

Neutronika

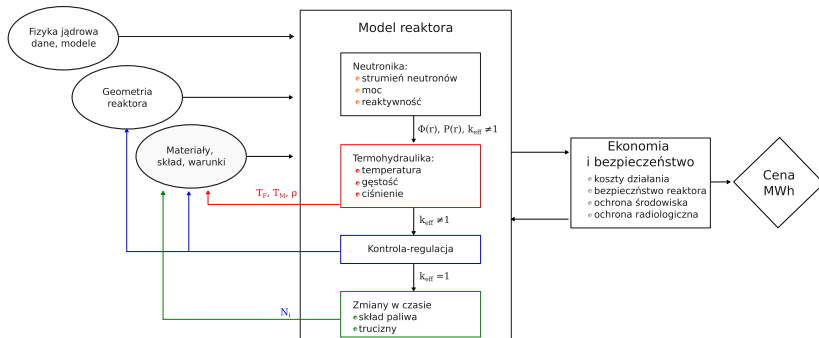
semestr letni 2024/25

Krzysztof Miernik

Zasady zaliczenia

- 1 Podział wykład/ćwiczenia będzie umowny i charakter zajęć będzie się przeplatał w zależności od tematyki
- 2 Na wykładach będą pojawiać się problemy do samodzielnego rozwiązania.
- 3 Na każdy problem będą dwa tygodnie do rozwiązania.
- 4 Spóźnienie będzie skutkowało obniżeniem punktacji (-1 / tydzień).
- 5 Egzamin będzie w formie testu z zagadnień teoretycznych poruszanych na wykładzie
- 6 Ocena będzie wystawiona na podstawie punktów za problemy i test (po 50% wkładu).
- 7 Dla chętnych będzie możliwość zmiany oceny na egzaminie ustnym.
- 8 Uwaga! Materiały z wykładu będą dostępne tylko częściowo (wiele obliczeń będzie się pojawiać tylko na tablicy).

Fizyka reaktorów



Plan wykładu (1)

Wstęp do fizyki reaktorów jądrowych

1 Charakterystyka neutronów

- Przekrój czynny
- Oddziaływanie neutronów z materią
- Spowalnianie neutronów
- Źródła neutronów
- Strumień neutronów
- Prędkość reakcji
- Neutrony natychmiastowe i opóźnione
- Widmo strumienia neutronów

2 Parametry jądrowe

- Cykl życia neutronu
- Współczynnik mnożenia
- Reaktywność
- Współczynniki reaktywności
- Trucizny neutronowe
- Pręty kontrolne

3 Praca reaktora

- Mnożenie podkrytyczne
- Kinematyka reaktora

Plan wykładu (2)

4 Teoria dyfuzji neutronów

- Zagadnienia ze strumieniem zewnętrznym
- Zagadnienia z materiałem rozszczepialnym
- Reflektor neutronów, samoekranowanie
- Homogenizacja
- Rozwiązywanie problemów metodami numerycznymi
- Wielogrupowa teoria dyfuzji

5 Teoria transportu neutronów

- Związek z teorią dyfuzji

6 Modele Monte-Carlo

- DOE Fundamentals Handbook "Nuclear Physics and Reactor Theory" Volume 2 (DOE-HDBK-1019/2-93)
- DOE Fundamentals Handbook "Thermodynamics, Heat Transfer, and Fluid Flow" Volumes 1 to 3 (DOE-HDBK-1012/1-92 2-92 3-92)
- W.M. Stacey "Nuclear Reactor Physics", Wiley-VCH 2007
- S. Galsstone, A. Sesonske "Reactor systems engineering", Springer 1994

Część I - Charakterystyka neutronów

Wczesne modele jądra i promieniotwórczości

E. Rutherford, Phil. Mag 37(1919)581,
Proc. Roy. Soc. A97(1920)374

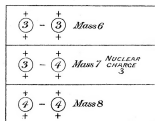


FIG. 3.

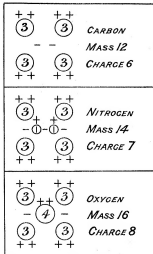
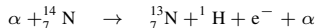


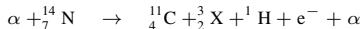
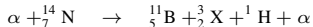
FIG. 4.

Na podstawie reakcji $\alpha + {}^{14}\text{N} \rightarrow \text{H} + {}^{17}\text{O}$.

The expulsion of an H atom carrying one charge from nitrogen should lower the mass by 1 and the nuclear charge by 1. The residual nucleus should thus have a nuclear charge of 6 and mass 13, and should be an isotope of carbon. If a negative electron is released at the same time, the residual atom becomes an isotope of nitrogen.

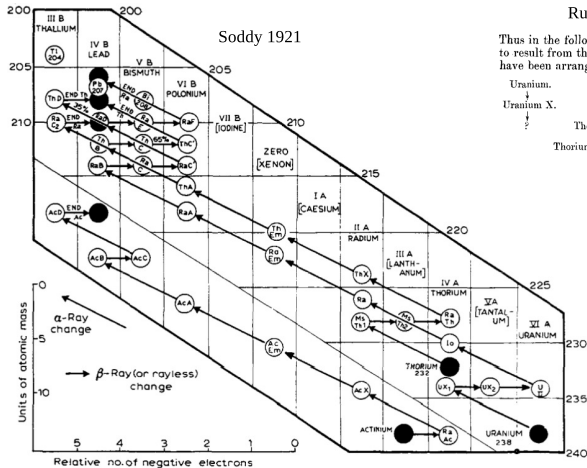


The expulsion of mass 3 carrying two charges from nitrogen, probably quite independent of the release of the H atom, lowers the nuclear charge by 2 and the mass by 3. The residual atom should be thus an isotope of boron of nuclear charge 5 and mass 11. If an electron escapes as well, there remains an isotope of carbon of mass 11.



The data at present available are quite insufficient to distinguish between these alternatives.

Szeregi promieniotwórcze



Rutherford and Soddy 1903

Thus in the following table the metabolons at present known to result from the disintegration of the three radio-elements have been arranged in order.

Uranium.	Thorium.	Radium.
↓	↓	↓
Uranium X.	Thorium X.	Radium Emanation.
?	Thorium Emanation.	Radium-Excited Activity I.
	Thorium-Excited Activity I.	ditto II.
	ditto II.	ditto III.
	?	?

Izotopy i prawo przesunięć

F. Soddy, Wykład noblowski (1921)

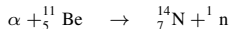
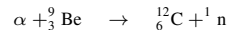
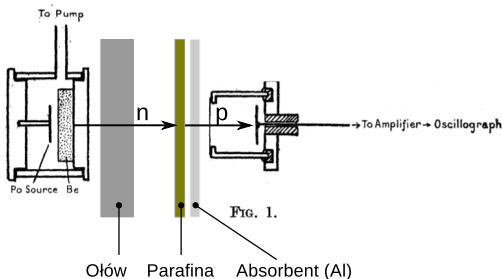
Thus uranium in the last place with an intra-atomic charge of about 90, must have between 2 and 3 units of mass per unit of charge. So that, if its nucleus be imagined to be composed of 60 α -particles with charge 120, there must be present is also 30 electrons to give the nuclear charge 90. This suggestion of Van den Broek was adopted by Bohr in his theoretical researches on the structure of the atom. Bohr's views required that the electronic system is stable, so that to remove an electron involves the expenditure of energy. Hence it followed that the β -particles expelled in radioactive change must come from the nucleus and not from the external electronic system. (...)

Thus the chemically identical elements - or isotopes, as I called them for the first time in this letter to Nature¹, because they occupy the same place in the Periodic Table - are elements with the same algebraic or nett nuclear charge, but with different numbers of + and - charges in the nucleus. On the view that the concentrated positive charge is the massive particle in the atomic structure, since positive electricity has never been observed free possessing less than the mass of an atom, the atomic weight of the isotope is a function of the total number of positive charges in the nucleus and the chemical character a function of the nett number.

¹F. Soddy, Nature 91(1913)57

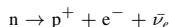
Odkrycie neutronu

- I. Curie and F. Joliot, 18 stycznia 1932, Comptes Rendus 194(1932)273 "Emisja protonów o dużej energii z substancji bogatych w wodór pod wpływem promieni γ "
- J. Chadwick, 27 lutego 1932, Nature 129(1932)312, "Prawdopodobne istnienie neutronu"
- I. Curie and F. Joliot, 11 kwietnia 1932, Comptes Rendus 194(1932)1229, "O naturze silnie penetrującego promieniowania wywołanego przez cząstki α padające na lekkie jądra"
- J. Chadwick, 1 czerwca 1932, Proc. Roy. Soc. 136(1932)692, "O istnieniu neutronu"



Właściwości neutronu

- Barion (udd), $J^P = 1/2^+$
- Masa $m = 939.5654205 \pm 0.000005$ MeV lub
- $1.674927471 \pm 0.000000021 \times 10^{-27}$ kg
- Czas życia $\tau = 878.4 \pm 0.5$ s
- Rozpad



- Ładunek $q = -0.2 \pm 0.8 \times 10^{-21}$ e (brak ładunku)
- Elektryczny moment dipolowy $d < 0.18 \times 10^{-25} e\text{ cm}$ (brak polaryzacji ładunku wewnątrz)
- Moment magnetyczny $\mu = -1.9130427 \pm 0.0000005 \mu_N$ (istnieje rozkład ładunku wewnątrz)

Zadanie

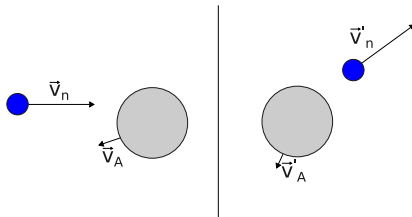
Neutron termiczny (o energii 25 meV) porusza się w ziemskim polu grawitacyjnym. Początkowo neutron jest na wysokości 1 m, a wektor prędkości neutronu jest równoległy do powierzchni Ziemi. Po jakim czasie i w jakiej odległości od punktu początkowego neutron opadnie na Ziemię? Czy oddziaływania grawitacyjne będą miały znaczenie w opisie reaktora jądrowego?

