2}{2} \quad \text{и} \quad (ЗЗИ) \quad m_n v_0 = m_n v + M_x v_x$$

две уравнения с три неизвестни: v_0 , m_n и v $v = (m_n v_0 - M_x v_x) / m_n$

$$m_n v_0^2 = M_x v_x^2 + m_n \frac{1}{m_n^2} (m_n^2 v_0^2 + M_x^2 v_x^2 - 2m_n M_x v_0 v_x)$$

От тук

$$v_x = \frac{2m_n v_0}{m_n + M_x}$$

все още има две неизвестни. Измерва се скоростта v_x за две различни среди, от които се избиват протони или по-тежки ядра (азот)

$$\frac{v_p}{v_N} = \frac{m_n + M_N}{m_n + m_p} \sim \frac{m_n + 14m_p}{m_n + m_p} \quad \text{Чадуик пределя } m_n \sim 1,15m_p$$

Известната днес маса на неутрона е $m_n \sim 1,0014m_p$.

Класификация на неутроните по енергия

Зависимостта на сечението за захващане на неутрони от ядра зависи силно от скоростта на неутроните, т.е. от енергията им - скоростта определя времето за взаимодействие с ядрото.

бавни и бързи

бавни нейтрони: студени и ултраз студени, топлинни и резонансни. *Топлинни нейтрони* са тези, чиято скорост е равна на скоростта на молекулите в средата, в която се движат. Скоростта на тези нейтрони е от порядъка на 2 km/s и тя отговаря на кинетична енергия от 0,025 eV:

$$E = kT = \frac{1,38 \cdot 10^{-23}}{1,6 \cdot 10^{-19}} 300 = 0,025 \text{ eV},$$

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K - константата на Болцман, $T = 300$ K (нейтронна температура).

Скоростите на нейтроните имат максвеловото разпределение на скоростите на молекулите в средата, а спектърът зависи от свойствата на средата за забавяне и поглъщане на нейтрони. В среда със силно поглъщане в спектъра намалява броят на нейтроните с ниска енергия и спектърът съответства на този за по-висока температура.

При преминаване през среда с ниско сечение за поглъщане на нейтрони и ниска атомна маса нейтроните бързо се „охлаждат“ до много ниски температури, напр. след преминаване през 22 cm графит ($\sigma_{\text{захв}} \sim 4,5 \cdot 10^{-3}$ bn и $A = 12$) „нейтронната температура“ спада до 18 K!

название	студени	топлинни	резонансни	бързи
енергия, eV	< 0,005	0,005-0,5	0,5-1000	>1000

Източници на нейтрони

Неутрони се получават при ядрени реакции:

(α , n), (γ , n), (d, n), ядрено делене

реакция (α , n) ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$ (откриване на нейтрона)

екзоенергетична – отделя се енергия 5,5 MeV. α -лъчите са от дългоживущ радиоактивен елемент, напр. ${}^{226}\text{Ra}$ или ${}^{241}\text{Am}$. Спектър - непрекъснат в интервала от 1 до 7 MeV (${}^{226}\text{Ra}$ и ${}^{241}\text{Am}$ имат по няколко групи α -частици и дъщерните продукти са също α -излъчватели; α -частиците намаляват енергията си при преминаване през веществото).

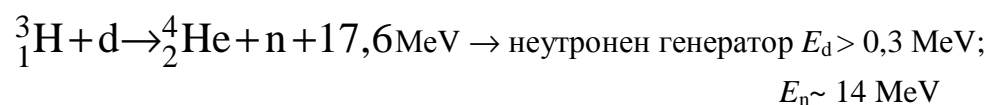
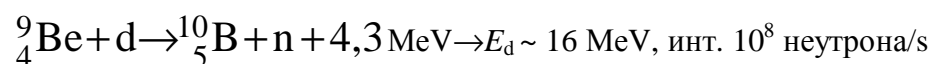
Активност: от източник ${}^{226}\text{Ra}$ с активност 1 Ci ($3,7 \cdot 10^{10}$ разпада/s) се получава неутронен източник с 10^7 нейтрона/s. Недостатъци - непрекъснат спектър на нейтроните и наличие на γ -лъчи.

реакция (γ , n) - *фотонейтронни източници* - фоторазцепване на деутрон или берилий



Необходимо е енергията на γ -квантите да е по-висока от 2,23 MeV (енергията на свързване на деутрона), или над 1,78 MeV за втората реакция. Използват се γ -радиоактивни източници, напр. ^{208}Tl (известен като ThC'') с $E = 2,62$ MeV в ампула, поставена в друга ампула с деутерий (тежка вода) или берилий. Нейтроните са моноенергетични.

Реакциите от типа (d,n), реакции на разкъсване (деутроните трябва да се ускорят за преодоляване на кулоновата бариера):



Ядрен реактор - най-мощен източник на нейтрони - при всеки акт на ядрено делене се излъчват от 2 до 3 нейтрона. Непрекъснат сп. (от 0 до 13 MeV) и потоци до 10^{18} нейтрона/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$!

