

ROZDZIAŁ V. OD REAKCJI POWIELAJĄCEJ DO BRONI JĄDROWEJ

5.1 Reakcja powielająca i masa krytyczna

Jeśli liczba neutronów wyzwających się w pojedynczej reakcji rozszczepienia uranu wynosi średnio 2,4 oznacza to, że w środowisku zawierającym dużo jąder ^{235}U może zajść *reakcja powielająca (lawinowa lub łańcuchowa)* tj. taka, w której jedna reakcja stanowi zapalnik dla wyzwolenia kolejnej reakcji. Gdyby wyzwalały tylko dwa neutrony i w wyniku takiej reakcji każdy z wyzwolonych neutronów inicjowałby kolejną, identyczną reakcję, rozszczepiając dwa kolejne jądra uranu, to w k -tym powieleniu mielibyśmy w ośrodku 2^k neutronów, a energia wewnętrzna ośrodka wyniosłaby $2^k \cdot 200$ MeV. Powstałe w reakcjach rozszczepienia fragmenty przekazują swoją energię kinetyczną innym jądrom ośrodka wskutek zderzeń. W wyniku takiego procesu wzrasta energia wewnętrzna układu, co przejawia się silnym wzrostem temperatury. W odpowiednich warunkach, gdy liczba neutronów w układzie i liczba rozszczepień przekroczy pewną wartość krytyczną, temperatura i ciśnienie wewnątrz układu wzrosną do takiego stopnia, że nastąpi wybuch jądrowy¹. Ta krytyczna liczba potrzebnych rozszczepień przekłada się na potrzebną masę materiału rozszczepialnego. Masę tą nazywamy *masą krytyczną*. Jej przekroczenie, a więc posiadanie materiału rozszczepialnego w ilości *nadkrytycznej*, powoduje wybuch.



Rys. 5.1 Los Alamos. Widok z roku 1943 (z lewej) i 1945 (z prawej)²

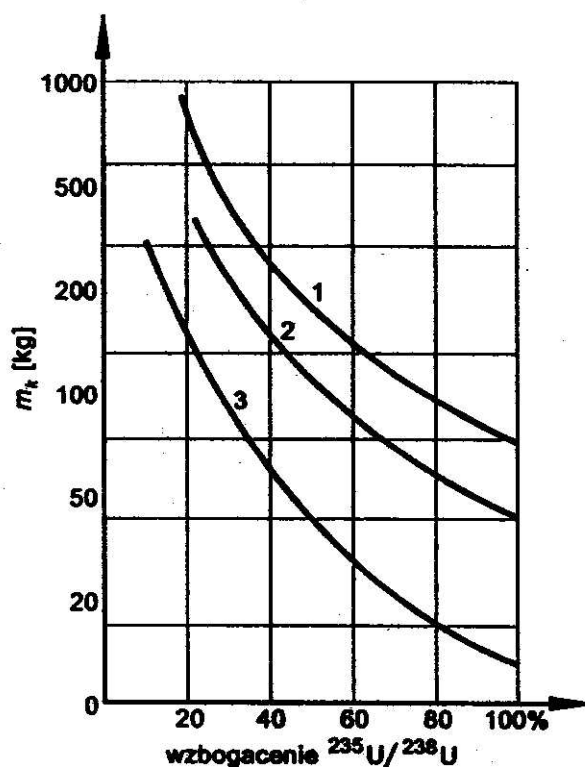
Jak podawaliśmy w rozdziale I, bardzo wcześnie zdano sobie sprawę z możliwości militarnego wykorzystania reakcji powielającej, a ponieważ działo się to w czasie trwania II Wojny Światowej, nic dziwnego że Stany Zjednoczone podjęły wyjątkowo trudną pracę nad stworzeniem broni jądrowej, z istnieniem której miano nadzieję zakończyć wojnę w sposób pomyślny dla aliantów, a przede wszystkim wyprzedzić hitlerowskie Niemcy w rozwoju tego typu broni. Badania prowadzono w Los Alamos (stan Nowy Meksyk) pod nazwą *Projekt Manhattan*, kierował nimi zaś fizyk, J. Robert Oppenheimer (rys. 1.11). W Anglii podobne