Zadanie

Powtórzyć obliczenia dla ultrazimnego neutronu o energii 300 neV.

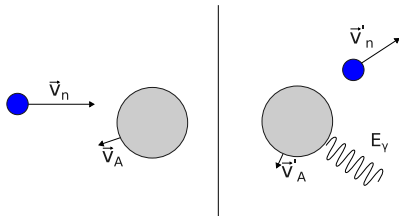
Rozpraszanie elastyczne

- Rozpraszanie elastyczne neutronów ma miejsce gdy po zderzeniu z jądrem atomowym zachowana jest energia kinetyczna układu



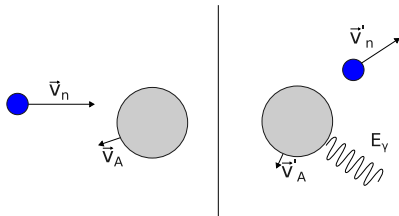
Rozpraszanie nieelastyczne

- W rozpraszaniu nieelastycznym neutron jest pochłonięty przez jądro, a następnie wyemitowany powtórnie, ale z inną energią kinetyczną.
- Różnica w energii kinetycznej powoduje wzbudzenie jądra, które najczęściej następnie emituje kwant γ .



Rozpraszanie nieelastyczne

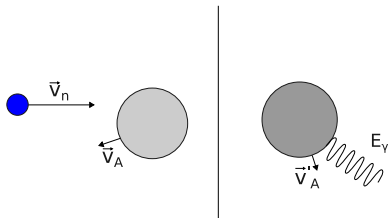
- W rozpraszaniu nieelastycznym neutron jest pochłonięty przez jądro, a następnie wyemitowany powtórnie, ale z inną energią kinetyczną.
- Różnica w energii kinetycznej powoduje wzbudzenie jądra, które najczęściej następnie emituje kwant γ .



- Zachowana jest energia całkowita układu (ale nie energia kinetyczna składników)

Wychwyt radiacyjny

- Wychwyt radiacyjny ma miejsce, gdy neutron zostanie pochłonięty przez jądro atomowe, a następnie energia wzbudzenia jądra złożonego zostanie wyemitowana pod postacią kwantu lub kwantów γ .

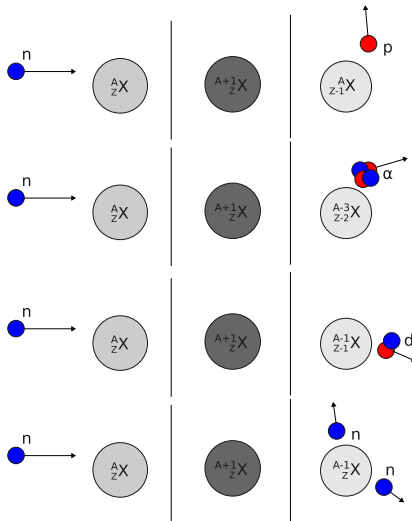


Wychwyt z emisją cząstek

- W wychwycie neutronu z emisją cząstek, neutron jest pochłonięty przez jądro atomowe, a następnie emituje ono lekkie cząstki (proton, deuteron, α , neutrony, ...)

Wychwyt z emisją cząstek

- W wychwycie neutronu z emisją cząstek, neutron jest pochłonięty przez jądro atomowe, a następnie emituje ono lekkie cząstki (proton, deutron, α , neutrony, ...)



- Rozpraszanie elastyczne (n, EL)

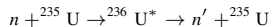


Nazewnictwo

- Rozpraszanie elastyczne (n, EL)



- Rozpraszanie nieelastyczne (n, n')

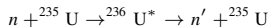


Nazewnictwo

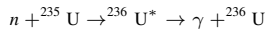
- Rozpraszanie elastyczne (n, EL)



- Rozpraszanie nieelastyczne (n, n')



- Wychwyt radiacyjny (n, γ)



Nazewnictwo

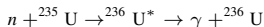
- Rozpraszanie elastyczne (n, EL)



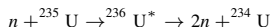
- Rozpraszanie nieelastyczne (n, n')



- Wychwyt radiacyjny (n, γ)

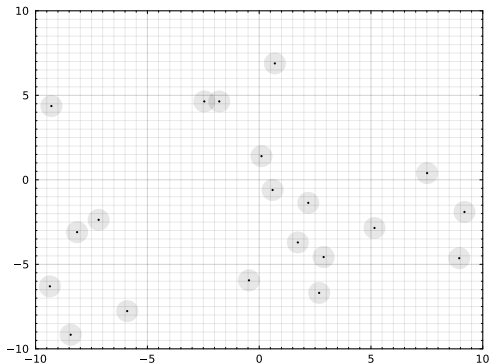


- Wychwyt z emisją cząstek (n, p), (n, d), (n, α), ($n, 2n$), ...



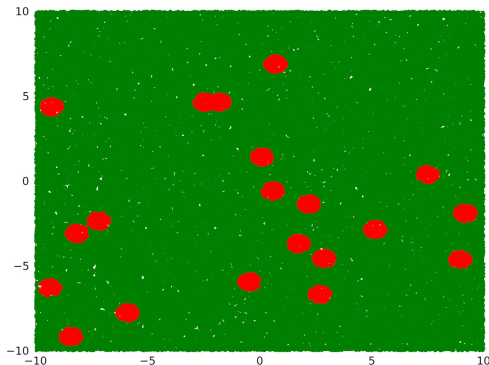
Przekrój czynny

- Załóżmy, że mamy $a = 10$ tarcz o średnicy 1 cm każda w kwadracie o boku 20 cm. Losowo padająca cząstka jeżeli trafi w tarczę, zostanie zatrzymana, jeżeli nie - przejdzie. Ile cząstek zostanie zatrzymanych na 100 000 strzałów?



Przekrój czynny

- Załóżmy, że mamy $a = 10$ tarcz o średnicy 1 cm każda w kwadracie o boku 20 cm. Losowo padająca cząstka jeżeli trafi w tarczę, zostanie zatrzymana, jeżeli nie - przejdzie. Ile cząstek zostanie zatrzymanych na 100 000 strzałów?



- Pole powierzchni tarcz to $s = a\pi r^2 = 10 \cdot \pi \cdot 0.5^2 = 7.854$. Pole powierzchni całego obszaru $S = 400$. Spodziewamy się, że na $k = 100000$ strzałów zatrzymanych będzie

$$k \frac{s}{S} = 100000 \times \frac{7.854}{400} = 1963$$

czyli 1.963%

Przekrój czynny

- Jeżeli przyjmiemy, że pada Φ cząstek na sekundę na cm^2 obszaru, to łączna liczba padających cząstek na obszar o powierzchni S to

$$k = \Phi S$$

Przekrój czynny

- Jeżeli przyjmimy, że pada Φ cząstek na sekundę na cm^2 obszaru, to łączna liczba padających cząstek na obszar o powierzchni S to

$$k = \Phi S$$

- Jeżeli rozmiar jednej tarczy to σ i tych tarcz jest N , to liczba zatrzymanych cząstek to liczba padających cząstek pomnożona przez stosunek pola powierzchni zajętej przez tarcze ($N\sigma$) do całej powierzchni (S).

$$R = \Phi S \frac{N\sigma}{S} = \Phi N\sigma$$

Przekrój czynny

- Jeżeli przyjmiemy, że pada Φ cząstek na sekundę na cm^2 obszaru, to łączna liczba padających cząstek na obszar o powierzchni S to

$$k = \Phi S$$

- Jeżeli rozmiar jednej tarczy to σ i tych tarcz jest N , to liczba zatrzymanych cząstek to liczba padających cząstek pomnożona przez stosunek pola powierzchni zajętej przez tarcze ($N\sigma$) do całej powierzchni (S).

$$R = \Phi S \frac{N\sigma}{S} = \Phi N\sigma$$

- W podobny sposób zachowują się neutrony oraz jądra atomowe, a wielkość σ nosi nazwę przekroju czynnego.

