

Wydział Fizyki UW
Podstawy bezpieczeństwa energetyki
jądrowej, 2018

4. REAKTOR JĄDROWY W STANIE
KRYTYCZNYM

Prof. NCBJ dr inż. A. Strupczewski

Spis treści wykładu (1)

Jądro atomowe

Równoważność masy i energii

Energia wiązania poziomy energii a radioaktywność

Aktywność

Okres połowicznego zaniku

Reakcje jądrowe z neutronami

Zderzenia sprężyste i niesprężyste

Rezonansowy wychwyty neutronów

Reakcje rozszczepienia

Paliwa reaktorowe

Materiały rozszczepialne i paliworodne

Produkty rozszczepienia

Przykład: Energia uwalniana podczas rozszczepienia

Rozkład energii wytwarzanej przy rozszczepieniu

Wytwarzanie neutronów

Emisja neutronów opóźnionych

Neutrony opóźnione i fotoneutrony

Przekroje czynne na reakcje z neutronami

Mikroskopowy przekrój czynny

Przekroje czynne na rozszczepienie dla ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , $^{\text{nat}}\text{U}$.

Moderatory i absorbery, materiały konstrukcyjne

Strumień neutronów

Spis treści wykładu (2)

Reakcja łańcuchowa

Regulacja mocy reaktora

Czy można osiągnąć reakcję łańcuchową z samym uranem naturalnym?

Mikroskopowe przekroje czynne dla U-238, dla uranu naturalnego

Bilans neutronów po rozszczepieniu w uranie naturalnym

Reakcje neutronów rozproszonych

Systemy podtrzymujące reakcję łańcuchową

Proces spowalniania neutronów

Spowalnianie i dyfuzja neutronów

Zdolność spowalniania

Moderatory dla reaktorów jądrowych

Cykl życia neutronu

Wzór czterech czynników (1-3)

Reaktywność

Zmiany mocy reaktora w czasie

Wpływ czasu życia neutronów

Czas życia neutronu i okres reaktora

Szybkość zmian w razie, gdy decydują o nich tylko neutrony natychmiastowe

Wpływ neutronów opóźnionych na zmiany mocy

Krytyczność na neutronach natychmiastowych

Szybkość wzrostu mocy w razie awarii reaktywnościowych

Jądro atomowe

Atom składa się z jądra utworzonego przez nukleony (to jest neutrony i protony) i z elektronów krążących wokół jądra po orbitach zewnętrznych. Liczba protonów i elektronów jest taka sama, co zapewnia, że atom jest obojętny elektrycznie

Cząstka/Atom	Masa jednostek masy atomowej (jma)
Elektron	$5.4858026 \cdot 10^{-4}$
Neutron	1.008664
Proton	1.007276
cząstka alfa α -	4.001506
^1_1H -1	1.007825
^1_1H -2	2.014101
^1_1H -3	3.016049

Liczba protonów w jądrze nosi nazwę liczby atomowej **Z** i określa własności chemiczne pierwiastka.

Liczba neutronów jest przedstawiana literą **N**.

Całkowita liczba nukleonów w jądrze nosi nazwę masy atomowej

$$A = Z + N.$$

Wszystkie pierwiastki o tym samym ładunku jądrowym **Z** ale o różnych masach atomowych **A** noszą nazwę izotopów. Np. dla uranu (**U**) mamy: ^{92}U -233, ^{92}U -235, ^{92}U -238.

Równoważność masy i energii

- $E = mc^2$

Energia wiązania na nukleon w funkcji liczby masowej

Elektronowolt (eV) - energia, którą uzyskuje elektron przechodząc przez pole elektryczne o różnicy potencjałów 1 wolt. :

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

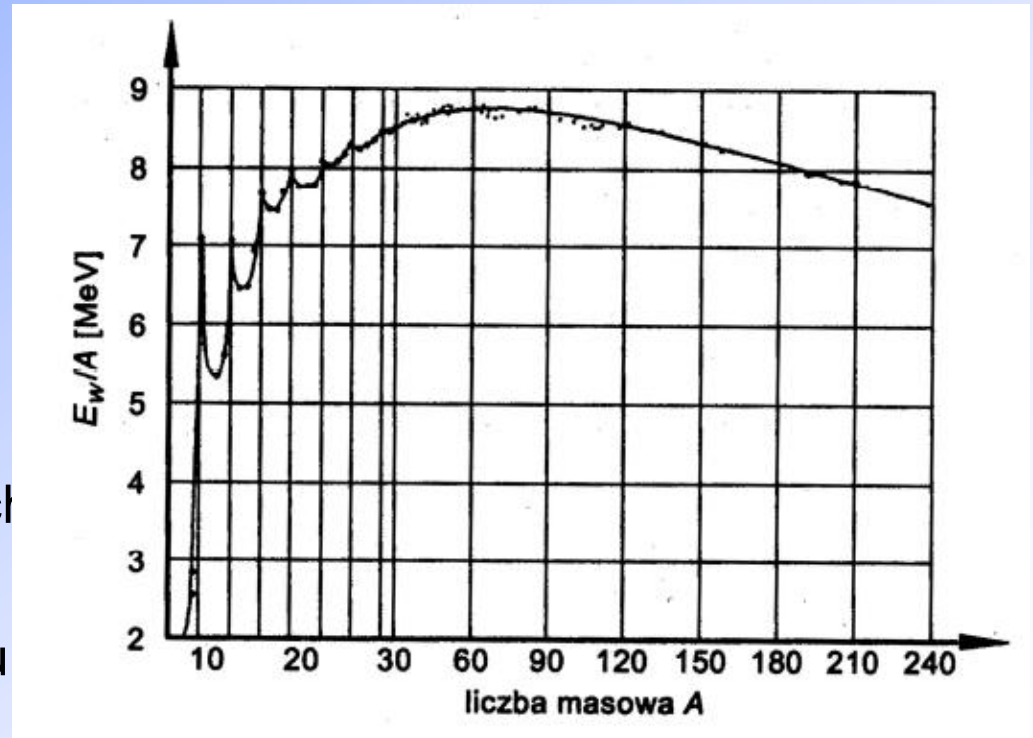
Masy jądrowe

Masę atomu wyrażamy w jednostkach masy atomowej, jma.

1 jma = 1/12 masy obojętnego atomu izotopu ^{12}C

. $1 \text{ jma} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

ekwiwalent energetyczny to $1 \text{ jma} = 931.5 \text{ MeV}$



Masa jądra jest zawsze mniejsza od sumy mas jego nukleonów składowych. Różnica ta nosi nazwę defektu masy.

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - m(Z,A) \text{ (MASA JĄDRA)}$$

Energia wiązania i siły jądrowe

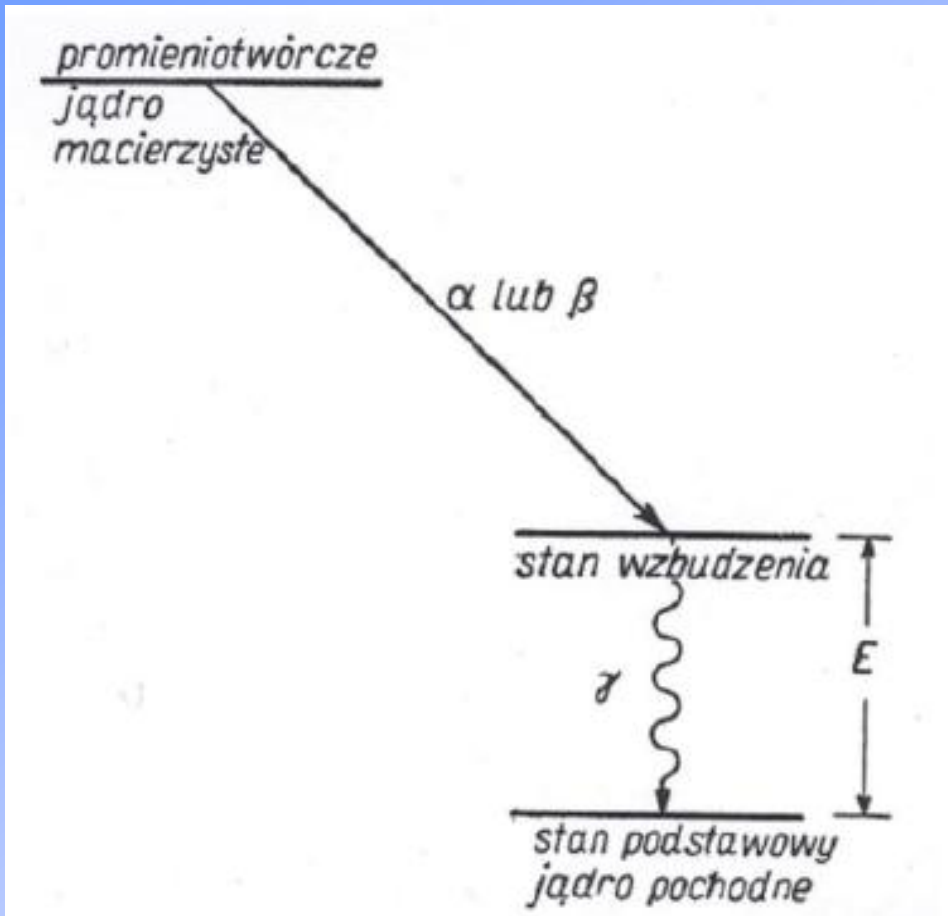
- Δm jest masą, która przekształciłaby się w energię, gdyby jądro zbudowano z odpowiedniej liczby protonów i neutronów.
- Ta sama ilość energii byłaby potrzebna do rozszczepienia jądra na jego elementy składowe.
- Ilość ta przyjmowana jest jako miara energii potrzebnej do związania jądra.
- Ekwiwalent energetyczny defektu masy to energia wiązania jądra **EB**:
- $$EB = (Zm_p + Nm_n - m(Z,A))c^2$$

Energia wiązania nukleonu zmniejsza się dla ciężkich jąder, a to oznacza, że rozpad ciężkiego jądra oznacza zysk energetyczny.

Siły jądrowe

Cząstki o tym samym znaku ładunku wywierają odpychające siły Coulomba. Wobec tego, że w jądrze znajduje się duża liczba protonów, odpychają się one nawzajem. Muszą więc istnieć także siły przyciągania. Zwane są one siłami jądrowymi.

Poziomy energii a radioaktywność



Emisja promieniowania γ w przemianie promieniotwórczej

Jądro jest w stanie spoczynku, gdy ma ono najniższą możliwą energię potencjalną. W innym przypadku jądro jest w stanie wzbudzenia.

- **Radioaktywność**

Wszystkie nuklidy cięższe od ołowiu Pb ($Z=82$) i kilka jąder lekkich są niestabilne i radioaktywne.

Rozpadają się one emitując albo cząsteczki α albo β . Jądro pochodne jest zwykle w stanie wzbudzenia i rozpada się do stanu spoczynku emitując jeden lub więcej fotonów.

Aktywność

Liczba atomów substancji radioaktywnej, które rozpadają się w pewnym przedziale czasu, jest proporcjonalna do liczby atomów danej substancji i do przedziału czasu

- $-\Delta N = \lambda N \Delta \tau$ gdzie:

λ - stała zwana *stałą rozpadu promieniotwórczego*, charakterystyczna dla danego radionuklidu, o wymiarze odwrotności czasu (s^{-1} ; min^{-1}).

Dla krótkiego okresu czasu $\Delta \tau$:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N = A$$

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)$$

Wartość A , która mierzy szybkość rozpadu aktywnego nuklidu (znak minus wynika stąd, że część atomów znika) zwana jest **aktywnością**. Tak więc aktywność to liczba atomów, które rozpadają się w jednostce czasu.