¹ Dzięki wielkiej gęstości energii wybuch jądrowy poprzedzony jest pękaniem wiązań krystalicznych (dr. J.Kubowskiemu dziękuję za tę uwagę)

² Te i inne archiwalne zdjęcia w tym rozdziale zostały zaczerpnięte z serii lekcji A.Pascoliniego, które można znaleźć pod adresem www.ipj.gov.pl i tematem *Czym się zajmuje fizyka i technika jądrowa*.

badania prowadzono pod kryptonimem *Tube Alloys*. Teoretyczna i doświadczalna baza pod budowę broni jądrowej zgromadziła ostatecznie w USA czołowych fizyków, jak Leo Szillard, John D.Cockroft, Sir James Chadwick, Klaus Fuchs, Hans A.Bethe, Artur H.Compton, Enrico Fermi, Richard P. Feynman, Glenn Seaborg, Edward Teller i in. Znaczący wkład teoretyczny wniósł polski matematyk Stanisław Ulam.

Masa krytyczna jest zależna od kilku czynników. Oczywiście rzeczą jest, że musi ona zależeć od względnej zawartości materiału rozszczepialnego, a więc ^{235}U lub ^{239}Pu . Niemniej ważnym czynnikiem jest skład chemiczny materiału zawierającego materiał rozszczepialny, kształt tego materiału i wartość ciśnienia zewnętrznego. Aby zrozumieć zależność od kształtu wystarczy zauważyć, że szybkość rozszczepień i generacja neutronów w materiale rozszczepialnym jest w przybliżeniu proporcjonalna do objętości materiału, natomiast szybkość ucieczki neutronów – do powierzchni. Zatem ze wzrostem stosunku objętości do powierzchni, a więc m.in. ze wzrostem wymiarów liniowych, poprawia się stosunek szybkości powstawania neutronów do szybkości ich ucieczki, co sprzyja powstaniu masy krytycznej. Masę krytyczną możemy zmniejszyć, jeśli wokół materiału wybuchowego zgromadzimy odpowiedni *reflektor neutronów*. Rys. 5.2 pokazuje zależność masy krytycznej różnych materiałów zawierających uran od stopnia wzbogacenia uranu w izotop ^{235}U .



Rys.5.2 Masy krytyczne uranu³ dla 1 – kuli z UO₂ o gęstości 10,9 g/cm³, 2 – kuli z uranu metalicznego o gęstości 18,9 g/cm³ oraz 3 – kuli z uranu metalicznego otoczonego reflektorem grafitowym o grubości 10 cm.

³ wg B.Dziunikowski, *O fizyce i technice jądrowej*, AGH, Kraków (2001)

Jak wynika z wykresu, dysponując metalicznym uranem wzbogaconym w ^{235}U do poziomu ponad 80% oraz reflektorem grafitowym o grubości 10 cm masę nadkrytyczną uzyskuje się już po przekroczeniu ok. 20 kg uranu. Jak pokażemy dalej, reaktory jądrowe pracujące na potrzeby energetyki korzystają także ze *wzbogaconego uranu*, choć tam wzbogacenie wynosi na ogół 2 – 5%. W części 5.2 powiemy zatem parę słów na temat technologii uranu i jego wzbogacania.

Aby ocenić wielkość masy krytycznej rozpatrzmy⁴ przebieg reakcji lawinowej (łańcuchowej) w ^{235}U , dla którego przekrój czynny⁵ na rozszczepienie (σ_f) przez neutrony o energii rzędu 1 MeV wynosi około 1 barna. W istocie rzeczy przekrój ten jest zbliżony do geometrycznego przekroju jądra uranu, tj.

$$\sigma_g = \pi R^2 \quad (5.1)$$

gdzie promień jądra wynosi $8,6 \cdot 10^{-15}$ m. Niech n oznacza liczbę atomów w cm^3 uranu, tj.