Przekrój czynny

- Jeżeli przyjmimy, że pada Φ cząstek na sekundę na cm^2 obszaru, to łączna liczba padających cząstek na obszar o powierzchni S to

$$k = \Phi S$$

- Jeżeli rozmiar jednej tarczy to σ i tych tarcz jest N , to liczba zatrzymanych cząstek to liczba padających cząstek pomnożona przez stosunek pola powierzchni zajętej przez tarcze ($N\sigma$) do całej powierzchni (S).

$$R = \Phi S \frac{N\sigma}{S} = \Phi N\sigma$$

- W podobny sposób zachowują się neutrony oraz jądra atomowe, a wielkość σ nosi nazwę przekroju czynnego.
- Ponieważ rozmiar jąder atomowych jest rzędu kilku fm (10^{-15} m), to rozmiar "tarczy" to

$$\pi r^2 = \pi (5 \times 10^{-15})^2 = 78.5 \times 10^{-30} = 0.785 \times 10^{-28} \text{ m}^2$$

- Dla wygody wprowadzona została jednostka $\text{barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Przekrój czynny

- Mikroskopowy przekrój czynny (σ_i) - efektywna powierzchnia jednego jądra w reakcji i . Jednostką jest barn (b), $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$
- Makroskopowy przekrój czynny (Σ_i) - prawdopodobieństwo na jednostkę odległości, że neutron wejdzie w reakcję typu i z materiałem. Jednostką jest $1/\text{cm}$.
- Liczba reakcji typu i na odległości Δx

$$n = \Sigma_i \Delta x$$

- Średnia droga swobodna neutronu

$$\lambda_i = \frac{1}{\Sigma_i}$$

Przekrój czynny

- Związek makro- i mikroskopowego przekroju czynnego

$$\Sigma_i = N\sigma_i$$

- Gdzie N - liczba atomów w 1 cm^3 materiału

$$N = \frac{N_A \rho}{A}$$

- Dla mieszaniny pierwiastków

$$\Sigma_i = \sum_k N_k \sigma_{ik}$$

Zadanie

Zakładając geometryczną interpretację przekroju czynnego oszacuj jego wartość dla reakcji neutronów na jądrach ^1H , ^3H , ^{56}Fe , ^{57}Fe , ^{132}Xe , ^{135}Xe , ^{235}U , ^{238}U .

Zadanie

Zakładając geometryczną interpretację przekroju czynnego oszacuj jego wartość dla reakcji neutronów na jądrach ^1H , ^3H , ^{56}Fe , ^{57}Fe , ^{132}Xe , ^{135}Xe , ^{235}U , ^{238}U .

$$R = r_0 \times A^{1/3}$$

$$\sigma_{geom} = \pi R^2$$

$$R_{eff} = \sqrt{\sigma_{exp} / \pi}$$

Izotop	R (fm)	σ_{geom} (b)	σ_{exp} (b)	R_{eff} (fm)
^1H	1.25	0.05	0.33	3.2
^2H	1.58	0.08	0.0005	0.13
^{56}Fe	4.78	0.72	2.59	9.08
^{57}Fe	4.81	0.73	2.43	8.79
^{132}Xe	4.78	1.27	0.45	3.78
^{135}Xe	6.36	1.29	2 665 000	9210
^{235}U	7.71	1.87	594	137.5
^{238}U	7.45	1.88	2.68	9.24

Zadanie

Zakładając geometryczną interpretację przekroju czynnego oszacuj jego wartość dla reakcji neutronów na jądrach ^1H , ^3H , ^{56}Fe , ^{57}Fe , ^{132}Xe , ^{135}Xe , ^{235}U , ^{238}U .

$$R = r_0 \times A^{1/3}$$

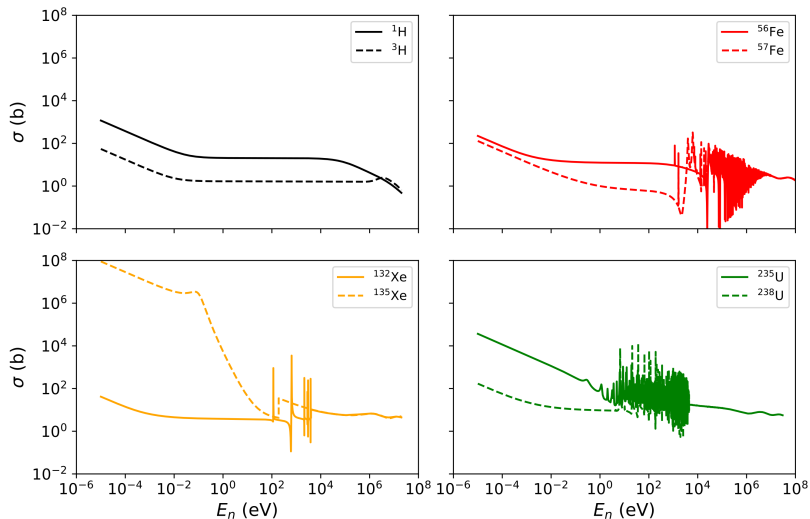
$$\sigma_{geom} = \pi R^2$$

$$R_{eff} = \sqrt{\sigma_{exp} / \pi}$$

Izotop	R (fm)	σ_{geom} (b)	σ_{exp} (b)	R_{eff} (fm)
^1H	1.25	0.05	0.33	3.2
^2H	1.58	0.08	0.0005	0.13
^{56}Fe	4.78	0.72	2.59	9.08
^{57}Fe	4.81	0.73	2.43	8.79
^{132}Xe	4.78	1.27	0.45	3.78
^{135}Xe	6.36	1.29	2 665 000	9210
^{235}U	7.71	1.87	594	137.5
^{238}U	7.45	1.88	2.68	9.24

Skąd taka różnica? Jak to możliwe?

Całkowity przekrój czynny dla wybranych izotopów

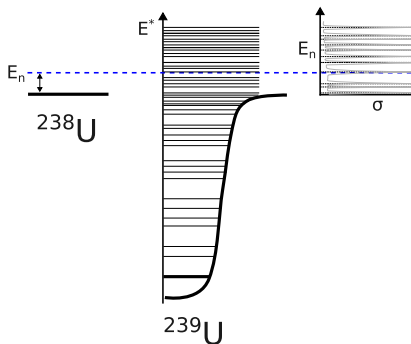


Wychwył neutronu

- Ani jądro, ani neutron nie są obiektami klasycznymi
- Jaka jest długość fali de Broglie'a dla neutronu $\lambda = h/p$?

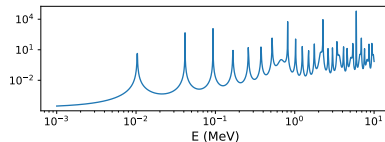
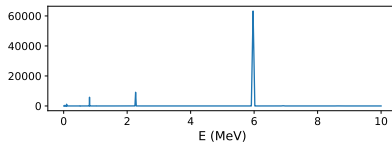
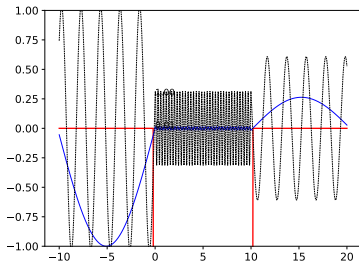
Wychwył neutronu

- Ani jądro, ani neutron nie są obiektami klasycznymi
- Jaka jest długość fali de Broglie'a dla neutronu $\lambda = h/p$?
- Jądra atomowe, z punktu widzenia mechaniki kwantowej, są dla neutronu pewną studnią potencjału.
- Padający neutron, o małej energii, znajduje się w obszarze energetycznym, w którym istnieje duża gęstość rozwiązań (stanów rozproszonych quasi-stabilnych). Odległości między tymi stanami są rzędu eV.

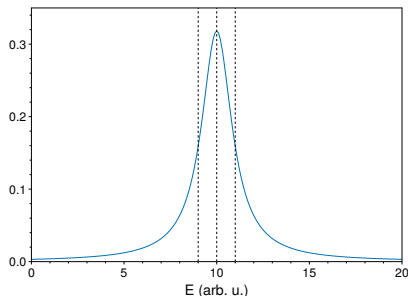


Wychwył neutronu

- Stany rezonansowe w oddziaływaniu neutronu z prostokątną studnią potencjału o głębokości 50 MeV i szerokości 10 fm



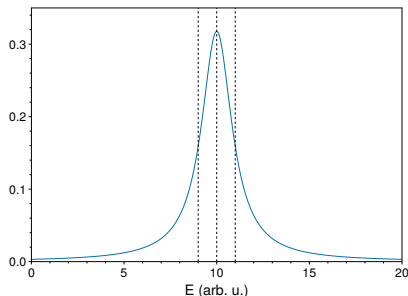
Wychwyt neutronu



- Prawdopodobieństwo wychwytu neutronu zależy od energii neutronu w układzie środka masy (E_c), energii rezonansowej E_0 , szerokości Γ oraz szerokości ze względu na wychwyt neutronu Γ_n .

$$\sigma_{\gamma}(E_c) = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \left(\frac{E_0}{E_c} \right)^{1/2} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4(E_c - E_0)^2}$$

Wychwyt neutronu



- Prawdopodobieństwo wychwytu neutronu zależy od energii neutronu w układzie środka masy (E_c), energii rezonansowej E_0 , szerokości Γ oraz szerokości ze względu na wychwyt neutronu Γ_n .

$$\sigma_{\gamma}(E_c) = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \left(\frac{E_0}{E_c} \right)^{1/2} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4(E_c - E_0)^2}$$

- Szerokość stanu jest powiązana z jego czasem życia poprzez zasadę nieoznaczoności $\Delta E \Delta t \leq \hbar/2$. Ponieważ Γ w krzywej Lorentza oznacza połowę szerokości

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6.582 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{\tau}$$

Zadanie

Jaka jest czas życia stanu o szerokości 1 eV?