- Взаимодействие на нейтроните с веществото
- еластично разсейване (n, n)
 - нееластично разсейване (n, n')
 - поглъщане от ядра (реакция (n, x))
 - захващане на протон в пряка реакция от типа pick-up (n, d)

Еластично разсейване - използва се за забавяне на нейтроните. При разсейване от протон (еднакви маси) и челен удар нейтронът предава средно 50 % от енергията си.

След n удара енергията на нейтрона ще се намали 2^n - след 18 удара във водородосъдържаща среда енергията ще се намали $2^{18} \sim 5 \cdot 10^6$ пъти, т.е. бърз нейтрон (~ 5 MeV) ще стане топлинен.

Загубата на енергия при единичен удар зависи от масата на ядрото

изотоп	${}^1_1\text{H}$	${}^2_1\text{H}$	${}^4_2\text{He}$	${}^9_4\text{Be}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{238}_{92}\text{U}$
A	1	2	4	9	12	16	238
брой удари	18	25	42	90	114	150	2100
$\sigma_{\text{захв}}, \text{bn}$	0,33	$4,6 \cdot 10^{-4}$	0	$9 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	Резонанси!

Подходящи забавители на нейтрони са деутерият (тежка вода) и графита.

Нееластично разсейване става при поглъщане от ядра с промяна на вътрешното им състояние.

При движението си в среда нейтроните се разсейват, поглъщат и размножават (в среда с възможно ядрено делене).

Ако броят нейтрони при влизане в среда с n ядра/ cm^3 е N_0 , след преминаване на слой с дебелина x от тази среда излизат N_x нейтрона

$$N_x = N_0 e^{-\sigma n x}$$

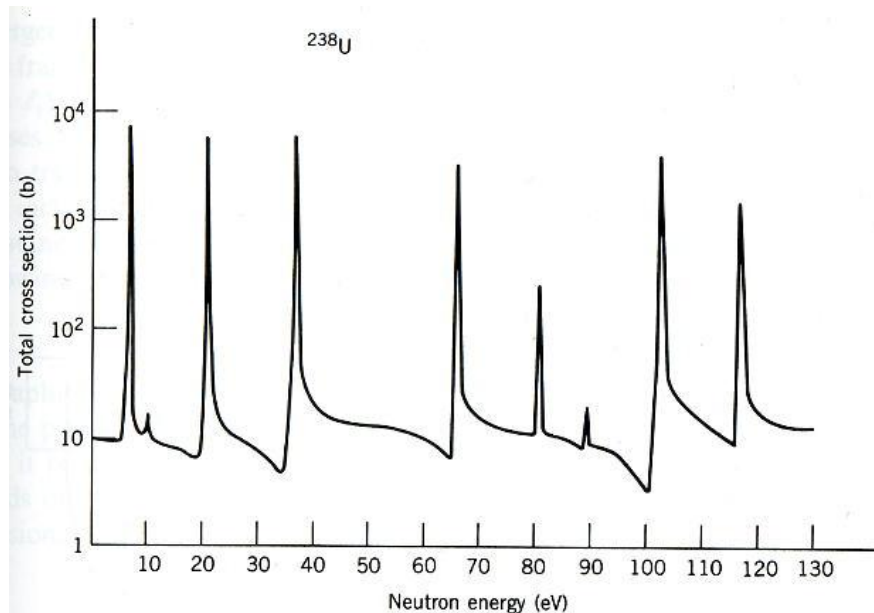
σ - пълно сечение, $\sigma = \sigma_{\text{погл}} + \sigma_{\text{разс}}$.

Сечението на взаимодействие зависи от времето за взаимодействие с ядрата, т.е. от енергията на неутроните ($\mathbf{D} = \mathbf{h}/mv$).

За бързи неутрони ($\mathbf{D} \ll R$) $\sigma \sim \pi R^2$.

За бавни неутрони ($\mathbf{D} > R$) сечението може да се окаже с няколко порядъка по-високо от геометричното, а за определени енергии може да има квантови резонансни ефекти.

Нека неутронът се поглъща от дадено ядро с образуване на съставно ядро с единично ниво $E_{\text{рез}}$. Пълното сечение за взаимодействие на неутроните в този случай е



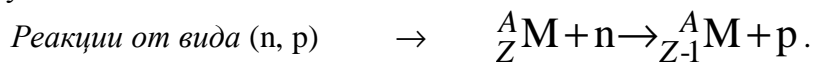
Сечение за поглъщане на неутрони в ^{238}U резонансната област

$$\sigma = \sigma_{\text{разс}} + \sigma_{\text{рез}} = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_{\text{рез}}}{E}} \cdot \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_{\text{рез}})^2 + \Gamma^2/4}$$

Далеч от резонансната област сечението се определя от σ_0 и от скоростта на

неутроните
$$\sigma \sim \sqrt{\frac{E_{\text{рез}}}{E}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{v}$$

Реакции от вида (n, x) - x може да е протон, α -, два (или три) неутрона или друга частица.