Okres połowicznego rozpadu

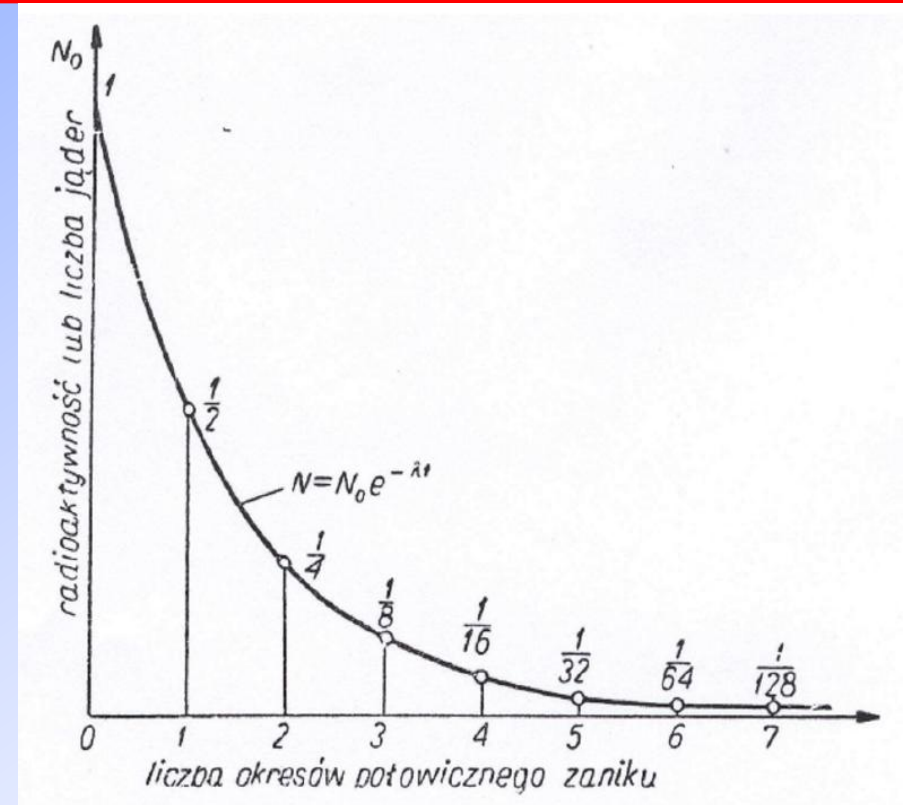
Czas potrzebny do tego, by liczba atomów radioaktywnych zmniejszyła się do połowy, $T_{1/2}$.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

Okres połowicznego rozpadu oznacza średnią długość życia atomów. Gdy upłynie czas t , będziemy mieli liczbę atomów radioaktywnych $A(t)$ określoną wzorem

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-0.693 \frac{t}{T_{1/2}}}$$

Aktywność = liczba rozpadów na sekundę,
.. Bekerel [A] Bq = 1 rozpad na sekundę.
Kiur 1 Ci = $3.7 \cdot 10^{10}$ Bq.



Krzywa wykładnicza zaniku promieniotwórczego (zależność radioaktywności od liczby okresów połowicznego zaniku)

Reakcje jądrowe z neutronami

Zasada zachowania energii

Głównymi reakcjami z neutronami są zderzenia sprężyste i niesprężyste. Rozróżnienie to oparte jest na zachowaniu – lub nie - energii kinetycznej przy zderzeniu.

Zderzenia sprężyste

Neutron (n) o pewnej prędkości (v_1) zderza się z jądrem (A). Po zderzeniu, neutron oddala się z mniejszą prędkością (v_2), a jądro A ma pewną prędkość V .

Energia kinetyczna przejęta przez jądro A = energii kinetycznej utraconej przez neutron n .

Jeśli jądro ma masę porównywalną z neutronem, to neutron może utracić całą energię w jednym zderzeniu czołowym.

Im lżejsze jest jądro, tym większą część energii może utracić neutron. Dla spowalniania neutronów stosuje się pierwiastki lekkie.

Neutrony prędkie o energii około 2 MeV muszą być spowolnione do około 0.025 eV.

Jest to tzw. energia termiczna – neutrony są wtedy w równowadze z otoczeniem

Zderzenia sprężyste i niesprężyste

Liczba zderzeń sprężystych potrzebnych do spowolnienia neutronu prędkiego w różnych ośrodkach od energii 2 MeV do 0,025 eV (średnio)

- H 18
- D 25
- H₂O 20
- D₂O 36
- C-12 115
- U-238 2172

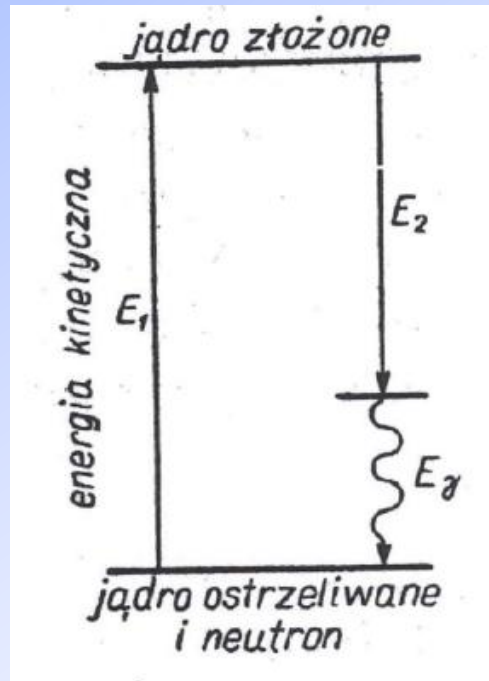
Zderzenia niesprężyste

Energia kinetyczna nie jest zachowana. Neutron przenika do jądra i tworzy jądro złożone.

Jądro złożone emituje cząstkę naładowaną (proton or α) i tworzy nowy pierwiastek. Np.
 $0n_1 + {}^{80}_{16}\text{O} \rightarrow {}^{79}_{16}\text{N} + {}^1_1\text{p}$
 ${}^{79}_{16}\text{N}$ emituje fotony o wysokiej energii (6 MeV) i β o okresie $T_{1/2} = 7.3$ s.

Zagrożenie wokół obiegu pierwotnego

Inna reakcja- bor B10 (n, α) Li7 lub tryt $0n_1 + {}^1_2\text{H} \rightarrow {}^1_3\text{H} + \gamma$



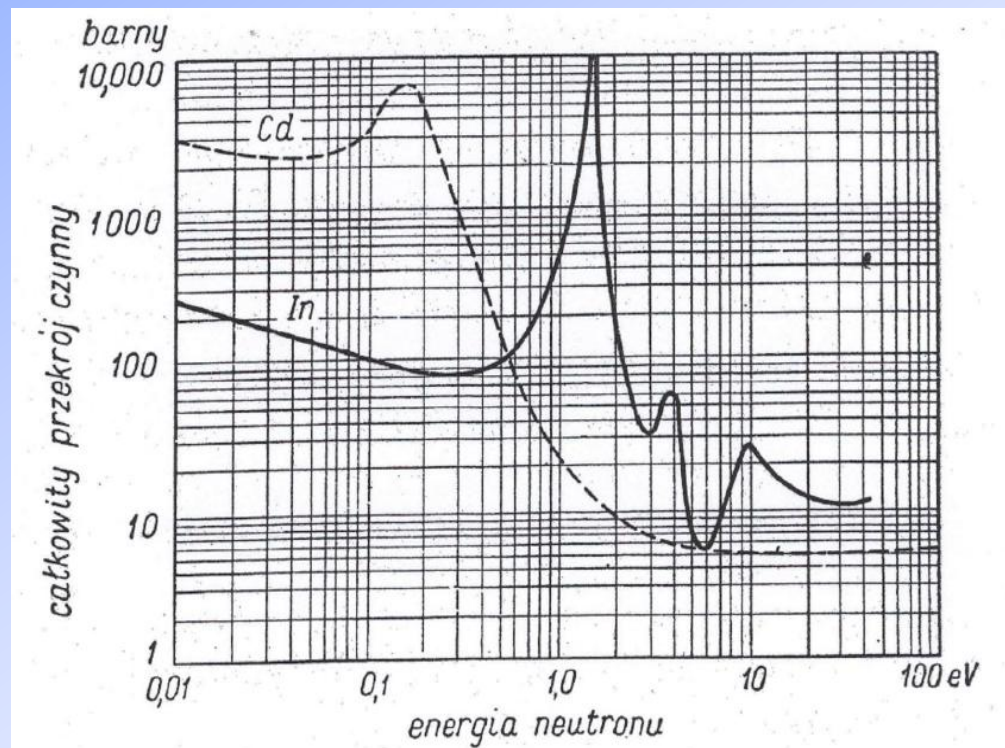
Rezonansowy wychwyty neutronów

Przekrój czynny σ_c w funkcji energii wykazuje szereg ostrych maksimumów.

Mamy wówczas do czynienia z tzw. *rezonansowym wychwytem neutronów*

W zakresie energii 1 – 100 eV mówi się o *neutronach rezonansowych*

Kadm- pierwiastek o dużym przekroju czynnym na wychwyty neutronów, stosowany na pręty regulacyjne w reaktorze



Przekroje czynne na wychwyty dla kadmu i indu w funkcji energii neutronów

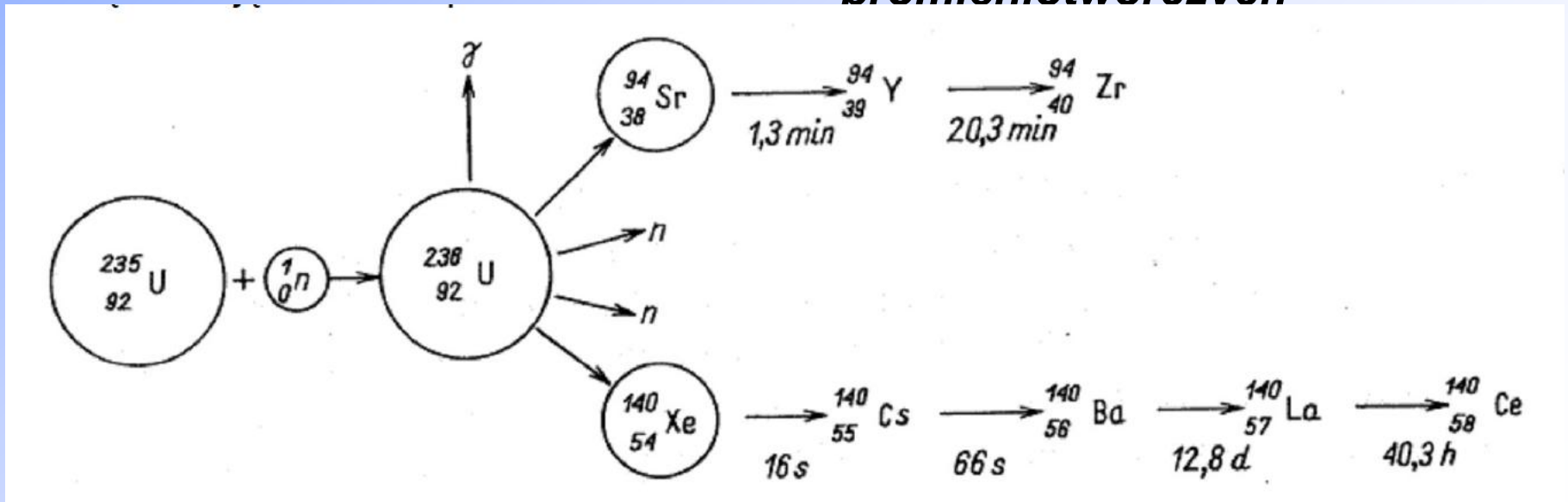
Reakcje rozszczepienia

Rozszczepienie spontaniczne

Niekontrolowane źródło neutronów w reaktorze. Możliwe jest wykorzystanie go dla rozruchu reaktora.

Przykład użycie kalifornu Cf-252 do rozruchu reaktora.

- **Rozszczepienie U-235** powodowane pochłonięciem neutronu i rozpad produktów rozszczepienia
- czasy podane pod strzałkami oznaczają okresy połowicznego rozpadu izotopów **promieniotwórczych**



Praktycznie stosowane paliwa reaktorowe

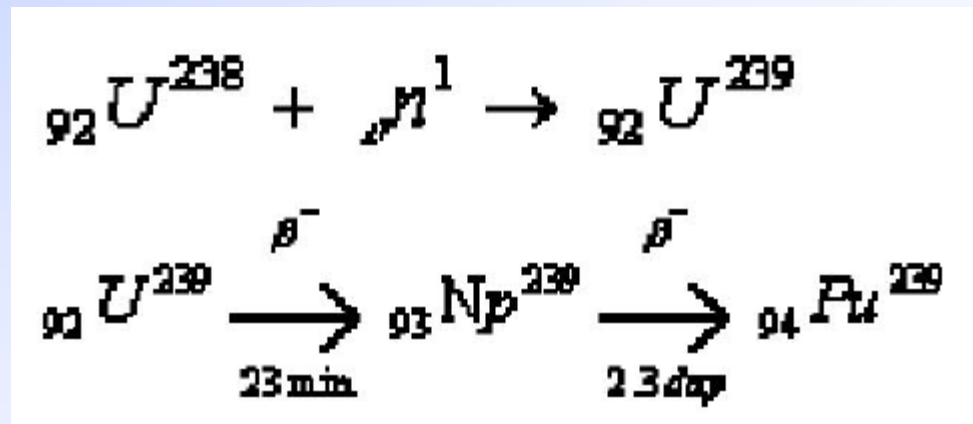
W EJ jako paliwo stosuje się uran U-233, U-235, U-238 i pluton Pu-239, Pu-241.