Zadanie

Jakiej szerokości odpowiada stan o czasie życia równym czasie przelotu swobodnego neutronu o energii kinetycznej 1 eV przez odcinek o długości odpowiadającej rozmiarowi jądra (10 fm)?

Wychwył neutronu

- Wzór opisuje przekrój czynny dla zderzeń w układzie środka masy
- Atomy i jądra w materiale mają pewien rozkład energii kinetycznej związanej z ruchami termicznymi – rozkład Maxwella

$$f(E, T) = 2\sqrt{\frac{E}{\pi}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$$

- Dla jakiej energii kinetycznej ten rozkład ma maksimum? ($k = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$, $T = 293 \text{ K}$, $m = 939.565 \text{ MeV}/c^2$)

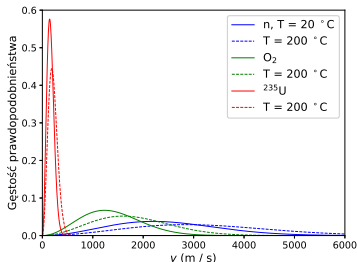
Wychwył neutronu

- Wzór opisuje przekrój czynny dla zderzeń w układzie środka masy
- Atomy i jądra w materiale mają pewien rozkład energii kinetycznej związanej z ruchami termicznymi – rozkład Maxwella

$$f(E, T) = 2\sqrt{\frac{E}{\pi}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$$

- Dla jakiej energii kinetycznej ten rozkład ma maksimum? ($k = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$, $T = 293 \text{ K}$, $m = 939.565 \text{ MeV}/c^2$)
- Rozkład Maxwella w funkcji prędkości

$$f(v, T) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)$$



- Dla jakiej prędkości mamy maksimum? Jakiej energii kinetycznej odpowiada?

Reakcja z ruchomą tarczą

- Przekrój czynny musimy uśrednić po ruchach jądra

$$\bar{\sigma}(E, T) = \frac{1}{v(E)} \int E' |v(E) - v(E')| \sigma(E_c) f(E', T)$$

gdzie E i E' to energia neutronu i jądra w układzie laboratoryjnym.

Reakcja z ruchomą tarczą

- Przekrój czynny musimy uśrednić po ruchach jądra

$$\bar{\sigma}(E, T) = \frac{1}{v(E)} \int E' |v(E) - v(E')| \sigma(E_c) f(E', T)$$

gdzie E i E' to energia neutronu i jądra w układzie laboratoryjnym.

- Po rozpisaniu

$$\bar{\sigma}(E, T) = \frac{\sigma_0 \Gamma \gamma}{\Gamma} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \psi(\xi, x)$$

$$x = \frac{2}{\Gamma} (E - E_0)$$

$$\xi = \frac{\Gamma}{\sqrt{4E_0 kT/A}}$$

$$y = \frac{2}{\Gamma} (E_c - E_0)$$

$$\psi(\xi, x) = \frac{\xi}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-1/4(x-y)^2 \xi^2\right) \frac{dy}{1+y^2}$$

Reakcja z ruchomą tarczą

- Przekrój czynny musimy uśrednić po ruchach jądra

$$\bar{\sigma}(E, T) = \frac{1}{v(E)} \int E' |v(E) - v(E')| \sigma(E_c) f(E', T)$$

gdzie E i E' to energia neutronu i jądra w układzie laboratoryjnym.

- Po rozpisaniu

$$\bar{\sigma}(E, T) = \frac{\sigma_0 \Gamma \gamma}{\Gamma} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \psi(\xi, x)$$

$$x = \frac{2}{\Gamma} (E - E_0)$$

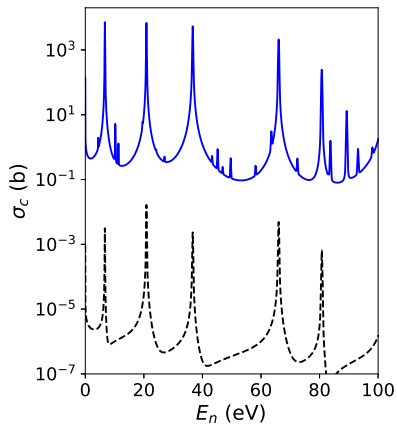
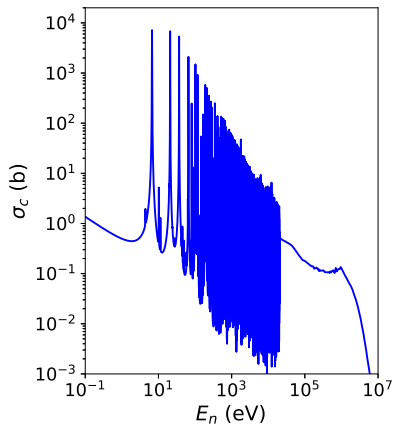
$$\xi = \frac{\Gamma}{\sqrt{4E_0 kT/A}}$$

$$y = \frac{2}{\Gamma} (E_c - E_0)$$

$$\psi(\xi, x) = \frac{\xi}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-1/4(x-y)^2 \xi^2\right) \frac{dy}{1+y^2}$$

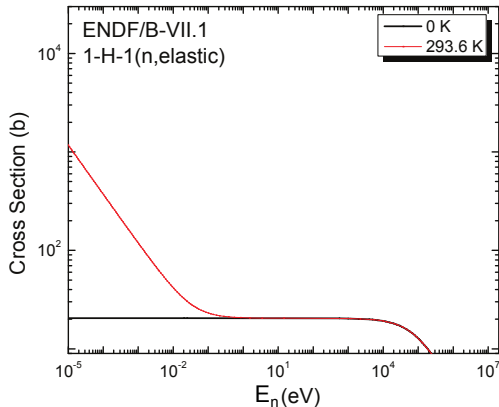
- Najważniejsze dla nas będzie fakt, iż $\sigma \sim \sqrt{E_0/E}$

Reakcja (n, γ) dla ^{238}U



Wpływ temperatury

- Przekrój czynny jest podawany zwykle dla temperatury pokojowej (20°C)
- Dla niektórych izotopów można znaleźć także dane ekstrapolowane do temperatury 0 K
- Przy braku ruchów termicznych zależność $1/\sqrt{E}$ (czyli $1/v$) dla niskich energii zanika



Wpływ temperatury

- Dla neutronów termicznych ($< 1\text{eV}$) poniższy wzór pozwala przeliczać zmianę przekroju czynnego dla danej temperatury (T w Kelwinach), jeżeli znany jest dla temperatury pokojowej σ_0 ($T_0 = 293^\circ\text{K}$)

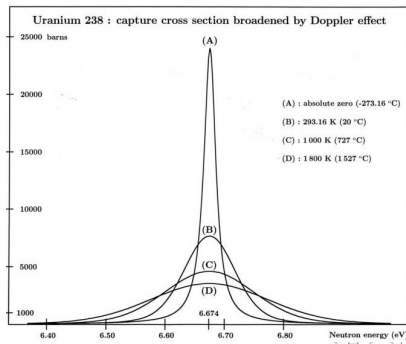
$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}$$

Wpływ temperatury

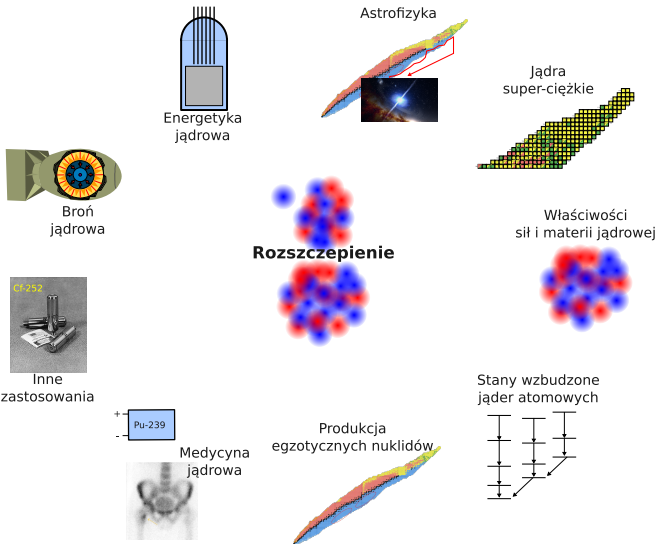
- Dla neutronów termicznych ($< 1\text{eV}$) poniższy wzór pozwala przeliczać zmianę przekroju czynnego dla danej temperatury (T w Kelwinach), jeżeli znany jest dla temperatury pokojowej σ_0 ($T_0 = 293^\circ\text{K}$)

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}$$

- W przypadku reakcji przez rezonanse wpływ temperatury nazywa się również poszerzeniem Dopplerowskim. Dla spoczywającego jądra, pochłonie ono neutrony o bardzo wąskim przedziale energii E_0 . Jeżeli jądro porusza się w stronę neutronu to energia neutronu musi być mniejsza, aby pasowała do E_0 , a jeżeli w przeciwnym kierunku odpowiednio większa. Wzrost temperatury powoduje wzrost wibracji i prędkości cząstek materii i w efekcie rezonanse poszerzają się i wyłapują neutrony z szerszego zakresu energii.