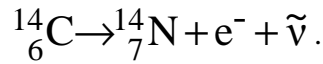
Обикновено са ендоенергетични ($Q < 0$) с изключение на някои леки ядра с ниска кулонова бариера, напр. ${}^{14}\text{N}$.

β^- -разпадане на полученото в реакцията ядро (повече неутрони, отколкото ядрата от пътечката на стабилните ядра)



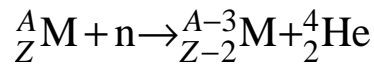
Пример: ${}^{14}_7\text{N} + n \rightarrow {}^{15}_7\text{N}^* \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p$ (космични неутрони)

${}^{14}\text{C}$ е с период 5730 години и се разпада по реакцията



използва в археологията за датиране на обекти с органичен произход. Докато в тези обекти (дърво, живи организми) протичат жизнените процеси, отношението ${}^{14}\text{C}/{}^{12}\text{C}$ е равно на това в атмосферата (живите организми обменят въглерод с околната среда). След спиране на обменните процеси отношението ${}^{14}\text{C}/{}^{12}\text{C}$ намалява поради разпадането на ${}^{14}\text{C}$.

Реакции с получаване на α -частици



- протичат при ниски енергии само с леки ядра. Използват се за детектори на неутрони:

(1) ${}^{10}_5\text{B} + n \rightarrow {}^7_3\text{Li} + {}^4_2\text{He}$, \rightarrow броячи с газ BF_3 (${}^{10}\text{B}$ е само 19%, може с обогатен бор)

(2) ${}^6_3\text{Li} + n \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H}$,

(3) ${}^{19}_9\text{F} + n \rightarrow {}^{16}_7\text{N} + {}^4_2\text{He}$ \rightarrow броячи с газ BF_3 с висока ефективност

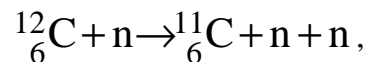
(${}^{19}\text{F}$ е 100 %)

Всички получени частици в тези реакции са йонизиращи: α -частиците, лекото ядро ${}^7\text{Li}$ и електроните от β^- -разпадането на ${}^{16}\text{N}$ (${}^{16}_7\text{N} \rightarrow {}^{16}_8\text{O} + e^- + \tilde{\nu}$)

($T_{1/2}=7,3$ s) тритият: ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \tilde{\nu}$

($T_{1/2}=12,6$ y)

Реакциите с отделяне на две или три неутрона са прагови с висока енергия на неутроните, напр.



${}^{11}_6\text{C} \rightarrow {}^{11}_5\text{B} + e^- + \nu$ с $T_{1/2}=20,4$ минути.

Детектори за неутрони

Детекторите на неутрони: йонизационни камери, броячи, сцинтилатори с работно вещество BF_3 или LiH - BF_3 е газ, а LiH и ${}^{10}\text{B}$ са твърди (диспергират се в желатин или течен сцинтилатор). В детекторите за неутрони може да се използва ядреното делене, реакция от типа (n, f).

В зависимост от реакцията детекторите за неутрони са за бързи или бавни неутрони.

В делителните камери се използва деленето на ядрата на урана под действие на неутроните. Йонизационни камери с нанесен обогатен уран-235, са за бавни неутрони, а ако се използва уран-238 (99,27 % в природния уран), камерата регистрира бързи неутрони (бавните неутрони не предизвикват делене в ^{238}U).

Бързи неутрони се регистрират и с детектори с водородосъдържащи вещества (напр. парафин, газ водород, органични сцинтилатори и фотоемулсии). Избитите протони йонизират работния обем на детектора и предизвикват изработването на сигнал от детектора.

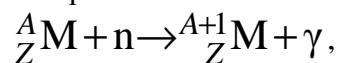
Делене на ядрата

Процес с разкъсване на тежко ядро на два фрагмента - освобождава се голяма енергия (от разликата в специфичната енергия на свързване на тежкото ядро и на фрагментите).

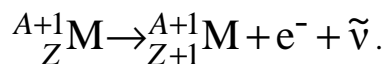
Деленето на тежки ядра може е спонтанно (означава се s.f.= sponateous fission) или индуцирано от влизащи в ядрото частици или фотони.

История на откриването

1) През 1934 г. Енрико Ферми облъчва различни мишени с неутрони:



и често полученото ядро е β -радиоактивно

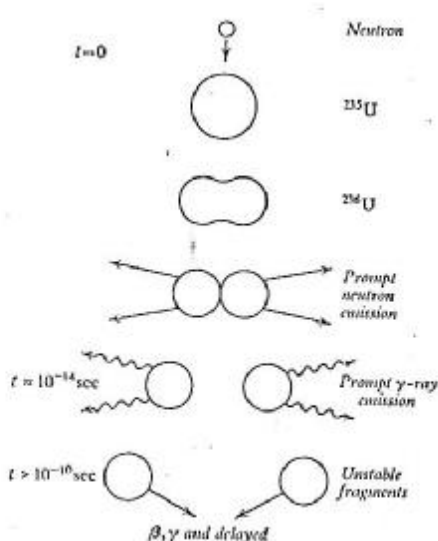


В резултат се получава ядро с по-голям пореден номер.