Jądra tych pierwiastków ulegają rozszczepieniu neutronami **prędkimi** i neutronami o niskiej energii, zwanymi neutronami **termicznymi**, z wyjątkiem U-238, który ulega rozszczepieniu tylko po pochłonięciu neutronu prędkiego.

Gdy rozszczepienie powodowane jest przez neutrony termiczne, nosi ono nazwę *rozszczepienia termicznego*.

Energia termiczna to energia swobodnego neutronu, który znajduje się w stanie równowagi cieplnej z atomami lub molekułami w swoim otoczeniu

Procesy prowadzące do powstania plutonu Pu-239



Materiały rozszczepialne i paliworodne

Jedynym pierwiastkiem, który ulega rozszczepieniu neutronami termicznymi w warunkach naturalnych jest U-235.

Stąd wynika znaczenie napromieniowywania w reaktorze materiałów takich jak U-238 i Th-232 by przekształcić je w materiały rozszczepialne.

Fracja uranu U-235 w uranie naturalnym stanowi 0,72%, natomiast frakcja uranu U-238 stanowi pozostałe 99,28%.

Uran U-233 nie występuje w przyrodzie, ale charakteryzuje się najkorzystniejszymi własnościami z punktu widzenia reakcji rozszczepienia, jak zobaczymy w dalszych rozważaniach.

W czasie pracy reaktora powstają izotopy Pu-239 i Pu-241.

Jeśli Pu-239 nie ulegnie rozszczepieniu, może on wychwycić neutron i utworzyć Pu-240 (materiał paliworodny),

Pu-240 może po wychwycie neutronu utworzyć rozszczepialny Pu-241.

Produkty rozszczepienia

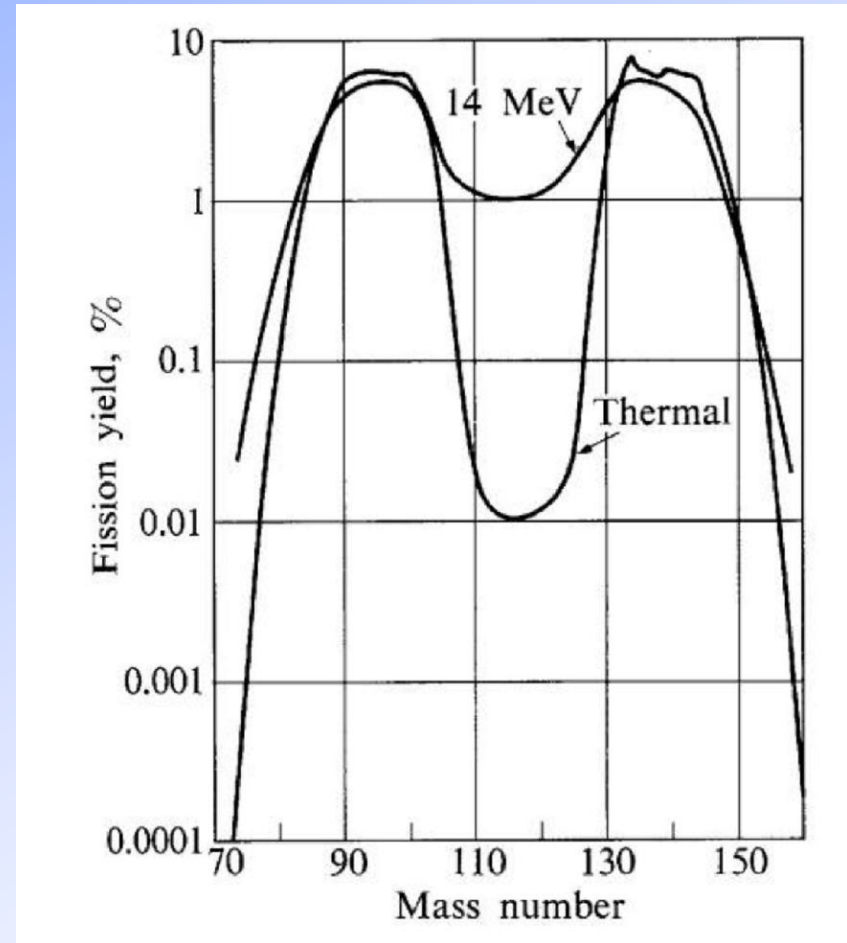
Fragmenty rozszczepienia

Jądro złożone może rozszczepić się ponad 40 sposobami, tworząc około 80 *fragmentów rozszczepienia*.

Stosunek zawartych w nich neutronów do protonów (n/p) jest wysoki, więc fragmenty te są zwykle radioaktywne.

Wydajność rozszczepienia to względna częstość produkcji fragmentów rozszczepienia o określonej masie atomowej.

Wobec tego, że po rozszczepieniu powstają 2 fragmenty rozszczepienia, pole powierzchni pod krzywą powinno razem wynosić 200%.



Krzywa znana pod nazwą *wydajności rozszczepienia (fission yield)*.

Skutki wytwarzania produktów rozszczepienia w paliwie

Produkty rozszczepienia trzeba zatrzymać w paliwie aby nie pozwolić im przeniknąć do obiegu chłodzenia. Wobec tego, że wiele z nich ma długie półokresy połowicznego rozpadu, ich obecność w chłodziwie może przez długi czas powodować zagrożenia radiologiczne i utrudniać dostęp do urządzeń, nawet po wyłączeniu reaktora.

Konieczne jest zapewnienie osłon wokoło reaktora, by uniknąć narażenia radiacyjnego

Wymiana elementów paliwowych może być wykonana tylko przy pomocy zdalnego sterowania. Manipulacje z paliwem wymagają specjalnych ostrożności.

Pewne produkty rozszczepienia chętnie pochłaniają neutrony, tak że ich nagromadzenie powoduje zatrucie reaktora.

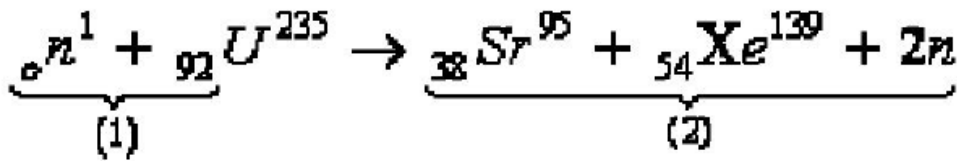
Typowymi przykładami są ksenon Xe-135 i samar Sm-149.

-

Przykład - energia uwalniana podczas rozszczepienia

Przy rozszczepieniu jądra wyzwala się energia około 200 MeV.

Dokładna wartość zależy od rozszczepianego jądra i od fragmentów rozszczepienia.



Całk. masa przed rozszczepieniem
 $1.009 \text{ jma} + 235.044 \text{ jma} = 236.053 \text{ jma}$
Produkty rozszczepienia mają masy atomowe odpowiednio 95 i 139.
Masy odpowiadające tym wielkościom wynoszą 94.919 jma i 138.919 jma.

Całkowita masa po rozszczepieniu:
 $Sr (94,919 \text{ jma}) + Xe(138,9191 \text{ jma}) + 2n (2,017 \text{ jma}) = 235,855 \text{ jma}$

Masa cząstek, które oddziałują ze sobą jest większa od masy produktów rozszczepienia.

Defekt masy wynosi:

$$Dm = 236.053 \text{ jma} - 235.855 \text{ jma} = 0.198 \text{ jma}$$

Zgodnie z prawem Einsteina energia wydzielona przy rozszczepieniu jednego jądra uranu U-235 wynosi

$$\Delta E = 0.198 \text{ jma} \times 931.5 \text{ MeV/jma} = 184.4 \text{ MeV}$$

Rozkład energii wydzielanej przy rozszczepieniu

Energia kinetyczna lekkich fragmentów rozszczepienia	100 MeV
Energia kinetyczna ciężkich fragmentów rozszczepienia	67 MeV
Energia neutronów natychmiastowych	7 MeV
Energia natychmiastowego promieniowania γ	7 MeV
Cząstki β emitowane przez pr. rozszczepienia	5 MeV
Promieniowanie γ produktów rozszczepienia	6 MeV
Suma	190 MeV
Energia unoszona przez neutrino	11 MeV
Reakcje neutronów w materii: wydzielenie dalszych	8 MeV
Średnio przyjmujemy 200 MeV na rozszczepienie	

Przykład: zużycia paliwa w reaktorze 1000 MWe, sprawność 33%

Ile materiału U-235 przez 1 dobę?

$$1000 \text{ E}+6 / 0.33 \text{ W} \times 86400 \text{ s} = 25,9 \text{ E}+14 \text{ J}$$

Energia rozszczepienia

$$200 \text{ E}+6 \text{ eV} \times 1.602 \cdot \text{E}-19 \text{ J/eV} = 3.2 \text{ E}-11 \text{ J}$$

Liczba jąder rozszczepionych

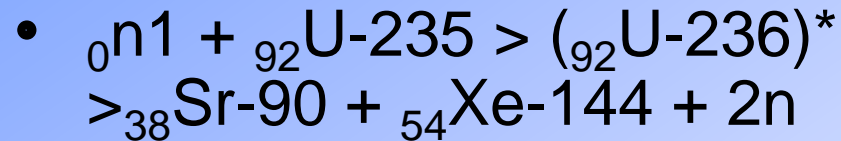
$$25,9 \text{ E}+14 / 3,2 \text{ E}-11 = 8,1 \text{ E}+25 \text{ (na dobę)}$$

Masa jąder $8,1 \text{ E}+25 \times 235 \text{ jmax } 1.66 \text{ E}-27 \text{ kg/jma} = 3190 \text{ E}-2 = 31,9 \text{ kg (U235)}$
lub przez rok 11,6 t/rok

Wytwarzanie neutronów

Neutrony natychmiastowe

Wytwarzanie neutronów natychmiastowych



Czas jaki upływa od chwili pochłonięcia neutronu do chwili emisji neutronu rozszczepieniowego wynosi 10^{-14} sekund. Stąd nazwa: neutrony natychmiastowe

Liczba neutronów emitowanych przy rozszczepieniu termicznym U-235 wynosi od 0 do 5.

Przy rozszczepieniach termicznych średnia liczba neutronów natychmiastowych na rozszcz. U-235 wynosi $n = 2,43$.

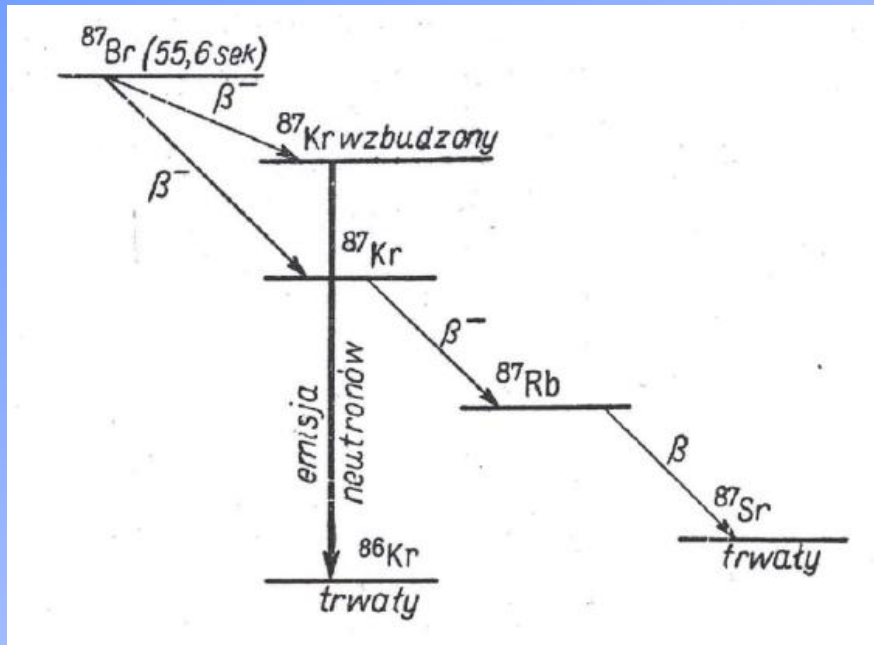
W przypadku rozszczepienia izotopów plutonu liczby te są większe i wynoszą

- Dla Pu-239 $n = 2,89$
- Dla Pu-241 $n = 2,93$

Neutrony opóźnione

Pewne fragmenty rozszczepienia w dalszym ciągu emitują neutrony poprzez rozpad radiacyjny

Emisje neutronów opóźnionych przy rozpadach produktów rozszczepienia



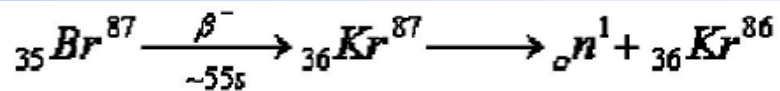
Wyemitowany neutron jest neutronem natychmiastowym, ale jego emisja zachodzi w pewien czas po rozszczepieniu, ponieważ najpierw musi ulec rozpadowi Br-87. Izotop Br-87 nazywamy *prekursorem*.