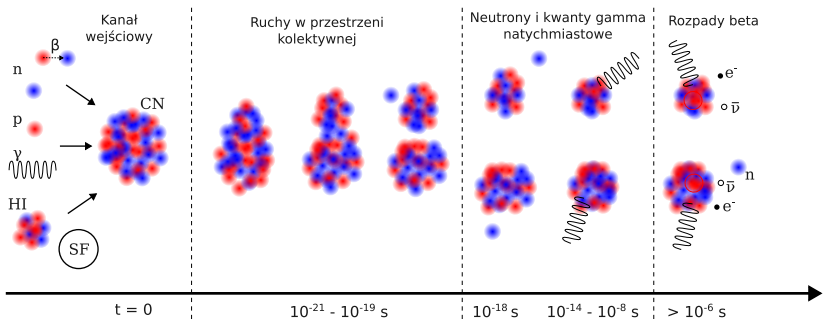


Rozszczepienie jąder atomowych



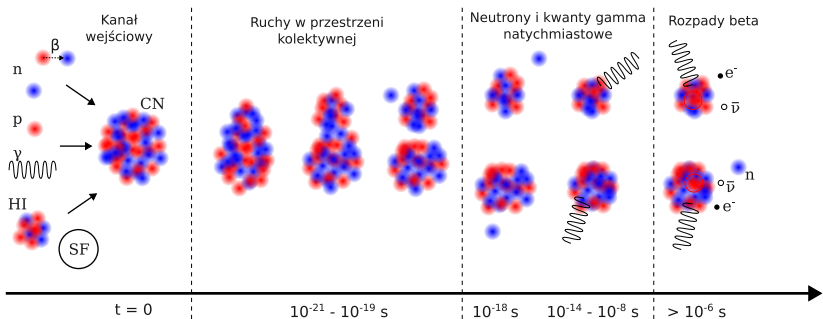
Jak przebiega rozszczepienie jądra?

- Rozszczepienie to skomplikowany proces składający się z częściowo niezależnych faz rządzonych przez różne, mniej lub bardziej zrozumiane, zjawiska fizyki jądrowej



Jak przebiega rozszczepienie jądra?

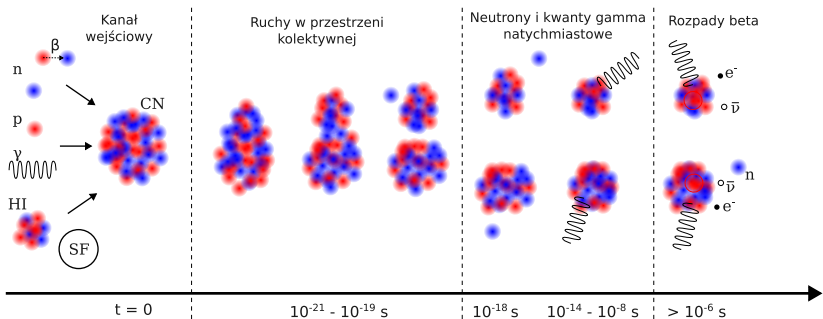
- Rozszczepienie to skomplikowany proces składający się z częściowo niezależnych faz rządzonych przez różne, mniej lub bardziej zrozumiane, zjawiska fizyki jądrowej



- Rozszczepienie jądra złożonego (CN) powinno być niezależne od kanału wejściowego (E, J)

Jak przebiega rozszczepienie jądra?

- Rozszczepienie to skomplikowany proces składający się z częściowo niezależnych faz rządzonych przez różne, mniej lub bardziej zrozumiane, zjawiska fizyki jądrowej



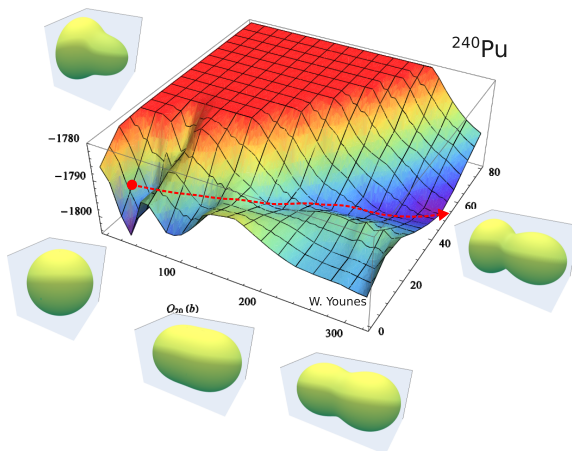
- Rozszczepienie jądra złożonego (CN) powinno być niezależne od kanału wejściowego (E, J)
- Deekscytacja fragmentów powinna zależeć tylko od E^*

Wychwyt i rozszczepienie

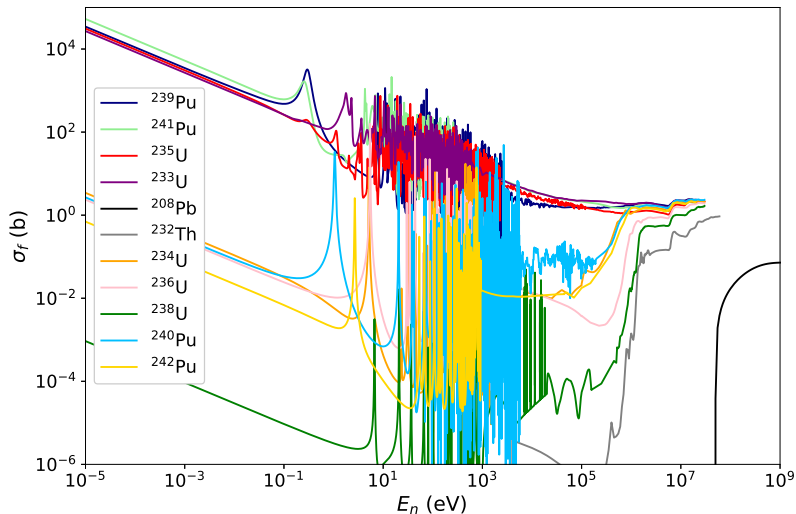
- Rozszczepienie jądra wywołane neutronami polega na utworzeniu jądra złożonego, które następnie dzieli się zwykle na dwa fragmenty oraz kilka neutronów.

Wychwyt i rozszczepienie

- Rozszczepienie jądra wywołane neutronami polega na utworzeniu jądra złożonego, które następnie dzieli się zwykle na dwa fragmenty oraz kilka neutronów.



Reakcje rozszczepienia z ciężkimi pierwiastkami (1)



Energia krytyczna

- Po wychwycie neutronu jądro znajduje się w stanie wzbudzonym o energii E^* .
- Energia wzbudzenia zależy od różnicy masy pomiędzy stanem końcowym (CN), a początkowym ($n + T$) oraz energii kinetycznej neutronu (E_n)

$$E^* = M(CN)c^2 - M(T)c^2 - m_n c^2 + E_n$$

Energia krytyczna

- Po wychwycie neutronu jądro znajduje się w stanie wzbudzonym o energii E^* .
- Energia wzbudzenia zależy od różnicy masy pomiędzy stanem końcowym (CN), a początkowym ($n + T$) oraz energii kinetycznej neutronu (E_n)

$$E^* = M(CN)c^2 - M(T)c^2 - m_n c^2 + E_n$$

- Rozszczepienie może nastąpić, jeżeli energia wzbudzenia przekracza energię krytyczną E_c

Energia krytyczna

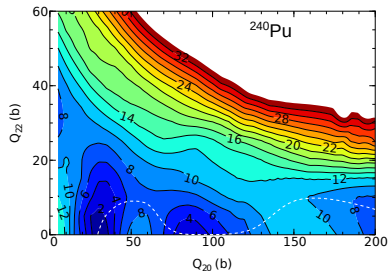
- Po wychwycie neutronu jądro znajduje się w stanie wzbudzonym o energii E^* .
- Energia wzbudzenia zależy od różnicy masy pomiędzy stanem końcowym (CN), a początkowym ($n + T$) oraz energii kinetycznej neutronu (E_n)

$$E^* = M(CN)c^2 - M(T)c^2 - m_n c^2 + E_n$$

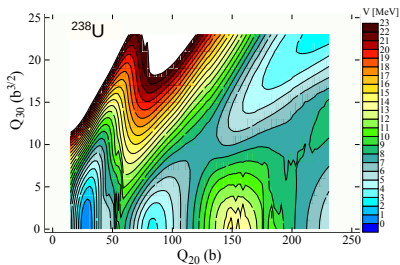
- Rozszczepienie może nastąpić, jeżeli energia wzbudzenia przekracza energię krytyczną E_c

Jądro	E_c	Energia wiązania ostatniego neutronu B_n	$B_n - E_c$
^{232}Th	7.5 MeV	5.4 MeV	-2.1 MeV
^{238}U	7.0 MeV	5.5 MeV	-1.5 MeV
^{235}U	6.5 MeV	6.8 MeV	0.3 MeV
^{233}U	6.0 MeV	7.0 MeV	1.0 MeV
^{239}Pu	5.0 MeV	6.6 MeV	1.6 MeV

Ścieżka rozszczepienia



N. Schunck et al. PRC90 (2014)



J. Sadhukhan et al. APPB46 (2015)

Rodzaje materiałów

- Materiał **rozszczeplenny (fissile)** to taki, który może ulec rozszczepieniu nawet jeżeli energia kinetyczna neutronów jest bliska 0.