Ферми искал да използва тази реакция за получаване на трансуранови елементи, напр. елемента $Z = 93$. Очаквали са елементът $Z = 93$ да е от групата на актинидите, но „новият елемент” имал химични свойства подобни на радия, (елемента преди групата на актинидите). При облъчване на уран с неутрони радий би могъл да се получи чрез $(n, 2\alpha)$ реакция, но вероятността за такъв процес е много малка.

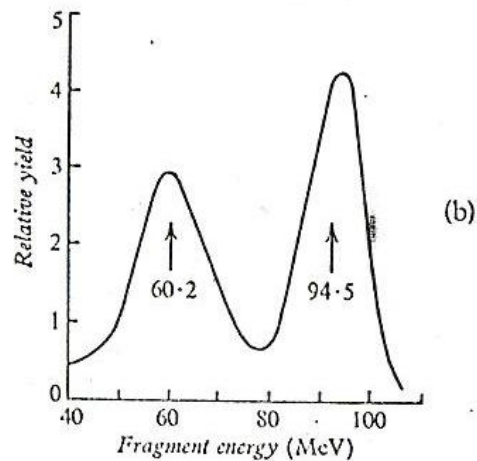
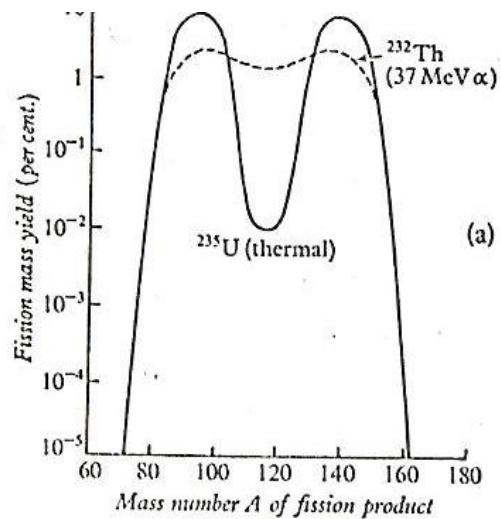
2) 1938 г. Хан и Щрасман правят прецизен радиохимичен анализ и показват, че след облъчване с неутрони от урана са получени елементи от средата на Менделеевата таблица: Ва, Cr, Br, Kr, La.

3) Лизе Майтнер и Фриш обясняват това с делене на ядрото на урана на две части, две ядра на средно тежки елементи. Терминът делене (fission) е от биологията (аналогия с деленето на клетките).



Спонтанното делене е открито през 1940 г. от Флоров и Петржак - от 1 g уран се наблюдават 25 разпадания/час. Спонтанното делене е възможно само за много тежки елементи и то се конкурира с α -разпадане. Времето на живот на ^{238}U за спонтанно делене е $\sim 10^{16}$ у, а за α -разпадане – $4,5 \cdot 10^9$ у - спонтанното делене е с 7 порядъка по-малко вероятно.

Експериментални факти
 След влизането на неутрон в ядрото на ^{235}U полученото ядро на ^{236}U е силно деформирано и може да се стигне до силно изтегляне с формиране на две по-леки ядра, които под действие на кулоновото отблъскване между тях се разлитат в противоположни посоки - много бърз процес, става за време значително по-късо от времето на живот на съставното ядро. В момента на разделянето се изхвърлят няколко неутрона. Ядрата-фрагменти са с висока енергия на възбуждане и мигновено ($\sim 10^{-14}$ s) излъчват γ -лъчи. Те са богати на неутрони и затова претърпяват β -разпадания до достигане на ядро с брой неутрони, съответстващ на пътечката на стабилните ядра.



Делене на два фрагмента - *бинарно*.

Възможно е и делене на три фрагмента, третото е леко ядро, напр. α -частица. Малко вероятен процес ($\sim 0,1\%$)

Кинетичната енергия на двата фрагмента е ~ 75 MeV. Разпределението по маси не е еднакво за спонтанното делене и за деленето, индуцирано от бързи неутрони или други частици с висока енергия.

асиметрично делене - силно различни маси на фрагменти

симетрично - близки маси на фрагментите.

Силно несиметрично делене (с отношение на масите на двете ядра $\sim 2:3$) има при s.f. и при деленето на ^{235}U от бавни неутрони.

При делене на едно тежко ядро се освобождава огромна енергия, над 200 MeV, $\sim 1/1000$ от енергетичния еквивалент на масата в покой на делящото се ядро. Основната част от тази енергия е кинетичната енергия на фрагментите, мигновените неутрони и γ -лъчите, излъчени в момента на деленето.