Istnieje ponad 20 izotopów prekursorów. Są podzielone na 6 grup w zależności od ich $T_{1/2}$

Po rozszczepieniu jądra U-235

- **99.35% neutronów to neutrony natychmiastowe,**
- **0.65% to neutrony opóźnione**

${}_0^1n + {}_{92}^{235}\text{U} > {}_{35}^{87}\text{Br} + {}_{57}^{147}\text{La} + 2n$
 Br-87 rozpada się poprzez reakcję z emisją elektronu do ${}_{36}^{87}\text{Kr}$, który jest wzbudzony dostatecznie by wyemitować neutron i stać się ${}_{36}^{86}\text{Kr}$.



Neutrony opóźnione i fotoneutrony

- *Przykład wytwarzania neutronów natychmiastowych i efektywnej frakcji neutronów opóźnionych.*

Przy 1000 rozszczepień jąder U-235 otrzymujemy 1000 rozszczepień x 2,43 neutronów/rozszc = 2430 nowych neutronów, w tym

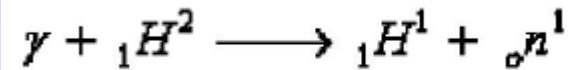
1000 rozszcz x 0.0158 neutr/rozszc = 15.8 neutronów opóźnionych

Na 1000 nowych neutronów 6,5 neutronu opóźnionego.

Udział neutronów opóźnionych to $\beta = 0.65\%$, a udział neutronów natychmiastowych 99.35%.

- **Fotoneutrony**

Neutrony natychmiastowe i opóźnione powstają wskutek reakcji rozszczepienia, natomiast *fotoneutrony* są emitowane w reaktorach ciężkowodnych lub posiadających reflektor berylowy.



Reakcje te oznaczamy symbolem (γ, n), ponieważ 1 foton gamma oddziałuje z jądrem i powoduje emisję 1 neutronu.

Aby reakcja ta była możliwa, wychwyty fotonu gamma musi dostarczyć **energię większą niż 2,23 MeV**, ponieważ energia wiązania deuteru wynosi 2.23 MeV.

Przekroje czynne na reakcje z neutronami

Mamy cieką tarczę o powierzchni A i grubości X zawierającą N atomów w jednostce objętości (całkowita liczba atomów w tarczy $N \times X$). Tarcza umieszczona jest w skolimowanej wiązce neutronów o natężeniu I (neutronów na jednostkę powierzchni i na sekundę). Można stwierdzić, że szybkość, z jaką zachodzą reakcje neutronów z materia, jest proporcjonalna do natężenia wiązki I , gęstości atomów N , powierzchni A i grubości X .

- Szybkość reakcji = $\sigma I N A X$
- gdzie σ jest stałą proporcjonalności zwaną *przekrojem czynnym*. Widać, że przekrój czynny σ ma miano powierzchni. Zwykle mierzymy go w jednostkach zwanych *barnami* (b),
- $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

Mikroskopowy przekrój czynny.

Przekroje czynne na reakcje neutronowe mają zasadnicze znaczenie przy wyborze materiałów w reaktorze jądrowym.

Mikroskopowym przekrojem czynnym nazywamy pole powierzchni oddziaływania neutronów w danej reakcji

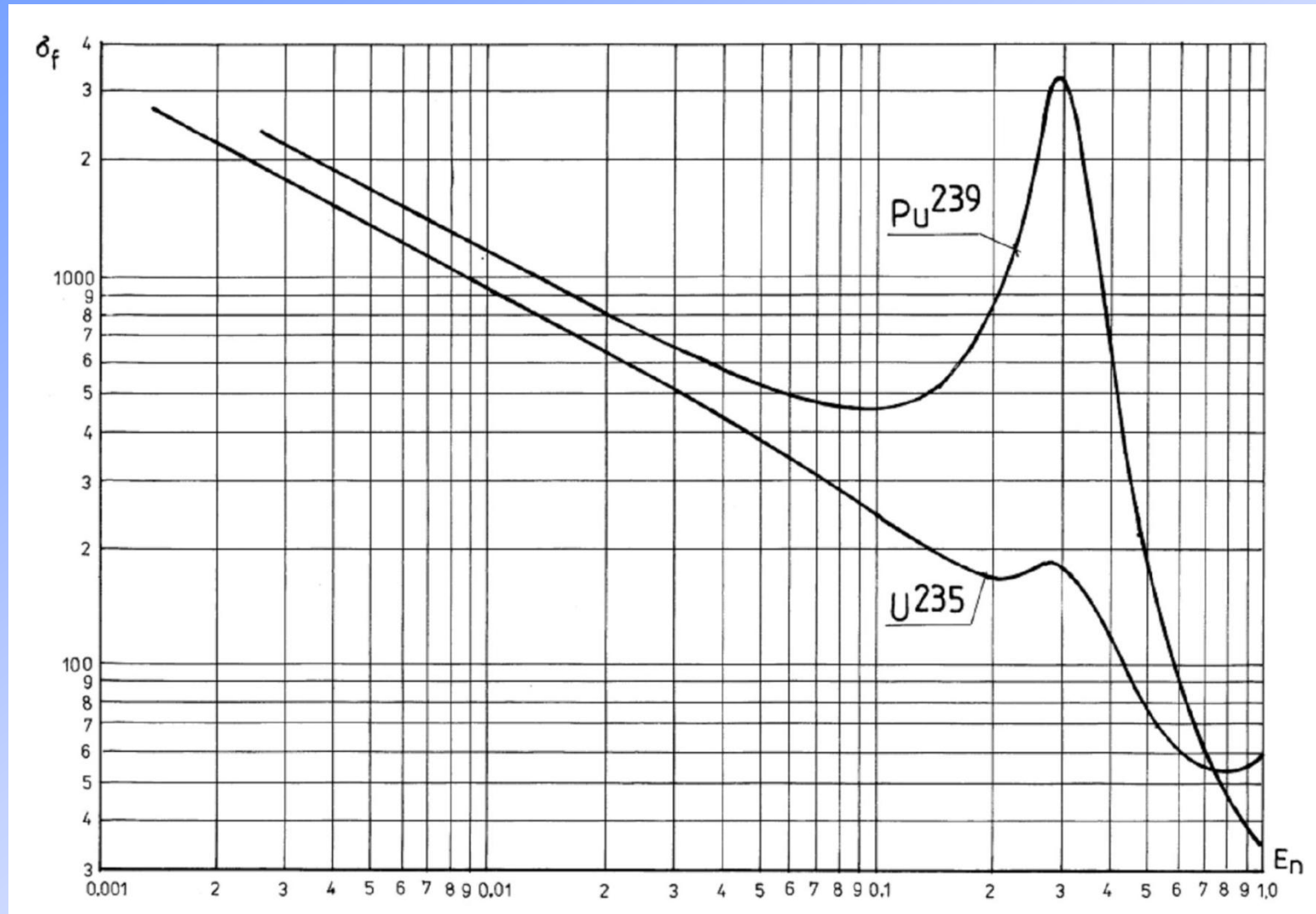
Symbole stosowane dla przedstawienia przekrojów czynnych na różne typy reakcji są następujące:

- σ_f = przekrój czynny na rozszczepienie
- σ_a = przekrój czynny na absorpcję (wychwył)
- σ_s = przekrój czynny na rozpraszanie
- σ_r = przekrój czynny na wychwył radiacyjny

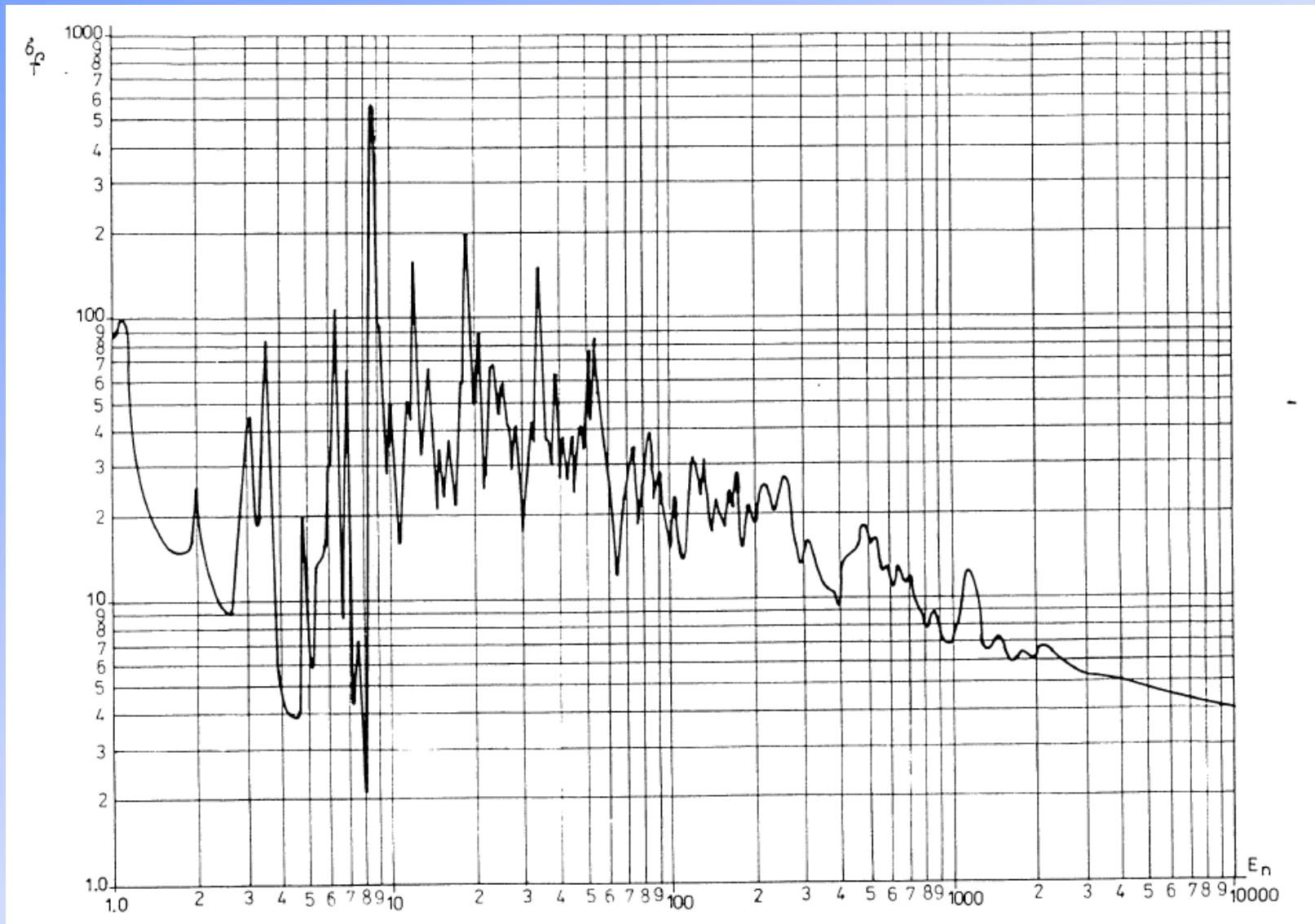
W przypadku U-235, wartości tych przekrojów są następujące:

- $\sigma_f = 580 \text{ b}$ dla energii termicznej, ale
- $\sigma_f = 1 \text{ b}$ dla neutronów o energii 1 MeV.