Rodzaje materiałów

- Materiał **rozzszepienny (fissile)** to taki, który może ulec rozszczepieniu nawet jeżeli energia kinetyczna neutronów jest bliska 0.
- Materiał **rozzszepialny (fissionable)** to taki, który może ulec rozszczepieniu neutronami przy dostatecznie dużej energii neutronów.

Rodzaje materiałów

- Materiał **rozszczeplenny (fissile)** to taki, który może ulec rozszczepieniu nawet jeżeli energia kinetyczna neutronów jest bliska 0.
- Materiał **rozszczeplalny (fissionable)** to taki, który może ulec rozszczepieniu neutronami przy dostatecznie dużej energii neutronów.
- W normalnej polskiej nomenklaturze używa się tylko pojęcia "rozszczeplalny".

Rodzaje materiałów

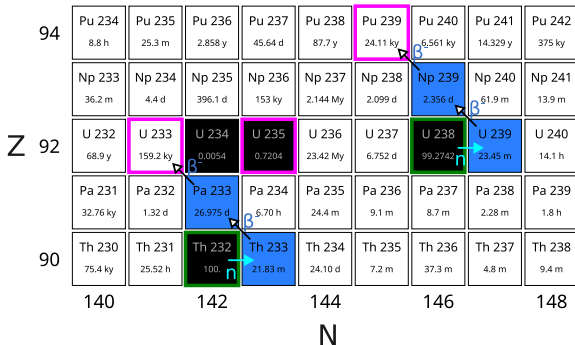
- Materiał **rozszczeplenny (fissile)** to taki, który może ulec rozszczepieniu nawet jeżeli energia kinetyczna neutronów jest bliska 0.
- Materiał **rozszczipialny (fissionable)** to taki, który może ulec rozszczepieniu neutronami przy dostatecznie dużej energii neutronów.
- W normalnej polskiej nomenklaturze używa się tylko pojęcia “rozszczipialny”.
- Materiał paliworodny (fertile) to taki, który po wychwycie neutronów ulega przemianom β i w efekcie daje materiał rozszczepienny.

Jądro	E_C	Energia wiązania ostatniego neutronu B_n		$B_n - E_C$
^{232}Th	7.5 MeV	5.4 MeV		-2.1 MeV
^{238}U	7.0 MeV	5.5 MeV		-1.5 MeV
^{235}U	6.5 MeV	6.8 MeV		0.3 MeV
^{233}U	6.0 MeV	7.0 MeV		1.0 MeV
^{239}Pu	5.0 MeV	6.6 MeV		1.6 MeV

W przypadku $^{233}, ^{235}\text{U}$ i ^{239}Pu wychwyt neutronu o dowolnej energii, w związku z pojawieniem się energii wiązania B_n , powoduje wzbudzenie przewyższające energię krytyczną E_C .

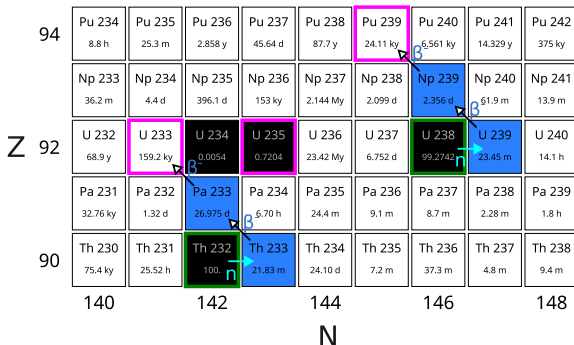
Materiały paliworodne

- Materiały paliworodne ulegają reakcji (n, γ) , po której powstają izotopy ulegające przemianom β^- . W ich wyniku otrzymujemy materiały rozszczepienne.



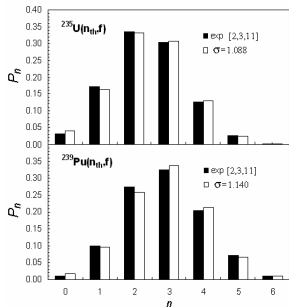
Materiały paliworodne

- Materiały paliworodne ulegają reakcji (n, γ), po której powstają izotopy ulegające przemianom β^- . W ich wyniku otrzymujemy materiały rozszczepienne.



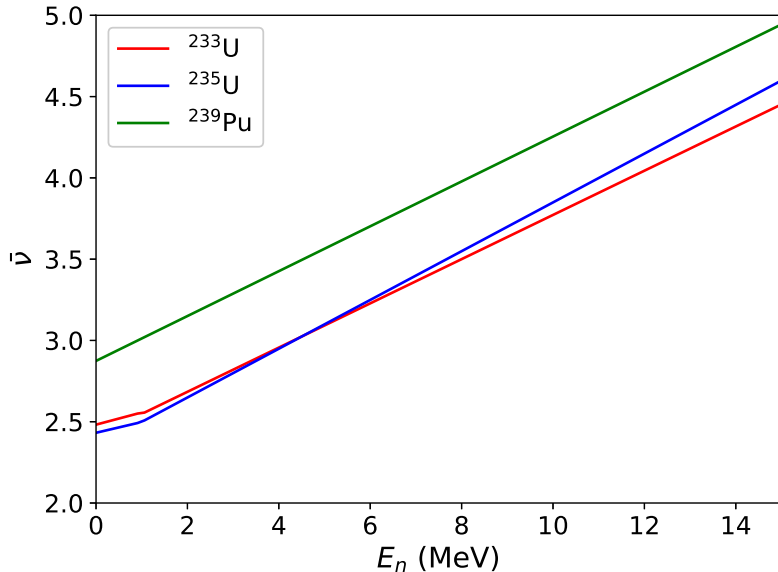
- Jeżeli w reaktorze, oprócz paliwa rozszczepiennego znajduje się materiał paliworodny, powstaje nowe paliwo (konwersja). Reaktory projektowane specjalnie do celu produkcji paliwa w ten sposób (produkcja materiałów rozszczepiennych jest większa niż zużycie paliwa) nazywane są reaktorami powielającymi (breeder reactor).

Neutrony natychmiastowe (1)

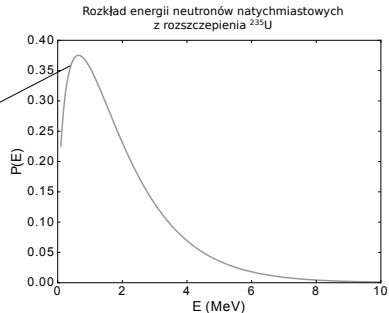
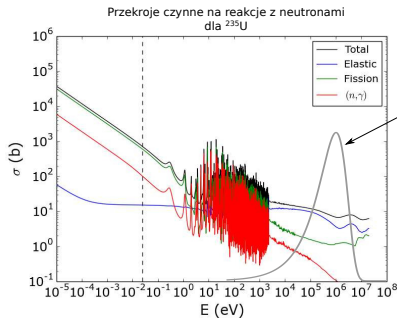


n	$^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$		$^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$	
	P_n^{exp}	$P_n(\sigma = 1.088)$	P_n^{exp}	$P_n(\sigma = 1.140)$
0	0.0317±0.0015	0.0398	0.0109±0.0001	0.0187
1	0.1720±0.0014	0.1621	0.0995±0.0028	0.0955
2	0.3363±0.0031	0.3314	0.2750±0.0003	0.2576
3	0.3038±0.0004	0.3085	0.3270±0.0041	0.3372
4	0.1268±0.0036	0.1308	0.2045±0.0087	0.2144
5	0.0266±0.0026	0.0251	0.0728±0.0133	0.0661
6	0.0026±0.0009	0.0022	0.0097±0.0027	0.0099
7	0.0002±0.0001	0.0000	0.0006±0.0009	0.0007
v_1	2.413	2.413	2.875	2.875
v_2	4.635	4.655	6.738	6.761
v_3	6.816	6.778	12.528	12.475

Neutrony natychmiastowe (2)



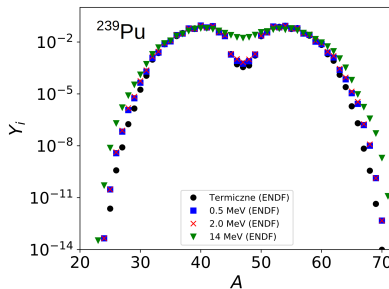
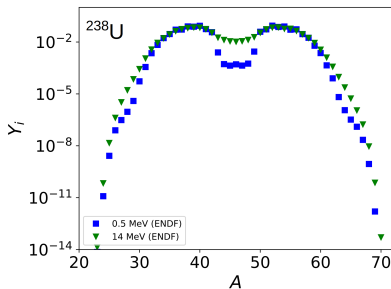
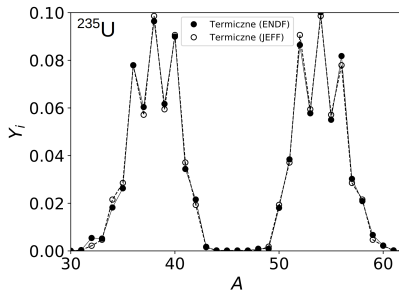
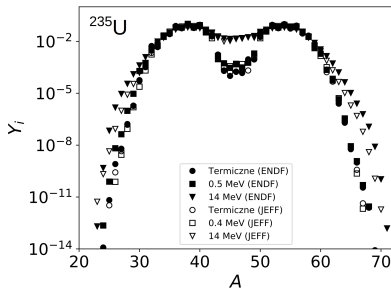
Neutrony natychmiastowe (3)