Разпределението на енергията на делене

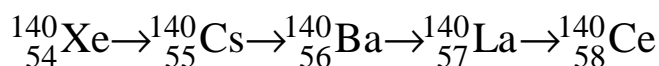
сумарна енергия	200 ± 6
	енергия, MeV
кинетична енергия на фрагментите	165 ± 5
мигновени γ -лъчи	7 ± 1
мигновени неутрони	$5 \pm 0,5$
β -частици от продуктите на делене	7 ± 1
γ -лъчи от продуктите на делене	6 ± 1
неутрино от продуктите на делене	10

Излъчването на мигновени неутрони дава възможност за верижна реакция.

Първичният процес на делене е излъчване на две тежки ядра, няколко неутрона и γ -лъчи.

Вторични процеси с отделяне на значителна енергия: последователни β -разпадания на фрагментите (кинетична енергия на електроните и неутриното) с времена на живот от части от секундата (0,43 s за ^{85}As) до милиони години ($1,6 \cdot 10^7$ у за ^{129}I).

Пример (от Хан и Щрасман) \rightarrow



с времена на живот 16 s, 66 s, 2,8 d, 40 h (отляво надясно). Излъчват се и γ -лъчи, забавени според времето на живот на β -радиоактивното ядро.

Излъчване на закъснели неутрони

Някои ядра след β -разпадане могат да са толкова възбудени, че вместо γ -лъчи се излъчва неутрон, закъснял с времето на живот на β -радиоактивното ядро. Тези *закъснели* неутрони играят важна роля при управлението на ядрените реактори.

Примери:

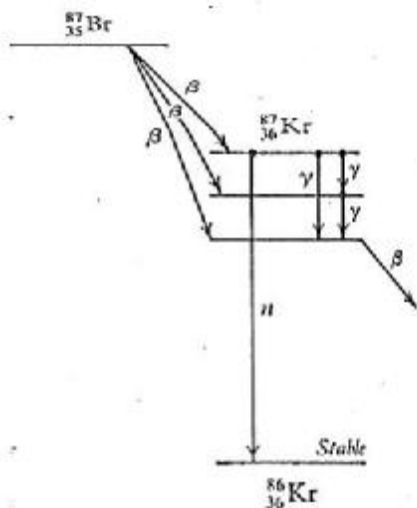
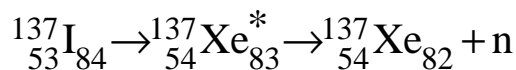


Схема на възникват закъснели неутрони след β -разпадането на $^{87}_{35}\text{Br}_{52}$ - излъчват се от високовъзбуденото състояние на ядрото $^{87}_{36}\text{Kr}_{51}^*$ след 56 s, което съответства на периода на ^{87}Br . Причина - ниска енергия на свързване на 51-вия неутрон в дъщерното ядро (един неутрон над затворен слой от 50 неутрона). Подобен ефект от слоеста структура на ядрата има при разпадането на ^{137}I -

закъснели с 24 s неутрони



- ниска енергия на свързване на 83-тия неутрон (3,91 MeV) в сравнение с тази на 82-тия неутрон (7,97 MeV).

Закъснелите неутрони са $\sim 0,75$ % от общия брой неутрони в един реактор и тяхното присъствие усложнява контрола на верижната реакция, тъй като при спиране на реактора количеството неутрони не спада внезапно до нула.

Енергия на активация

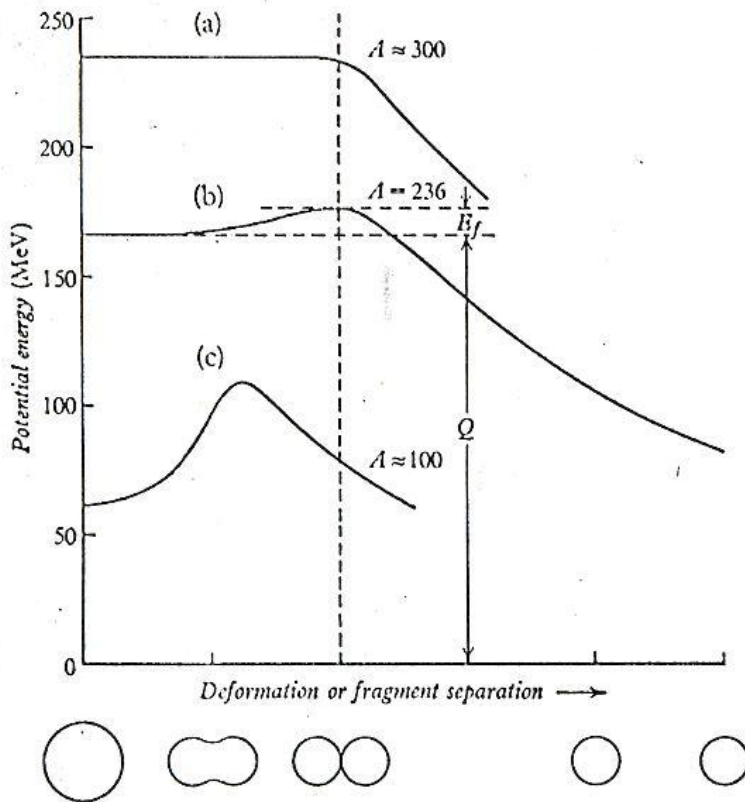
При какви условия съставното ядро се дели? Стабилността на първоначалното ядро спрямо делене зависи от късодействащите ядрени сили и от кулоновите сили, изразени чрез коефициентите $a_{об}$, $a_{пов}$ и $a_{кул}$ в ϕ -лата за масата.