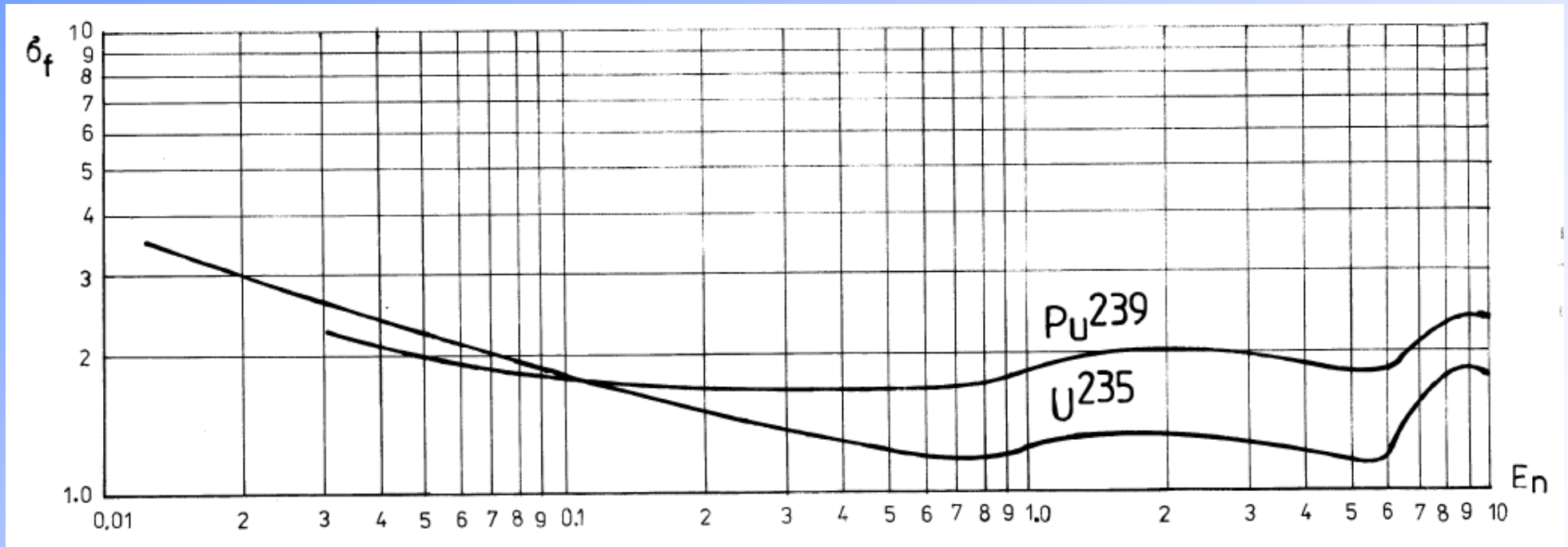
Przekrój czynny na rozszczepienie dla U-235 i Pu 239 dla energii od 0,001 do 1,0 eV



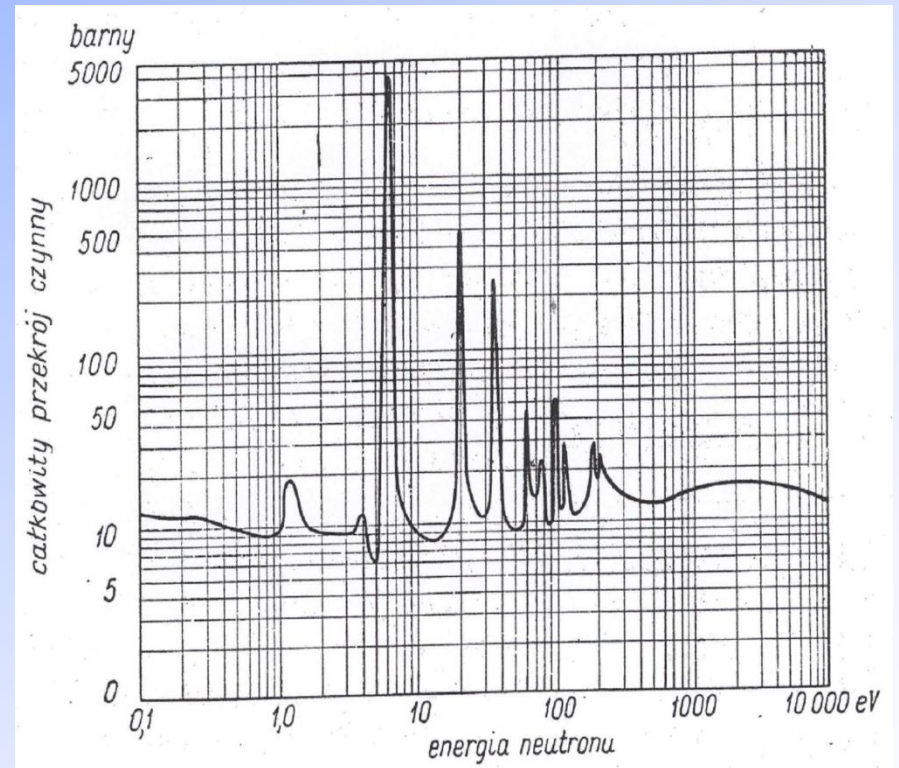
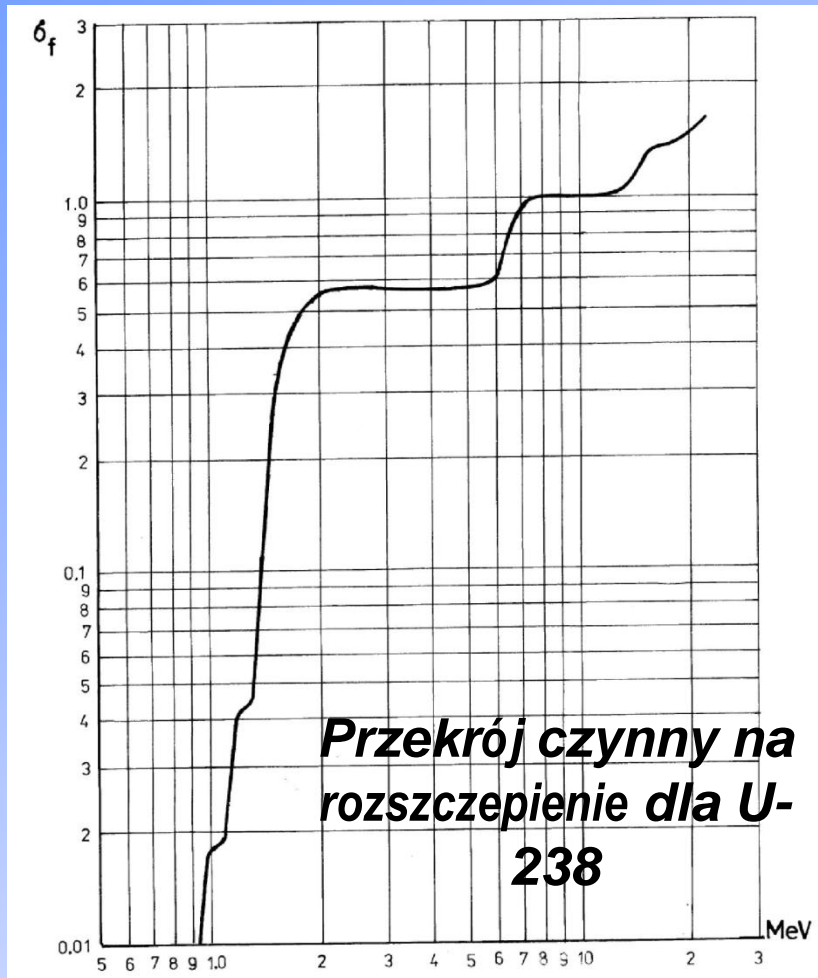
Przekrój czynny na rozszczepienie dla U-235 dla energii od 1eV do 10 keV



Przekrój czynny na rozszczepienie dla U-235 i Pu 239 dla energii od 0,01 do 10 MeV



Przekrój czynny na rozszczepienie U-238 i uranu naturalnego



Strumień neutronów

Wewnątrz objętości znajduje się n neutronów termicznych na cm^3 poruszających się z prędkością v i zderzających się z N' jądrami tego materiału z prawdopodobieństwem σ_t :

Szybkość reakcji = [RR] = liczba zderzeń /sek/ cm^3 = $n v N' \sigma_t$

- n = gęstość neutronów, [n] = neutronów/ cm^3
- N' = gęstość atomowa materiału, [N'] = atomów/ cm^3
- σ_t = całkowity przekrój czynny, [σ_t] = b [barnów]

σ_t i N' cechy charakterystyczne dla każdego materiału tarczowego.

Ich iloczyn = *makroskopowy przekrój czynny*

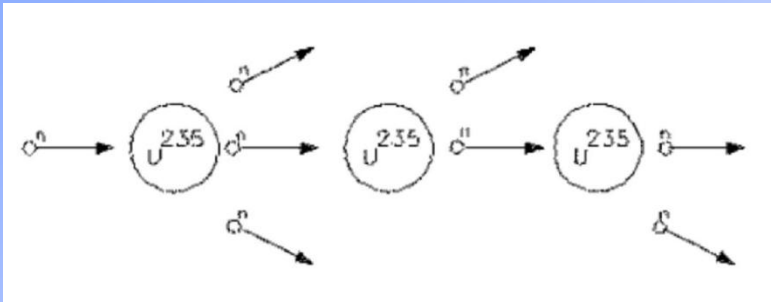
- $\Sigma_t = \sigma_t N'$
- [Σ_t] = $\text{cm}^2 \cdot \text{cm}^{-3} = \text{cm}^{-1}$

Iloczyn gęstości neutronów n i ich prędkości v = *strumień neutronów* $\varphi = nv$

- [φ] = [neutronów/ cm^3] · [cm/s] = neutronów $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
- $RR = \sigma_t \varphi$ [**cm-3**]

Reakcja łańcuchowa

Warunek utrzymania *reakcji łańcuchowej*: przynajmniej jeden neutron emitowany wskutek rozszczepienia powoduje następne rozszczepienie.



Współczynnik mnożenia k , = stosunek neutronów rozszczepieniowych w danym pokoleniu podzielony przez liczbę neutronów rozszczepieniowych w poprzednim pokoleniu.

k = liczba neutronów rozszczepieniowych w danym pokoleniu/ liczba neutronów rozszczepieniowych w poprzednim pokoleniu.

Jeśli $k = 1$ to reakcja łańcuchowa zachodzi w stałym tempie i system jest **krytyczny**

Jeśli k większe od 1 to szybkość reakcji łańcuchowej rośnie i system jest **nadkrytyczny**

Jeśli k mniejsze od 1 to szybkość reakcji łańcuchowej maleje i system jest **podkrytyczny**.

Regulacja mocy reaktora przez zmianę współczynnika mnożenia k

W reaktorze jądrowym reakcję łańcuchową kontrolujemy poprzez zmiany k dokonywane przez zmiany położenia prętów pochłaniających.

Aby zwiększyć moc operator musi **zwiększyć k** do wartości większej niż 1 przez **wysunięcie z rdzenia prętów regulacyjnych**. Reaktor stanie się wówczas **nadkrytyczny**.

Gdy reaktor dojdzie do pożądanej mocy, operator przywraca *stan krytyczny* ($k=1$) przez wsunięcie do rdzenia prętów regulacyjnych.

Aby zmniejszyć moc reaktora operator obniża k do wartości mniejszej niż 1 i reaktor staje się **podkrytyczny**. Moc jego maleje.

Współczynnik mnożenia pokazuje równowagę neutronową $k =$ szybkość produkcji neutronów/(szybkość pochłaniania i ucieczki neutronów)

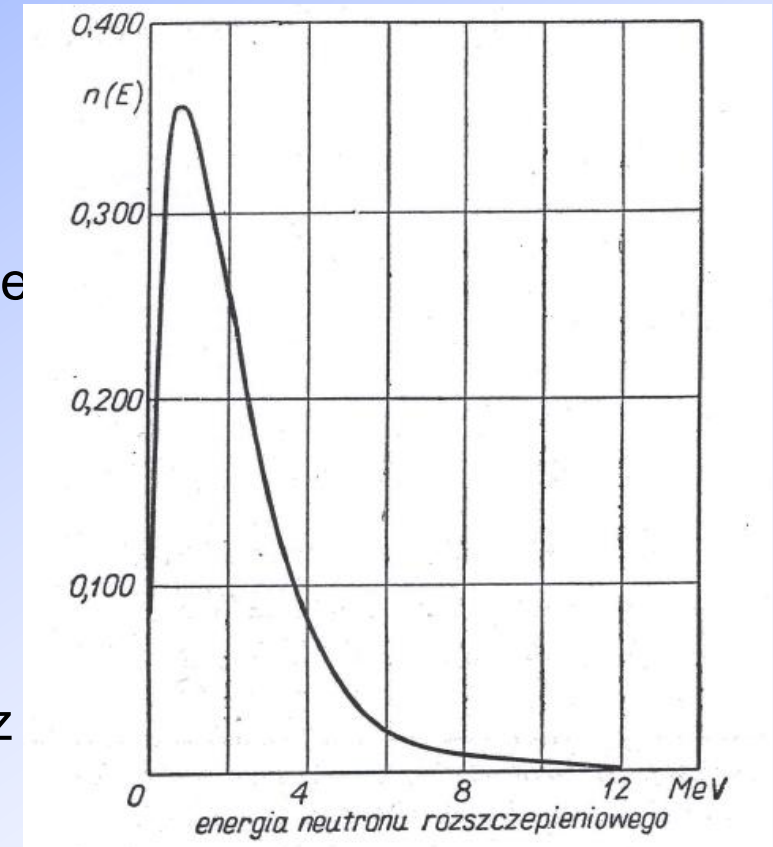
Jeśli szybkość produkcji jest **większa** niż szybkość pochłaniania i ucieczki reaktor jest **nadkrytyczny**, jeśli **mniejsza**, reaktor jest **podkrytyczny**

Czy można osiągnąć reakcję łańcuchową z samym uranem naturalnym?