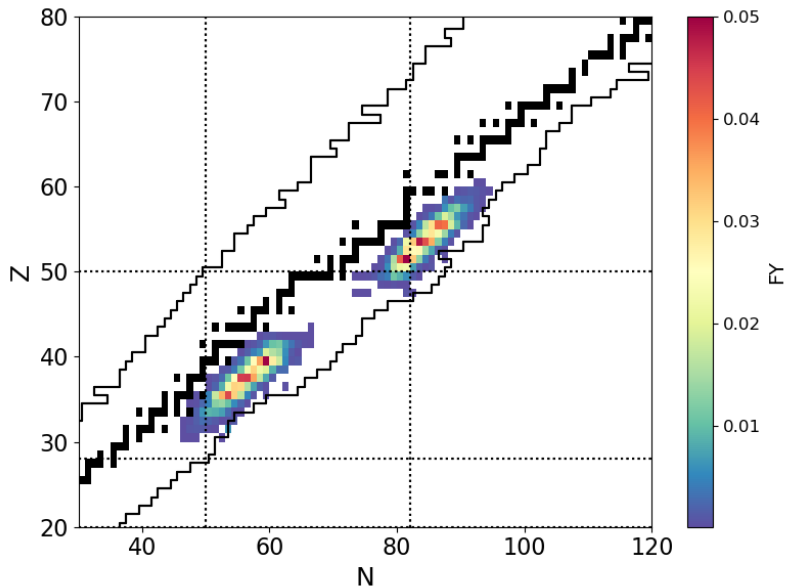
$$N(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E}{(kT)^3}} \exp(-E/kT)$$

$$kT = 1.29 \text{ MeV}$$

Fragmenty rozzszczepienia (1)



Fragmenty rozszczepienia (2)



Energia wiązania

- Energia wiązania to różnica pomiędzy masą rozdzielonych składników nuklidu, a masą nuklidu jako całości

$$B(Z, N) = ZM_H + Nm_n - M(Z, N)$$

- Energia wiązania jest fizyczną wielkością

Energia wiązania

- Energia wiązania to różnica pomiędzy masą rozdzielonych składników nuklidu, a masą nuklidu jako całości

$$B(Z, N) = ZM_H + Nm_n - M(Z, N)$$

- Energia wiązania jest fizyczną wielkością
- Masy nuklidów są stabularyzowane za pomocą *niedoboru masy* Δ

$$M(Z, N) = (Z + N)u + \Delta(Z, N),$$

gdzie punktem odniesienia jest masa ^{12}C

$$1u = \frac{1}{12}M(6, 6)$$

- Niedobór masy jest sztuczną wielkością, wprowadzoną dla wygody w praktycznych obliczeniach: ponieważ liczba nukleonów w większości reakcji jest zachowana, część $A \cdot u$ ulega skróceniu i operujemy na wygodnych liczbach (w MeV), zamiast odejmować od siebie GeV wartości, podczas gdy rzeczywiste różnice są 1000 razy mniejsze.

Energia wiązania

- Energia wiązania to różnica pomiędzy masą rozdzielonych składników nuklidu, a masą nuklidu jako całości

$$B(Z, N) = Zm_H + Nm_n - M(Z, N)$$

- Energia wiązania jest fizyczną wielkością
- Masy nuklidów są stabilaryzowane za pomocą *niedoboru masy* Δ

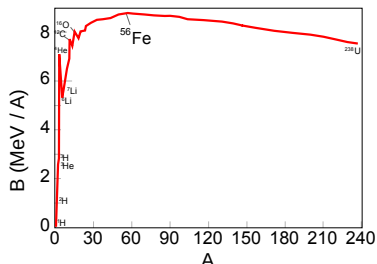
$$M(Z, N) = (Z + N)u + \Delta(Z, N),$$

gdzie punktem odniesienia jest masa ^{12}C

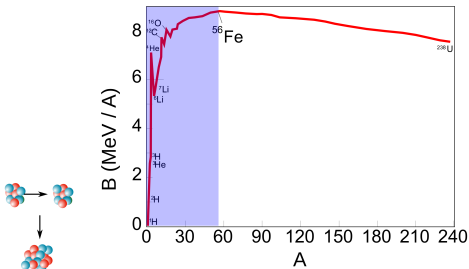
$$1u = \frac{1}{12}M(6, 6)$$

- Niedobór masy jest sztuczną wielkością, wprowadzoną dla wygody w praktycznych obliczeniach: ponieważ liczba nukleonów w większości reakcji jest zachowana, część $A \cdot u$ ulega skróceniu i operujemy na wygodnych liczbach (w MeV), zamiast odejmować od siebie GeV wartości, podczas gdy rzeczywiste różnice są 1000 razy mniejsze.
- Uwaga na informacje po Polsku w internecie (np. wikipedia, "pętla" definicji), gdzie "deficyt masy", "defekt masy", "niedobór masy" oraz "energia wiązania" są utożsamiane. Po angielsku mamy "binding energy" oraz "mass excess".

Energia wiązania na nukleon



Energia wiązania na nukleon

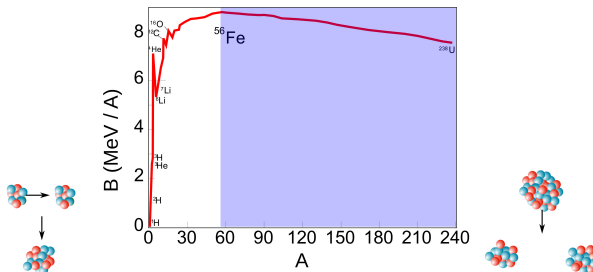


Dla lekkich jąder połączenie dwóch jąder zwykle daje lepiej związany układ (o mniejszej masie).

$$M_j^1 + M_j^2 > M_j^3$$

$$M_j^1 + M_j^2 = M_j^3 + \Delta E / c^2$$

Energia wiązania na nukleon



Dla lekkich jąder połączenie dwóch jąder zwykle daje lepiej związany układ (o mniejszej masie).

$$M_j^1 + M_j^2 > M_j^3$$
$$M_j^1 + M_j^2 = M_j^3 + \Delta E / c^2$$

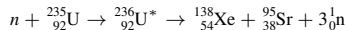
Dla ciężkich jąder rozszczepienie na dwa lżejsze fragmenty daje lepiej związany układ.

$$M_j^3 > M_j^1 + M_j^2$$
$$M_j^3 = M_j^1 + M_j^2 + \Delta E / c^2$$

W obu przypadkach różnica mas wydzieli się jako energia (kinetyczna, promieniowanie itd.).

Energia kinetyczna fragmentów

- Jeden z najbardziej prawdopodobnych podziałów w rozszczepieniu

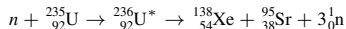


- Defekty mas

Nuklid	Δ (MeV)
${}^{236}_{92}\text{U}$	42.445
${}^{138}_{54}\text{Xe}$	-79.972
${}^{95}_{38}\text{Sr}$	-75.115
${}^1_0\text{n}$	8.071

Energia kinetyczna fragmentów

- Jeden z najbardziej prawdopodobnych podziałów w rozszczepieniu



- Defekty mas

Nuklid	Δ (MeV)
${}^{236}\text{U}$	42.445
${}^{138}\text{Xe}$	-79.972
${}^{95}\text{Sr}$	-75.115
${}_0^1\text{n}$	8.071

- Oszacowanie energii rozszczepienia

$$T = M({}^{236}\text{U}) - M({}^{140}\text{Cs}) - M({}^{93}\text{Rb}) - 3m_n$$

$$T = 236u + \Delta({}^{236}\text{U}) - 140u - \Delta({}^{140}\text{Cs}) - 93u - M({}^{93}\text{Rb}) - 3u - 3\Delta_n$$

$$T = \Delta({}^{236}\text{U}) - \Delta({}^{140}\text{Cs}) - M({}^{93}\text{Rb}) - 3\Delta_n$$

$$T = 42.445 + 79.972 + 75.115 - 24.213 = 173.319 \text{ MeV}$$

Energia rozpadu

Korzystając z tablic niedoborów mas możemy obliczyć energię wyzwalaną w rozpadach β

$$Q_{\beta}^{-} = M(A, Z) - M(A, Z + 1) = Au + \Delta(A, Z) - Au - \Delta(A, Z + 1) = \Delta(A, Z) - \Delta(A, Z + 1)$$