Нека ядрото е много тежко, напр. $A \sim 300$. Кулоновото отблъскване в такова ядро е толкова силно, че ако то се образува, мигновено би се разделило на два фрагмента.

За по-леко ядро, напр. за $A = 236$ кулоновото отблъскване между протоните може да стане по-голямо от силното взаимодействие с отчитане и на повърхностната енергия (минимална за сферично ядро) - при малка деформация ядрото е стабилно, но при по-голема деформация повърхностната енергия се увеличава толкова, че силното взаимодействие да не може да компенсира кулоновото отблъскване.

Идея за „бариера на делене“ или „критична енергия за деленето“, при достигане до която разделянето на фрагментите става мигновено. Преди достигането на тази критична енергия деленето е възможно, но то става бавно, свързано е с тунелен преход през потенциалната бариера - това е спонтанното делене (аналогично на α -разпадането).

За още по-леки ядра, напр. за $A \sim 100$, бариерата на деленето е висока и до делене не може да се стигне.



Височина на бариерата на делене за $A \sim 300$ (а), за $A = 236$ (б) и за $A = 100$ (в). Деформацията е представена като разстоянието между центровете на двата фрагмента

Критична енергия за делене – енергия на активация

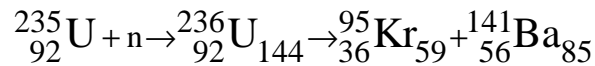
$$E_a \rightarrow E_a = V_{кул} - Q_{дел}$$

E_a идва от влизащата в ядрото частица (напр. неутрон) и тя зависи от величината Z^2/A на съставното ядро, наречена *параметър на делимост*.

Височина на кулоновата бариера

$$V_{\text{кул}} = \frac{k_0 e^2 Z_1 Z_2}{r} = \frac{k_0 e^2 Z_1 Z_2}{R_1 + R_2} = \frac{k_0 e^2 Z_1 Z_2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}$$

предположения: двата фрагмента са вече формирани, имат сферична форма и разстоянието между тях е равно на сумата от радиусите им. Пример с деленето



За $Z_1 = 36$, $Z_2 = 56$, $A_1 = 95$ и $A_2 = 141$ $V_{\text{кул}} = 201 \text{ MeV}$, $r_0 = 1,48 \cdot 10^{-15} \text{ m}$.

$Q_{\text{дел}}$ се определя като разлика от масовия излишък $\Delta = M - A$

$$Q_{\text{дел}} = 43,37({}_{92}^{236}\text{U}) - [56,45({}_{36}^{95}\text{Kr}_{59}) + 79,732({}_{56}^{141}\text{Ba}_{85})] = 179,552 \text{ MeV}$$

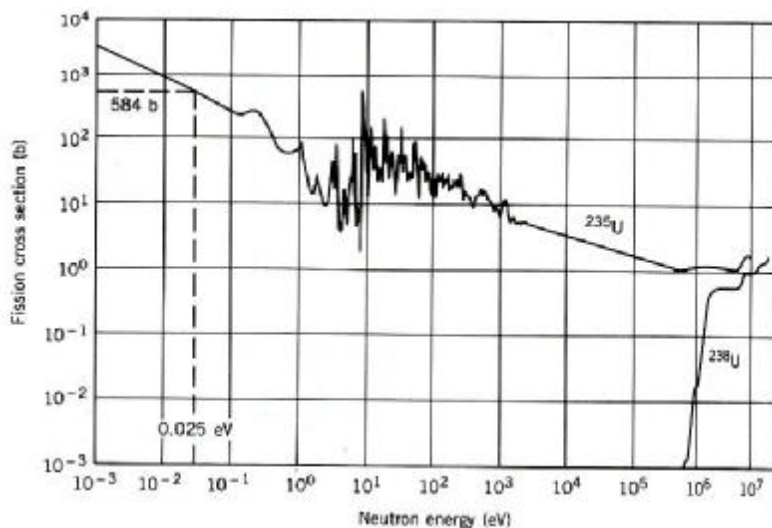
и $E_a = |Q_{\text{дел}} - V_{\text{кул}}| = 21,448 \text{ MeV}$ - твърде висока енергия, но с отчитане на реалната форма (силно деформирани фрагменти) височината на бариерата силно намалява и нейната форма се заглажда.