Przy rozszczepieniu powstaje więcej niż jeden neutron ($n=2,43$ dla U-235 z neutronami termicznymi).

Założmy, że w bloku uranu naturalnego powstaje 100 neutronów rozszczepieniowych, z których 70 ma energię **większą od progu energetycznego dla uranu U-238**, równego 1,2 MeV, a pozostałe 30 neutronów ma energie mniejsze.

Większość z tych 30 neutronów ulega rozproszeniu wskutek zderzeń sprężystych z U-238 (n,n) U-238, co powoduje ich spowalnianie, ale przy zmiany energii są niewielkie ze względu na dużą różnicę masy neutronu i jądra uranu.

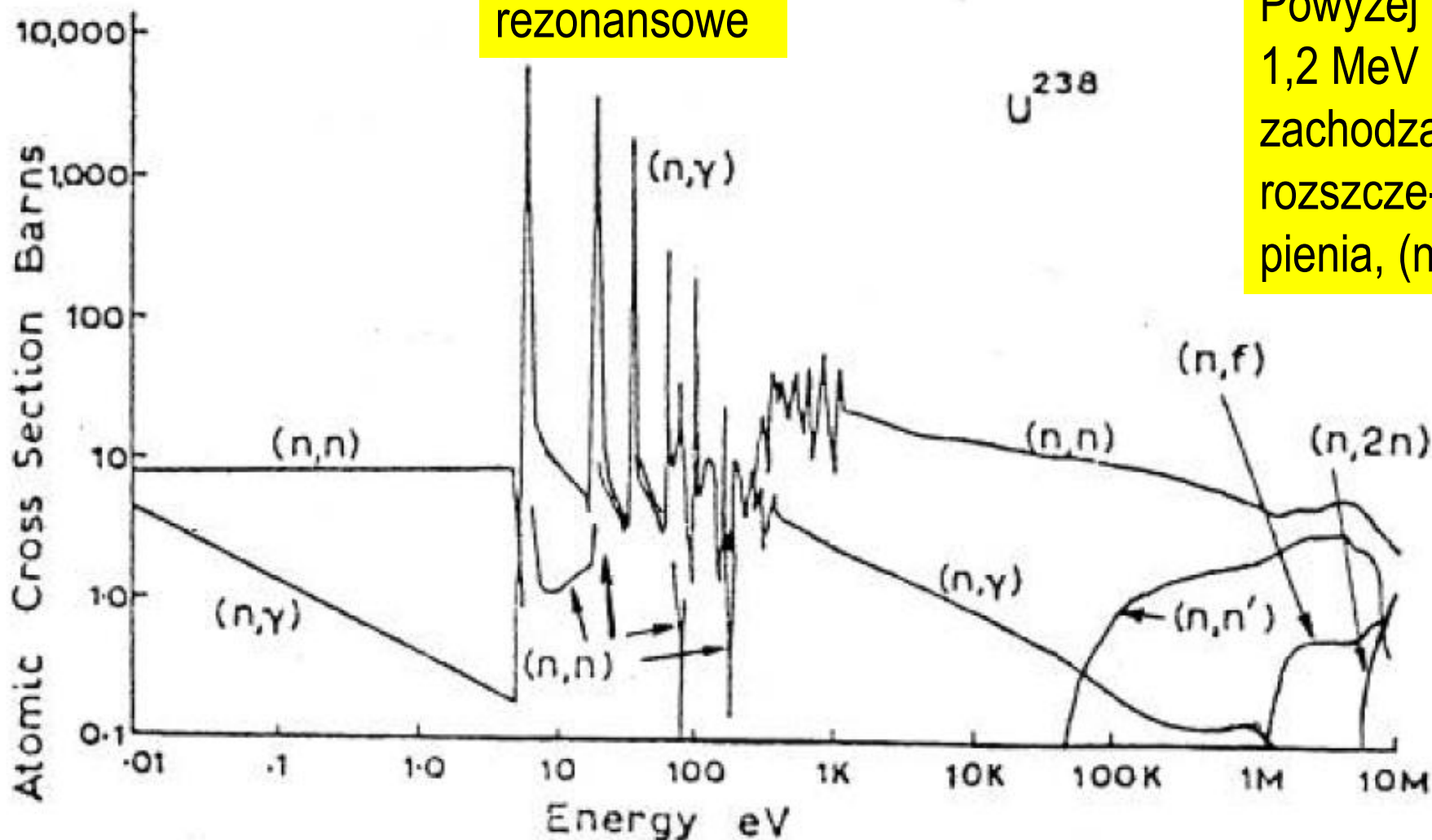


Widmo energetyczne neutronów rozszczepieniowych

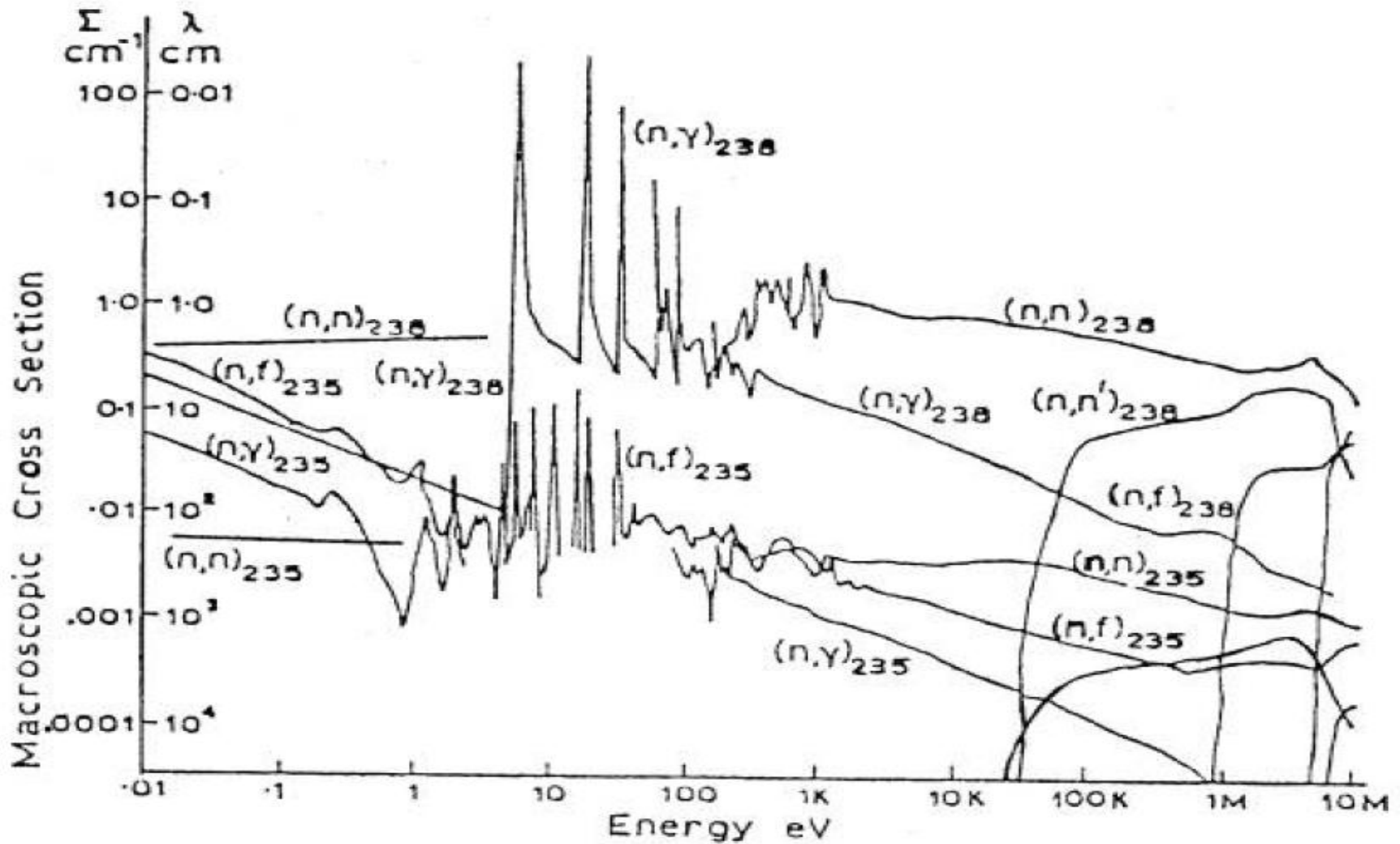
Mikroskopowe przekroje czynne dla U238

Wychwyty rezonansowe

Powyżej 1,2 MeV zachodzą rozszczepienia, (n,f)



Mikroskopowe przekroje czynne dla uranu naturalnego



Bilans neutronów po rozszczepieniu w uranie naturalnym

W reakcjach zderzenia niesprężystego $(n,n1)$ z U-238 neutrony tracą znaczną część energii, pozostawiając jądro w stanie wzbudzenia. Po wielu zderzeniach, energia neutronów maleje **poniżej 100 keV**.

W tym zakresie energii najbardziej prawdopodobna jest reakcja pochłaniania $(n,\gamma)U238$, Jest ona 40 razy bardziej prawdopodobna niż reakcja rozszczepienia, tak że mniej niż **jeden neutron na 30 spowoduje rozszczepienie**, a pozostałe zostaną **wychwycone** przez U-238.

Pozostałe 70 neutronów, których energia jest **większa od 1,2 MeV**, wejdzie w różne reakcje proporcjonalnie do odpowiednich przekrojów czynnych.

Przy pierwszym zderzeniu zajdą następujące reakcje

38 neutronów ulega reakcji $(n,n) U238$, 27 neutronów ulega reakcji $(n,n') U238$

Okolo 4 neutronów ulega reakcji $(n,f) U238$, Okolo 1 neutron ulega reakcji $(n,\gamma) U238$,

I istnieje **niewielkie prawdopodobieństwo reakcji z U-235**.

Reakcje neutronów rozproszonych

38 neutronów rozproszonych sprężyście uczestniczy w drugim zderzeniu z uranem, przy czym około **2 neutronów ulega reakcji (n,f)U238**, 15 neutronów (n,n')U238 z energiami poniżej 1.2 MeV, a 21 neutronów ulega reakcji (n,n)U238 przy 1.2 MeV.

Te 21 neutronów powodują trzecie zderzenie, neutrony otrzymane z trzeciego zderzenia powodują następne itd, po czym ostatecznie

ze 100 początkowo istniejących neutronów **8 neutronów ulega reakcji rozszczepienia w U-238, 2 w U-235 przy energii około 0,14 eV.**

W drugim pokoleniu wystąpi **10 rozszczepień**. Stąd otrzymujemy liczbę nowych neutronów rozszczepieniowych równą:

- 10 rozszczepień \times 2,5 = **25 neutronów rozszczepieniowych.**

k jest mniejsze od 1. Warunek utrzymania reakcji łańcuchowej rozszczepienia nie jest więc spełniony i układ jest **podkrytyczny**.

Systemy podtrzymujące reakcję łańcuchową

Jedną z metod jest **zwiększenie udziału U-235 w uranie**, tak by wzrosło prawdopodobieństwo rozszczepienia U-235 przy energiach poniżej 1,2 MeV.

Na przykład, jeżeli z pośród neutronów wchodzących w ten zakres energii 32 spowodują rozszczepienie U-235, to reakcja łańcuchowa będzie podtrzymana, bo ze 100 neutronów 8 spowoduje rozszczepienie U-238 a 32 spowoduje rozszczepienie U-235.

Jeśli założymy, że na jedno rozszczepienie powstaje 2,5 neutronów rozszczepieniowych, to w następnym pokoleniu otrzymamy $40 \times 2,5 = 100$ neutronów, $k=1$ i reaktor będzie **krytyczny**.

Zwiększanie frakcji U-235 nosi nazwę **wzbogacania uranu**.

Proces spowalniania neutronów

Innym sposobem podtrzymania reakcji łańcuchowej rozszczepienia jest dodanie materiału o niskiej liczbie atomowej do uranu naturalnego. Głównym celem jest **spowolnienie neutronów do małych energii (0,025 eV)** przy pomocy materiału, zwanego moderatorem.

Moderator powoduje sprężyste zderzenia a nie ma znaczącego przekroju czynnego na absorpcję.

Przy niskich energiach odpowiadających energii termicznej prawdopodobieństwo **rozszczenia U-235** jest bardzo wysokie (około **550 barnów**, podczas gdy przy energii 1 MeV wynosi ono tylko **1,2 barna**) a prawdopodobieństwo wychwytu radiacyjnego w U-238 wynosi 2,7 barn.

Nawet przy uwzględnieniu niskiej zawartości U-235 w uranie naturalnym, reakcja rozszczepienia jest bardziej prawdopodobna niż reakcja wychwytu.