44	Ru 94	Ru 95	Ru 96	Ru 97	Ru 98	Ru 99	Ru 100	Ru 101	Ru 102	Ru 103	Ru 104
	51.8 m	1.64 h	5.54	2.8370 d	1.87	12.76	12.69	17.06	31.51	39.247 d	18.62
	Tc 93	Tc 94	Tc 95	Tc 96	Tc 97	Tc 98	Tc 99	Tc 100	Tc 101	Tc 102	Tc 103
	2.75 h	293 m	200 h	4.18 d	4.21 My	4.2 My	211.1 y	15.46 s	14.22 m	5.28 s	54.3
42	Mo 92	Mo 93	Mo 94	Mo 95	Mo 96	Mo 97	Mo 98	Mo 99	Mo 100	Mo 101	Mo 102
	14.53	4.0 ky	0.15	15.84	16.67	9.02	34.33	63.970 h	9.82	14.61 m	113.2 m
	Nb 91	Nb 92	Nb 93	Nb 94	Nb 95	Nb 96	Nb 97	Nb 98	Nb 99	Nb 100	Nb 101
	680 y	34.7 My	100	20.4 ky	34.991 d	23.35	22.1 m	2.86 s	15.0 s	1.5 s	7.1 s
40	Zr 90	Zr 91	Zr 92	Zr 93	Zr 94	Zr 95	Zr 96	Zr 97	Zr 98	Zr 99	Zr 100
	51.46	11.22	17.15	1.61 My	17.38	64.002 d	2.80	1.59 h	30.7 s	2.1 y	7.1 s
	Y 89	Y 90	Y 91	Y 92	Y 93	Y 94	Y 95	Y 96	Y 97	Y 98	Y 99
	100	64.00 h	58.51 d	3.54 h	10.16 h	58.17 m	10.33 m	1.57 s	948 ms	1.484 s	
38	Sr 88	Sr 89	Sr 90	Sr 91	Sr 92	Sr 93	Sr 94	Sr 95	Sr 96	Sr 97	Sr 98
	82.58	50.563 d	28.79 y	9.65 h	2.611 h	7.43 m	75.3 s	15.0 s	1.07 s	429 ms	653 ms
	Rb 87	Rb 88	Rb 89	Rb 90	Rb 91	Rb 92	Rb 93	Rb 94	Rb 95	Rb 96	Rb 97
	27.63	17.773 y	15.32 m	158 s	58.2 s	4.48 s	5.84 s	2.702 s	377.7 ms	201 ms	368.1 ms
36	Kr 86	Kr 87	Kr 88	Kr 89	Kr 90	Kr 91	Kr 92	Kr 93	Kr 94	Kr 95	Kr 96
	17.278	76.3 m	2.825 h	3.15 m	32.32 s	8.57 s	1.840 s	1.286 s	212 ms	114 ms	80 ms
	50	52	54	56	58	60					

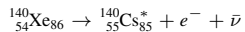
58	Ce 134 3.16 d	Ce 135 17.7 h	Ce 136 0.185	Ce 137 9.0 h	Ce 138 0.251	Ce 139 137,641 d	Ce 140 88,450	Ce 141 32,511 d	Ce 142 11,114	Ce 143 33,039 h	Ce 144 28,941 d
	La 133 3,912 h	La 134 6.45 m	La 135 19.5 h	La 136 9.67 m	La 137 60 ky	La 138 0.08881	La 139 99,9119 h	La 140 40,295 h	La 141 3.92 h	La 142 91.3 m	La 143 14.23 h
56	Ba 132 0.101	Ba 133 10,551 y	Ba 134 2.417	Ba 135 6.592	Ba 136 7.854	Ba 137 11,232	Ba 138 71,698	Ba 139 8.13 d	Ba 140 12,707 d	Ba 141 12.7 m	Ba 142 10.6 m
	Cs 131 9,669 d	Cs 132 6.49 d	Cs 133 100	Cs 134 2,0652 y	Cs 135 1.33 My	Cs 136 13.6 d	Cs 137 30.08 y	Cs 138 33.41 m	Cs 139 32,792 d	Cs 140 8 (2.97 MeV)	Cs 141 24.84 s
54	Xe 130 0.0710	Xe 131 21,324	Xe 132 16,936	Xe 133 5,2675 d	Xe 134 10,4357	Xe 135 9.14 h	Xe 136 0.8571	Xe 137 3,818 m	Xe 138 12.98 d	Xe 139 36.68 h	Xe 140 13.66 d
	I 129 15.7 My	I 130 12.36 h	I 131 8,0252 d	I 132 2.293 h	I 133 20.83 h	I 134 52.5 m	I 135 6.58 h	I 136 834 s	I 137 24.13 s	I 138 6.23 s	I 139 2.282 s
52	Te 128 31.7d	Te 129 69.6 m	Te 130 34.08	Te 131 25.0 m	Te 132 3,204 d	Te 133 12.5 m	Te 134 41.8 m	Te 135 19.0 s	Te 136 17.63 s	Te 137 2.49 s	Te 138 1.4 s
	Sb 127 3.85 d	Sb 128 9.05 h	Sb 129 4,356 h	Sb 130 39.5 m	Sb 131 23.03 m	Sb 132 2.79 m	Sb 133 2.34 m	Sb 134 790 ms	Sb 135 1,675 s	Sb 136 923 ms	Sb 137 484 ms
50	Sn 126 230 ky	Sn 127 2.10h	Sn 128 59.07 m	Sn 129 2.23 m	Sn 130 3.72 m	Sn 131 56.0 s	Sn 132 39.7 s	Sn 133 1.46 s	Sn 134 890 ms	Sn 135 515 ms	Sn 136 350 ms
	76	78	80	82	84	86					

W przypadku wybranej pary fragmentów ^{138}Xe i ^{95}Sr suma energii wszystkich rozpadów to

$$\Sigma = 21.36 \text{ MeV}$$

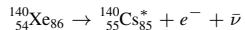
Widmo cząstek β

- Rozpad β^-



Widmo cząstek β

- Rozpad β^-



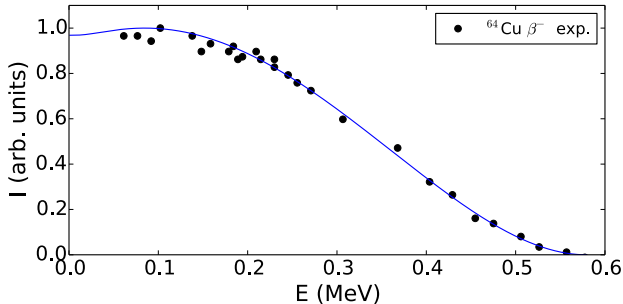
- Ze względu na trójciałowość rozpadu, widmo energii elektronu i antyneutrina ma charakter ciągły - od 0 do maksymalnej energii dostępnej w rozpadzie.

Widmo cząstek β

- Rozpad β^-

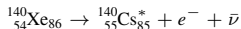


- Ze względu na trójciałowość rozpadu, widmo energii elektronu i antyneutrino ma charakter ciągły - od 0 do maksymalnej energii dostępnej w rozpadzie.
- Przykładowe widmo cząstek β

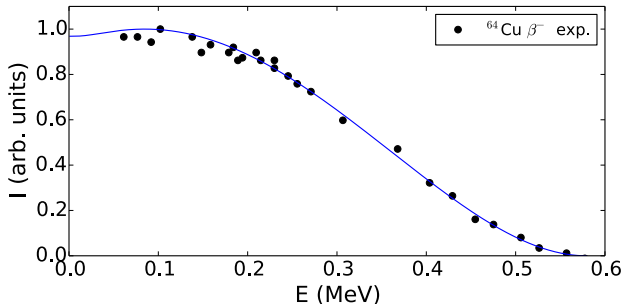


Widmo cząstek β

- Rozpad β^-



- Ze względu na trójciałowość rozpadu, widmo energii elektronu i antyneutrino ma charakter ciągły - od 0 do maksymalnej energii dostępnej w rozpadzie.
- Przykładowe widmo cząstek β



- Po rozpadzie jądro końcowe może znajdować się w stanie wzbudzonym i emitować kwanty γ lub neutrony

Widmo całkowitej energii elektronów

$$I(f \leftarrow i; E) = \frac{|J_{fi}|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^6} E(E_0 - E) \sqrt{E^2 - m_e^2 c^4} \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_e^2 c^4}$$

Funkcja Fermiego

$$F(Z, E) = \frac{|\psi_e(0)|^2}{|\psi_e^{Z=0}(0)|^2}$$

Postać relatywistyczna

$$F(Z, E) = \frac{2(1+s)}{\Gamma(2s)^2} (2p\rho)^{2s-2} \exp(\pi\eta) |\Gamma(s-1+i\eta)|^2$$

$$s = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}, \quad \alpha \approx 1/137, \quad \eta = \pm \frac{Ze^2}{\hbar v}, \quad (+ \text{ dla } \beta^-), \quad \rho = \frac{R}{\hbar/mc^2}$$

Energia wydzielona w rozszczepieniu

Źródło	Energia (MeV)	Zasięg
Energia kinetyczna fragmentów	168	< 1 mm
Energia kinetyczna neutronów	5	1 - 10 cm
Natychmiastowe promieniowanie γ	7	10 - 100 cm
Promieniowanie γ z wychwytu neutronów	7	10 - 100 cm
Rozpad produktów rozszczepienia (energia opóźniona)		
Energia kinetyczna elektronów	5	$\sim$ mm
Promieniowanie γ	3	10 - 100 cm
Energia kinetyczna antyneutrin	12	∞
Suma	$168 + 8 + 12 = 207 \text{ MeV}$	

Energia odzyskiwalna

Izotop	Neutrony termiczne	Neutrony prędkie
²³³ U	190.0	-
²³⁵ U	192.9	-
²³⁹ Pu	198.5	-
²⁴¹ Pu	200.3	-
²³² Th	-	184.2
²³⁴ U	-	188.9
²³⁶ U	-	191.4
²³⁸ U	-	193.9
²³⁷ Np	-	193.6
²³⁸ Pu	-	196.9
²⁴⁰ Pu	-	196.9
²⁴² Pu	-	200.0