$E_a \sim 6 \text{ MeV}$ за двата изотопа на урана е почти еднаква.

Защо ${}^{235}\text{U}$ се дели от бавни неутрони, а ${}^{238}\text{U}$ не (енергията на неутрона трябва да е по-висока от 1 MeV)?

Причината е в енергията на сдвояване в съставното ядро: в ${}_{92}^{236}\text{U}_{144}$ влезият 144-ти неутрон носи енергия на свързване 6,5 MeV, а влезият 147-ми неутрон в ${}_{92}^{239}\text{U}_{147}$ - само 4,8 MeV.

Ако неутронът внесе по-висока от 1 MeV енергия, ще се достави енергията на активация и ${}^{238}\text{U}$ се разделя.



сечения за делене на ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{238}\text{U}$: в областта на топлинни неутрони то е $\sim 1/v$, а при малко по-високи енергии има много резонанси. Сечението за делене на ${}^{235}\text{U}$ от топлинни неутрони е с три порядъка по-високо от сечението за делене от бързи неутрони (високо сечение за поглъщане

при топлинни енергии).

Извод: за да се използват мигновените неутрони, те първо трябва да се забавят до топлинни скорости!

Елементарна теория на деленето

Бор и Уилър (1939 г) и основана на капковия модел - от емпиричната формула за масата се изчислява параметъра на делимост, Z^2/A .

В израза за масата има два члена, които играят основна роля при деленето: 1) повърхностната енергия и 2) енергията на кулоново отблъскване. Тези две енергии имат противоположно действие при поява на деформация. Повърхностната енергия е минимална за сферично ядро и расте с поява на деформация. При поява на деформация кулоновата намалява, защото протоните вътре в ядрото се раздалечават един от друг. Ядрото започва да вибрира, но все още не се дели (повърхностното напрежение удържа ядрото). При по-голяма деформация ядрото може рязко да промени формата си, с оформяне на две ядра-фрагменти с тънка „шийка“ между тях и кулоновото отблъскване между фрагментите не може повече да се компенсира от повърхностната енергия – фрагментите се разлитат.

Повърхностната енергия е пропорционална на повърхността на ядрото. Обемът на сферично ядро с радиус R е $V_{\text{сф}} = (4/3)\pi R^3$, а повърхността му – $S_{\text{сф}} = 4\pi R^2$. При деформация, водеща до форма на ротационен елипсоид с голяма и малка полуоси a и c , обемът става $V_{\text{ел}} = (4/3)\pi a^2 c$. За изчисляване на повърхността му се използва параметъра на деформация ε , въведен от изразите $a = R(1 + \varepsilon)$ и $c = R/\sqrt{1 + \varepsilon}$,

$$S_{\text{ел}} = 4\pi R^2 \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right)$$

При условие за постоянен обем $S_{\text{ел}} > S_{\text{сф}}$ и повърхността му се увеличава с деформацията - следва увеличаване на повърхностната енергия.

Енергията на кулоново отблъскване между протоните в ядро с форма на ротационен елипсоид също може да се изрази чрез параметъра на деформация ε и кулоновата енергия на сферично ядро

$$E_{\text{кул}}^{\text{ел}} = E_{\text{кул}}^{\text{сф}} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \dots \right) = E_{\text{кул}}^{\text{сф}} - \frac{1}{5}\varepsilon^2 E_{\text{кул}}^{\text{сф}}$$

- с увеличаване на деформацията кулоновата енергия намалява.

При промяна на формата на ядрото от сферична към елипсоидална се изменя енергията на свързване на ядрото

$$B(\varepsilon \neq 0) - B(\varepsilon = 0) =$$

$$= -a_{\text{пов}} A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right) - a_{\text{кул}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \dots \right) + a_{\text{пов}} A^{2/3} + a_{\text{кул}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} \approx$$

$$\approx \varepsilon^2 \left(-\frac{2}{5} a_{\text{пов}} A^{2/3} + \frac{1}{5} a_{\text{кул}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right)$$

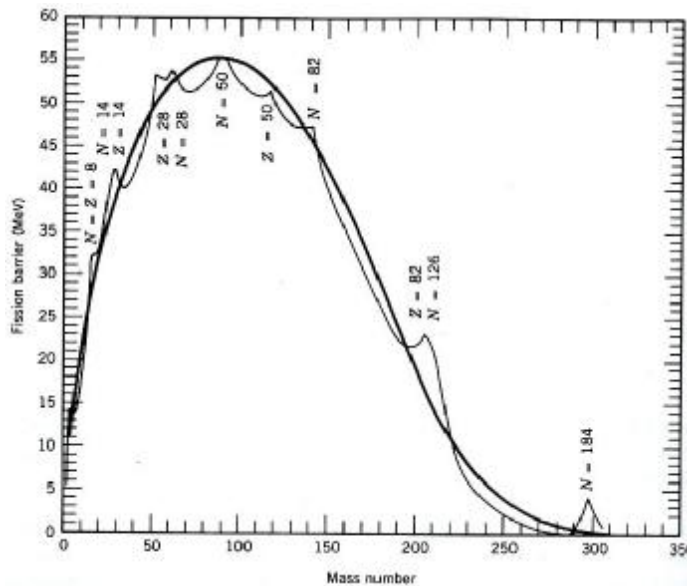
Ако $B(\varepsilon \neq 0) > B(\varepsilon = 0)$ - спонтанно делене. Условието е

$$2a_{\text{пов}} A^{2/3} < a_{\text{кул}} \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