Reaktor, który ma dużą masę moderatora i w którym większość neutronów zostaje spowolniona do energii termicznej, nosi nazwę **reaktora termicznego**.

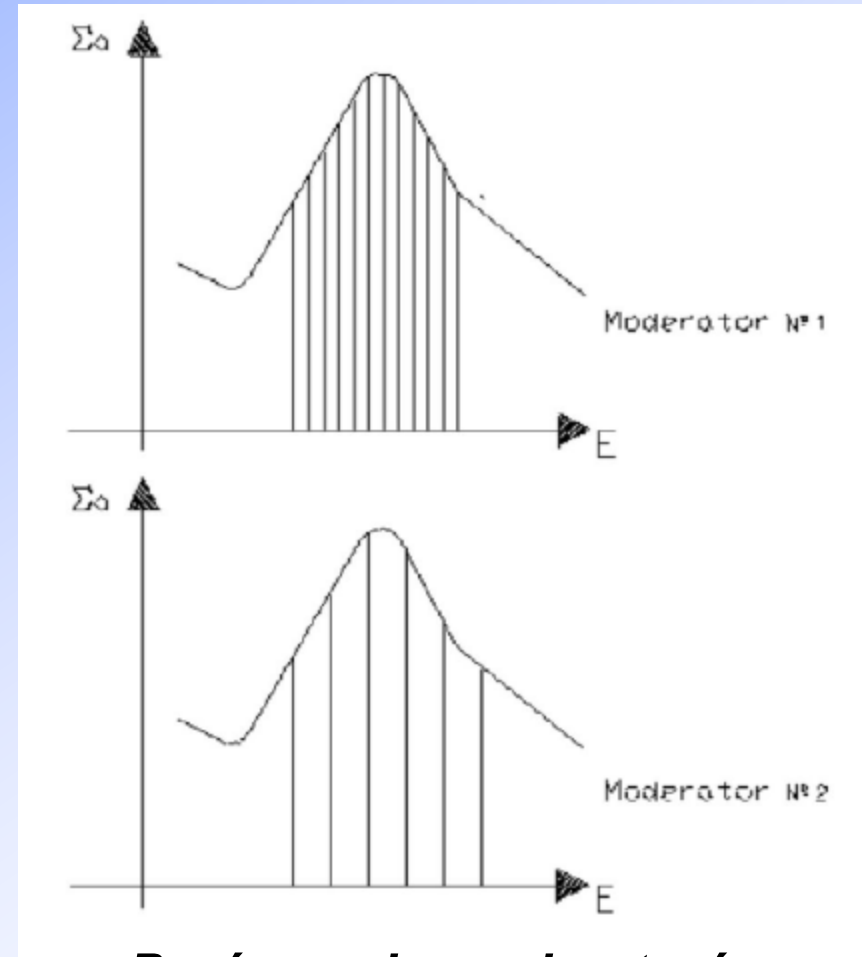
Spowalnianie i dyfuzja neutronów

Neutrony rozszczepieniowe muszą zostać spowolnione do poziomu energii termicznej nie ulegając wychytowi.

Neutrony mogą być pochłonięte przez atomy moderatora lub paliwa na wszystkich poziomach energii. W U-238 występują **wychwyty rezonansowe** (n,γ) w zakresie energii od 5 do 100 keV

Założmy że mamy dwa moderatory, przy czym w moderatorze Nr 1 zachodzi dużo, a w moderatorze Nr 2 mało zderzeń. Wskutek tego w moderatorze nr 1 przed termalizacją neutron spędza dużo czasu w rejonie wychwytów rezonansowych U-238.

To **zmniejsza prawdopodobieństwo spowolnienia go, zanim zostanie pochłonięty.**



Porównanie moderatorów

Zdolność spowalniania

Chcemy mieć jak najmniejszą liczbę zderzeń by spowolnić neutron, ale także duży przekrój czynny na zderzenia sprężyste neutronów. Makroskopowy przekrój czynny na rozpraszanie

$\Sigma_s = N \sigma_s$ opisuje te wymagania.

Skuteczność materiału jako moderatora neutronów mierzona jest iloczynem $\xi \Sigma_s$, znanym pod nazwą **zdolności spowalniania**, uwzględniającym przekrój czynny na zderzenia z rozpraszaniem energii Σ_s i utratę energii ξ przy każdym rozproszeniu.

Jeśli materiał ma wysoką zdolność spowalniania, ale pochłania dużo neutronów to nie może być stosowany jako moderator.

Rozsądnym wskaźnikiem jakości moderatora jest jego **współczynnik spowalniania MR**

Pierwiastek	Masa N	ξ	Liczba zderzeń
H	1	1.000	18
D	2	0.725	25
He	4	0.425	43
Be	97	0.206	86
C	12	0.158	114
U	238	0.000838	2172

$$MR = \frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma_a}$$

Moderatory dla reaktorów jądrowych

- H_2O – woda ma doskonałe własności moderujące i stosowana jest jako osłona przed neutronami prędkimi. Mikroskopowy przekrój czynny na absorpcję σ_a dla H_2O jest zbyt duży, aby można było używać wody jako moderatora w połączeniu z uranem naturalnym, dlatego, jeżeli stosujemy H_2O , to **trzeba wzbogacać** paliwo.
- Beryl i grafit mają małe wartości σ_a i mogą być stosowane z paliwem z uranu naturalnego, jeżeli paliwo ma postać metaliczną.

Moderator	Zdolność spowalniania	Współczynnik spowalniania
Woda	1.28	58
Ciężka woda	0.18	21,000
Beryl	0.16	130
Grafit	0.065	200

Cykl życia neutronu

Jeśli reaktor pracuje na stałej mocy, to liczba rozszczepień na sekundę jest stała, a więc i liczba neutronów powodujących rozszczepienia jest stała z jednego pokolenia do drugiego. Oznacza to, że współczynnik mnożenia **$k=1$**

W reaktorze krytycznym, 1 neutron z każdego rozszczepienia powoduje dokładnie **1 nowe rozszczepienie**.

Z pośród 2,43 neutronów (typowa wartość) emitowanych przy rozszczepieniu, tylko 1 neutron przechodzi przez cały cykl by spowodować nowe rozszczepienie. Pozostałe prawie 1,5 neutronu są stracone poprzez ucieczkę lub wychwyty

Analiza cyklu neutronowego

Zacznijmy od N neutronów termicznych.

1. Frakcja f neutronów termicznych jest pochłaniana w paliwie, tak więc, w paliwie pochłaniane jest $N \times f$ neutronów.

f - współczynnik wykorzystania

termicznego = stosunek neutronów pochłoniętych w paliwie do całkowitej liczby neutronów pochłoniętych w reaktorze.

2. Nie wszystkie neutrony pochłonięte w paliwie spowodują rozszczepienie, część z nich stracimy na wychwyty radioaktywne.

Założmy, że **frakcja α powoduje rozszczepienia U-235**, co daje nam

$\alpha \times f \times N$ rozszczepień uranu U-235.

Wzór czterech czynników (1)

3. Każde rozszczepienie powoduje powstanie ν neutronów prędkich, a więc powstaje razem $\alpha \times f \times N \times \nu$ neutronów prędkich z początkowej liczby N neutronów termicznych.

Określimy $\eta = \alpha \nu$ jako *współczynnik rozszczepień termicznych*. Daje to liczbę N^0 neutronów prędkich na każdy neutron termiczny pochłonięty w paliwie,.

η = współczynnik rozszczepień termicznych = liczba neutronów prędkich produkowanych wskutek rozszczepień termicznych/ liczba neutronów termicznych pochłoniętych w paliwie.

Mamy więc $\eta f N$ neutronów prędkich

4. Do tej pory rozważaliśmy rozszczepienia termiczne, ale jak wiemy, neutrony prędkie o energiach powyżej 1,2 MeV mogą powodować rozszczepienia prędkie w U-238 zanim neutrony zostaną spowolnione. Tak więc, całkowita liczba neutronów prędkich będzie większa, niż wynikałoby z samych rozszczepień termicznych. Ten dodatkowy wkład powiększa liczbę neutronów prędkich przez *współczynnik ϵ* .

Wzór czterech czynników (2)

Całkowita liczba neutronów prędkich wytworzonych wskutek rozszczepień U-235 i U238 wyniesie: **$\epsilon \eta f N$** .

gdzie ϵ nosi nazwę **współczynnika rozszczepienia prędkiego** lub rozszczepienia na neutronach prędkich.

ϵ = Liczba wszystkich neutronów rozszczepieniowych/liczba neutronów powstających wskutek rozszczepień termicznych

Neutrony prędkie są teraz spowalniane, ale część z nich ucieka z reaktora zanim osiągną poziom energii rezonansowej.

Fracja neutronów prędkich, która **osiąga energię rezonansową bez ucieczki** z systemu oznaczana jest symbolem **P_f** . Tak więc

$P_f \cdot \epsilon \cdot \eta \cdot N \cdot f$ to liczba neutronów spowolnionych do poziomu energii rezonansowej.

6. Jeśli frakcja **p** uniknie wychwytu rezonansowego, to **$P_f p \cdot \epsilon \eta \cdot f N$** będzie liczbą neutronów spowolnionych do energii niższych niż energia rezonansowa,.

Wzór czterech czynników (3)

Pomijając ucieczkę neutronów, widać że **liczba neutronów spowolnionych do energii termicznej to $k N = \epsilon \cdot \eta \cdot p \cdot f \cdot N$** z pośród pierwotnie istniejących N neutronów termicznych (przed rozszczepieniem).

7. Popatrzmy teraz na cały cykl. Wiele neutronów ucieka podczas spowalniania w energiach niższych od energii rezonansowej a wyższych od energii termicznej.

Założmy, że **P_R jest frakcją neutronów stermalizowanych**. Wielkość P_f to prawdopodobieństwo utrzymania neutronu w reaktorze bez ucieczki w czasie redukcji energii od prędkich do termicznych.

8. Neutrony uciekają także podczas procesu dyfuzyjnego zanim zostaną pochłonięte w paliwie i **P_t oznacza prawdopodobieństwo uniknięcia ucieczki podczas dyfuzji**.

$P_t \cdot P_f \cdot k \cdot N$ jest liczbą neutronów termicznych, które są do dyspozycji by rozpocząć następny cykl rozszczepieniowy.

Warunkiem stanu krytycznego jest aby

$$k_{\text{eff}} = k_{\infty} \cdot P_f \cdot P_t = 1.$$

gdzie **$k_{\infty} = \epsilon \eta f p$** dla reaktora o rozmiarach nieskończonych

Reaktywność

Reaktor jest krytyczny, gdy **efektywny współczynnik mnożenia $k_{\text{eff}} = 1$**

Współczynnik, który określa jak dalece **podkrytyczny** lub **nadkrytyczny** może być reaktor zwany jest *reaktywnością ρ* .

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}}$$

W praktyce k_{eff} jest zawsze bliskie 1.

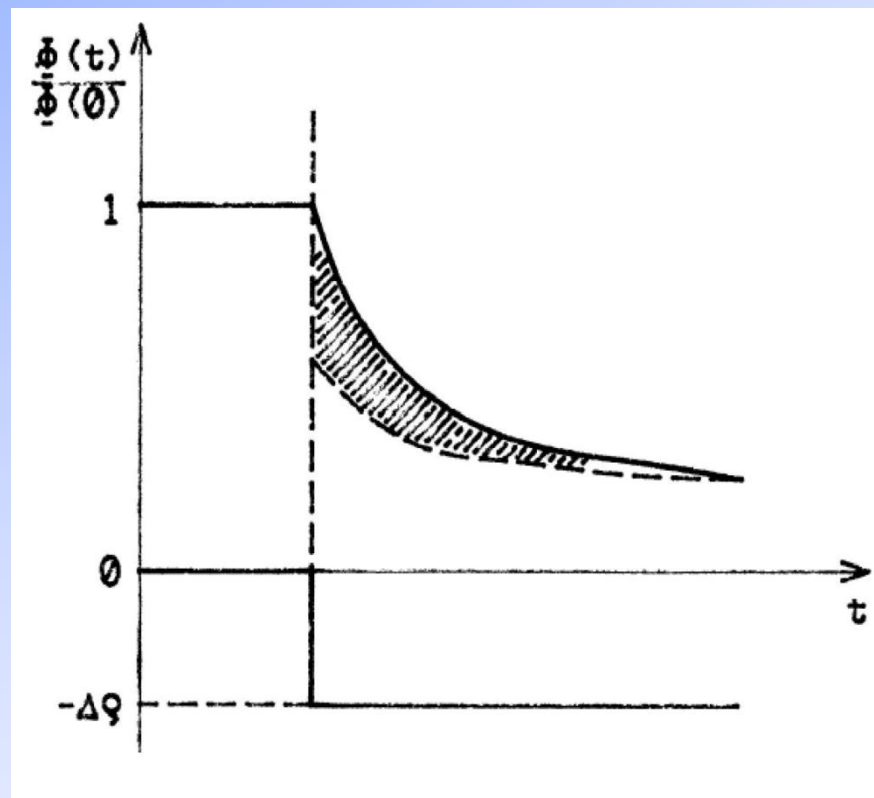
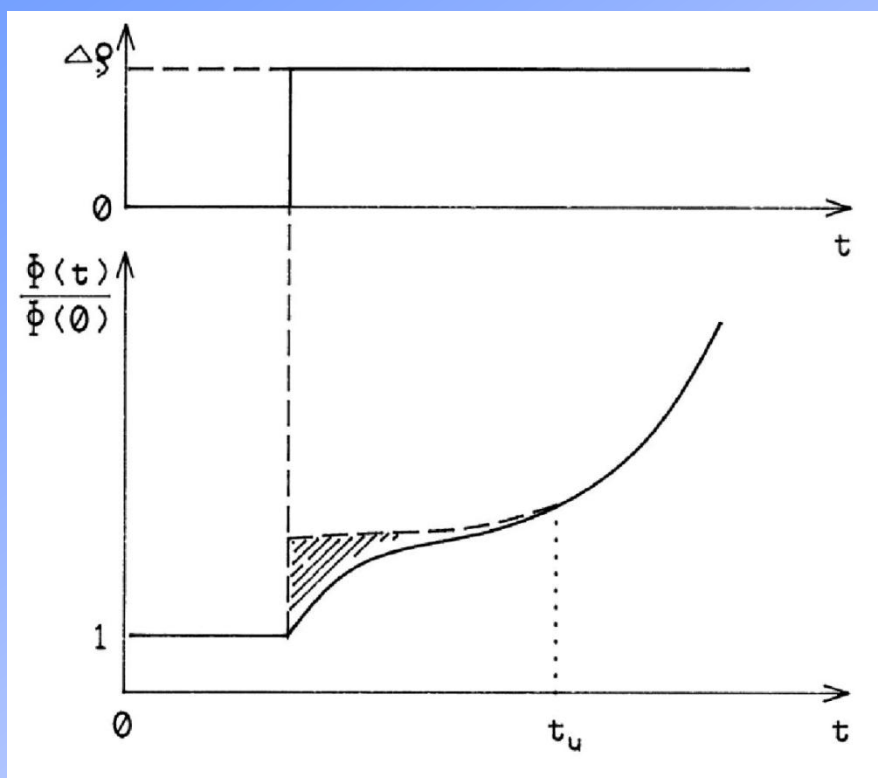
Wpływ reaktywności na strumień neutronów i na moc reaktora

Liczba neutronów w pierwszym pokoleniu to n_0 , a n_N to liczba neutronów po pierwszych N pokoleniach. Zmiany tej liczby są proporcjonalne do średniej gęstości neutronów, średniego strumienia neutronów i całkowitej mocy reaktora. Można więc napisać następującą zależność:

$$P = P_0 \cdot \exp(N \cdot \Delta k)$$

Jeżeli Δk jest dodatnie, to mamy więcej rozszczepień niż potrzeba dla podtrzymania reakcji łańcuchowej. Gęstość neutronów będzie rosła i będziemy mieli więcej neutronów dla spowodowania następnych rozszczepień. Oznacza to, że gęstość rozszczepień rośnie, a co za tym idzie i poziom mocy rośnie

Zmiany mocy reaktora w czasie



Przebieg zmian strumienia neutronów wywołany skokową zmianą reaktywności

Pole zakreskowane odpowiada stanowi przejściowemu, podczas którego zanikają eksponenty powodowane przez neutrony opóźnione.

Wpływ czasu życia neutronów na zmiany mocy reaktora.

Gęstość neutronów, n , strumień neutronów ϕ i poziom mocy P zmieniają się w pewnej liczbie pokoleń neutronów N , zależnie od tego czy reaktywność Δk jest dodatnia czy ujemna.

$$P(t) = P_0 \exp(\Delta k \cdot N)$$

Jeśli zaczniemy od P_0 i Δk , to N pokoleń później poziom mocy wyniesie P . Innymi słowy, możemy określić zmianę mocy w stosunku do pokoleń neutronów, ale nie w stosunku do czasu. Aby określić czas, musimy dowiedzieć się, jak długo żyje jedno pokolenie neutronów.

Czas życia neutronów - przeciąg czasu, w ciągu którego

- neutron jest pochłaniany przez jądro atomowe i powoduje jego rozszczepienie (10^{-14} sek),
- okres czas spowalniania neutronów prędkich do energii termicznej (MT) i
- czas do chwili, gdy neutrony termiczne zostaną pochłonięte by spowodować nowe rozszczepienie (DT)

Czas życia neutronu i okres reaktora

Jeśli czas życia neutronu oznaczymy jako L (sekund) to czas potrzebny na N pokoleń wyniesie $t = L N$

Skoro $P = P_0 \cdot \exp(N \cdot \Delta k)$, to otrzymamy:

$$N = t/L$$

$$P(t) = P_0 \cdot e^{\frac{\Delta k t}{L}}$$

Im większe jest Δk i im mniejsze L , tym szybciej zachodzą zmiany mocy w czasie.

Czas, po jakim moc zwiększy się e razy, zwany jest **okresem reaktora** i w podanym wcześniej wzorze przedstawia on symbol T .

$$\frac{\Delta k \cdot T}{L} = 1$$

Wartość Δk lub ρ jest wielkością kontrolowaną przez układ sterowania i może być modyfikowana w rozsądnych granicach. Czas życia neutronu jest wielkością, która zależy od reaktora i nie może być zmieniana

Reakcje rozszczepienia powodują powstawanie neutronów natychmiastowych i opóźnionych i stwierdziliśmy już powyżej, że neutrony opóźnione grają ważną rolę w regulacji mocy reaktora. Zobaczmy, co dziełoby się, gdyby wszystkie neutrony były neutronami natychmiastowymi.

Szybkość zmian w razie, gdy decydują o nich tylko neutrony natychmiastowe

$L = 0.001$ s dla uranu naturalnego z moderatorem D_2O ($t_D = 1$ ms i czas potrzebny na rozszczepienie 10^{-14} s)

Dla reaktywności dodatniej równej $\Delta k = 5$ mk (0,005 k), okres reaktora wyniesie:

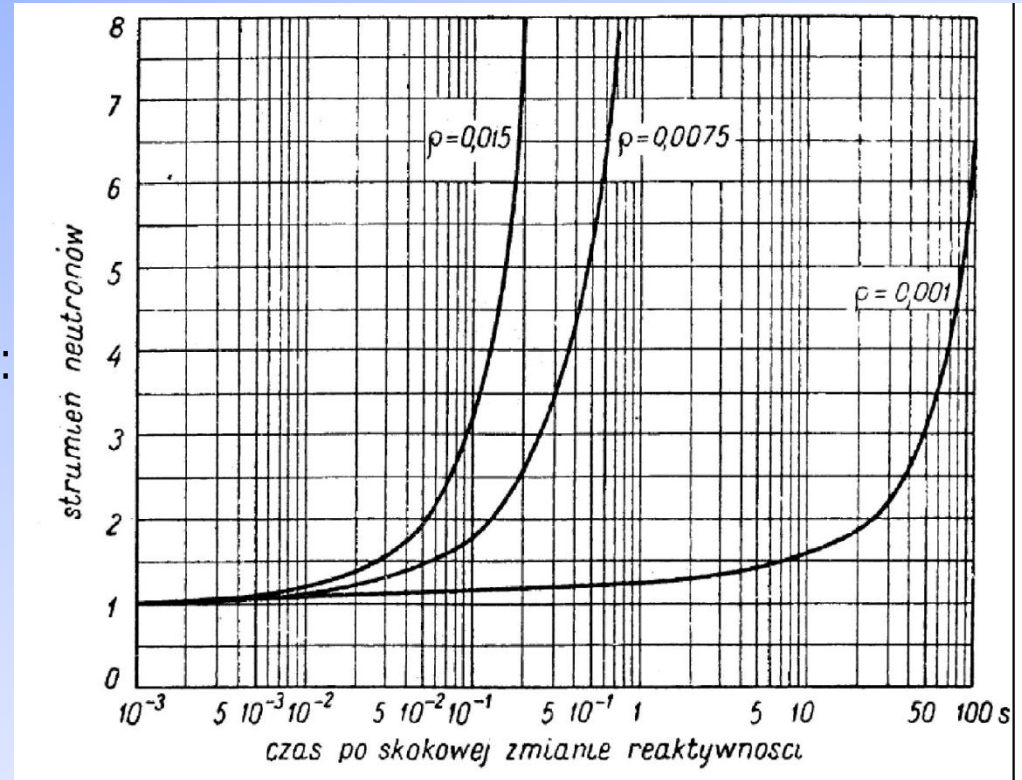
$$T = \frac{L}{\Delta K} = \frac{0.001}{0.005} \text{ s} = 0.2 \text{ s}$$

Poziom mocy rośnie wg wzoru

$$P(t) = P_0 \cdot e^{\frac{t}{T}}$$

Jeśli początkowy poziom mocy $P_0 = 1000$ MW, to po upływie 1 sek moc P_f wzrośnie: I wyniesie 148 000 MW.

$$\frac{P(1 \text{ s})}{P_0} = e^5 = 148$$



Gdyby wszystkie neutrony były natychmiastowe, regulacja mocy reaktora byłaby niemożliwa, bo zmiany przebiegałyby zbyt szybko.

Wpływ neutronów opóźnionych na zmiany mocy

W toku rozszczepień U-235 powstaje około 99.35% neutronów natychmiastowych, a **pozostałe 0.65% to neutrony opóźnione.**

Czas życia neutronu jest średnim czasem od powstania prekursora aż do wychwytu opóźnionych neutronów.

Średni czas życia neutronu opóźnionego wynosi 13,2 s. Jest to czas, przez jaki musimy czekać, by średni neutron opóźniony został wyemitowany przez jądro prekursora.

Aby otrzymać średni czas życia dla wszystkich neutronów natychmiastowych i opóźnionych dodamy czas życia neutronów natychmiastowych i średni ważony czas życia neutronów opóźnionych

$$0.9935 \cdot 10^{-14} \text{ s} + 0.0065 \cdot 13 \text{ s} = 0.085 \text{ s}$$

Do tego musimy dodać czas dyfuzji (t_D) neutronów w moderatorze

$$L = 0.085 + 0.001 = 0.086 \text{ s}$$

Tak więc, chociaż neutrony opóźnione stanowią tylko małą frakcję wszystkich neutronów rozszczepieniowych, **średni czas życia neutronów wzrasta znacznie.**

Krytyczność na neutronach natychmiastowych

Wyobraźmy sobie reaktor o nadmiarze reaktywności $\Delta k = 8$ mk tzn. $k_{\text{eff}} = 1.008$. Rozważmy oddzielnie neutrony natychmiastowe i opóźnione.

Założmy, że na początek mamy 100 neutronów, z czego 99.35% to neutrony natychmiastowe a 0.65% opóźnione. Po pierwszym rozszczepieniu mamy $99.35 \cdot 1.008 = 100.15$ nowych neutronów a z tych 100.15 neutronów, 99.35% są neutronami natychmiastowymi. Po następnym kroku reakcji łańcuchowej

$100.15 \cdot 0.9935 = 99.50$ neutrony natychmiastowe.

W przypadku tych neutronów natychmiastowych natychmiastowy współczynnik mnożenia k wyniesie

$$k_{\text{prompt}} = \frac{99.5}{99.35} = 1.0015$$

$\Delta k(\text{natychm}) = 0.0015$

Czas życia neutronu wynosi $L = 0.001$ s dla neutronów natychmiastowych. Okres T wynosi:

$$T = \frac{0.001 \text{ s}}{0.0015} = 0.67 \text{ s}$$

Szybkość wzrostu mocy w razie awarii reaktywnościowych

W razie wzrostu reaktywności w reaktorze następuje wzrost mocy, **powolny** jeśli reaktor jest krytyczny na neutronach opóźnionych, **bardzo szybki** jeśli jest krytyczny na neutronach natychmiastowych.

Przy awarii reaktywnościowej w reaktorze wojskowym SL-1 nadmiar reaktywności wynosił $\Delta k = 0,0165$ na neutronach natychmiastowych.

Okres reaktora w czasie awarii wynosił **4-5 ms**. Oznaczało to, że moc mogła wzrosnąć w ciągu 0,5 sekundy

$P(0,5 \text{ s}) / P_0 = \exp(0,5/0,005) = 2,7 \cdot 10^{43}$ razy, a nawet po **0,1 sekundy** mogła wzrosnąć

$\exp(0,1/0,005) = 485$ milionów razy!