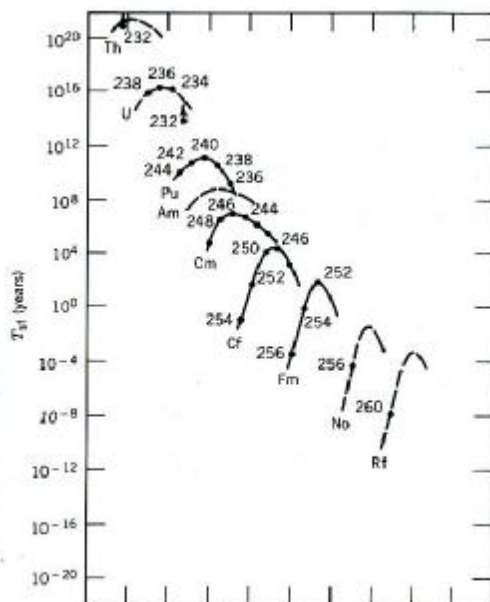
Оттук се изчислява параметъра на делимост

$$\frac{Z^2}{A} = 2a_{\text{пов}} / a_{\text{кул}} \sim 47,8$$

Спонтанно делене започва при $Z^2/A \sim 45$, поради силно увеличената вероятност за тунелен преход.



В този модел деленето не се отчита на слоестата структура на ядрата. Но височината на бариерата за делене в зависимост от масовото число има вариации около магични числа протони или неутрони. В областта на урановите изотопи височината на бариерата е около 5-6 MeV.



Параметърът на делимост играе основна роля при спонтанното делене, тъй като от него се определя стабилността на ядрата спрямо делене. На фигурата е даден периодът на полуразпадане за спонтанно делене в зависимост от Z^2/A за тежки ядра. Всяка от кривите се отнася за даден елемент, а отделните точки по нея – за изотопите на този елемент. Интервалът

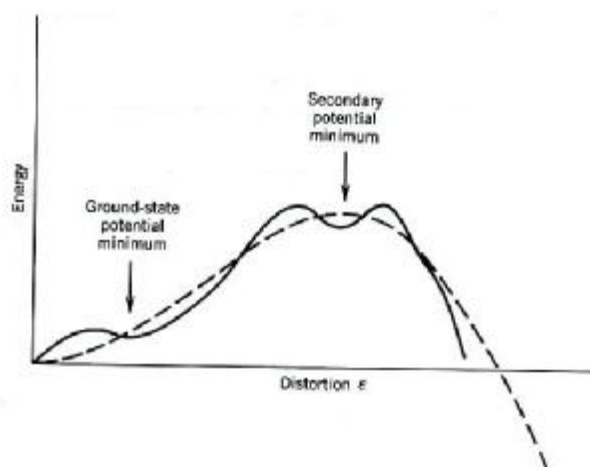
от времена е от 10^{20} до 10^{-12} години. Спонтанно делене се наблюдава при доста по-ниски стойности на параметъра на делимост. Причината за това е увеличаващата се вероятност за тунелен ефект с намаляване на активационната енергия E_a .

Прозрачността на бариерата се определя от израза

$$D = \exp\left[-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2ME_a}\right]$$

$M = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ е приведената маса на двата фрагмента, а d е ширината на бариерата.

Важна проява на слоестата структура в ядрата е откриването през 60-те години на *изомери на делене*. Такива ядра се делят, но с много дълъг период. Високо възбудените ядра би трябвало бързо да излъчат γ -лъчи и с това да намалят енергията на възбуждане. Вместо това те се делят, но забавено.



Обяснение: съществува втори минимум на потенциалната енергия, намиращ се при голяма деформация на ядрото (той обуславя и супердеформацията). Макар и плитък, вторият минимум позволява свързани дискретни състояния, от които ядрото може да премине към състояние от основния минимум, или да претърпи делене. Задържането във втория минимум се дължи на втора потенциална бариера за делене, дължаща се на слоеста структура: към оценките на бариерата по капковия модел трябва да се внесат и корекции за наличието на слоеве. Преходът към състоянията от основния потенциален минимум (нормално деформирано ядро) е затруднен поради голямата разлика във формите на ядрото в единия и в другия тип състояния. Деленето пък е забавено поради наличие на втората потенциална бариера.