$$n = \frac{N_{Av} \rho}{A}, \quad (5.2)$$

gdzie liczba Avogadro $N_{Av} = 6,023 \cdot 10^{23}$ atomów na gramocząsteczkę, liczba atomowa $A = 235$, a gęstość uranu wynosi $\rho = 18,689 \text{ g/cm}^3$. Podstawiając te wartości i $\sigma_f = \pi R^2 = 2,32$ barny można obliczyć średnią drogę swobodną neutronu w uranie:

$$l_{sw} = \frac{1}{n\sigma_f} = 8,9 \text{ cm}. \quad (5.3)$$

Wyobraźmy sobie, że w bryle uranu pojawia się (np. z samorzutnego rozszczepienia) pojedynczy neutron, który po przebyciu pewnej drogi swobodnej zostaje pochłonięty przez inne jądro ^{235}U , a w wyniku rozszczepienia tego jądra otrzymujemy średnio $\eta = 2,54$ neutronu. Ponieważ część z tych neutronów zostanie pochłonięta w materiale i nie wywoła

⁴ Przytaczamy tu opis, który znajduje się w podręczniku S.Szczeniowki, *Fizyka Doświadczalna*, cz. V.2, PWN, Warszawa (1960)

⁵ Ponieważ pojęcie przekroju czynnego będzie nam coraz bardziej potrzebne, przypomnijmy je. Niech zmiana natężenia po przejściu infinytezymalnie małej drogi dx będzie dI , podczas gdy natężenie wiązki padającej na próbkę wynosi I . Osłabianie wiązki jest wynikiem jej oddziaływania z jądrami tarczy. Jeśli w jednostce objętości tarczy znajduje się n jąder, a osłabianie wiązki przez każde jądro scharakteryzujemy przekrojem czynnym σ , to możemy napisać:

$$dI = -\sigma n I dx$$

Równanie to jest w gruncie rzeczy równaniem definiującym przekrój czynny, podobnie jak zrobiono w rozdz. IV. Należy jednak zwrócić tu uwagę, że osłabianie wiązki może być wynikiem działania różnych mechanizmów: pochłaniania i rozpraszania. Tak więc będziemy mogli rozpatrywać przekrój czynny na pochłanianie i na rozpraszanie. Podobnie możemy rozpatrywać przekrój czynny na konkretną reakcję jądrową. Ostatecznie całkowity przekrój czynny, gdyż właśnie taki definiuje równanie (5.1) będzie sumą wszystkich przekrojów czynnych na zachodzące procesy prowadzące do osłabiania przechodzącej wiązki promieniowania. Łatwo zauważyć, że przekrój czynny ma wymiar $[\text{m}^2]$, a więc reprezentuje pewną powierzchnię, którą możemy sobie wyobrazić jako efektywną powierzchnię wystawioną przez jądro na zadziałanie danego mechanizmu. Typowa wartość przekroju czynnego, to 10^{-24} cm^2 . Taka wielkość nosi nazwę *1 barna* i jest oznaczana 1 b.

dalszych rozszczepień, średnio pojawi się 2,1 neutronów, które mogą prowadzić do wywołania kolejnych rozszczepień. Dla ułatwienia dalszego rachunku przyjmujemy, że neutrony rozszczepieniowe są monoenergetyczne i mają jedną prędkość średnią v . Czas, po którym taki neutron zostanie wychwycony przez kolejne jądro wynosi

$$\tau = \frac{l_{sw}}{v}, \quad (5.4)$$

co oznacza, że neutron zderza się z jądrami uranu średnio co $1/\tau$ sekundy.

Niech teraz w odległości \mathbf{r} od jądra, które zostało rozszczepione jako pierwsze, gęstość neutronów wynosi $\rho_n(\mathbf{r})$. Liczba zderzeń neutronów z jądrami ^{235}U w jednostce czasu będzie w objętości dV wynosiła

$$\frac{\rho_n(\mathbf{r}) \cdot dV}{\tau} = \rho_n(\mathbf{r}) \cdot \frac{v}{l_{sw}} \cdot dV \quad (5.5)$$

Ponieważ każdemu zderzeniu towarzyszy rozszczepienie i pojawienie się η neutronów rozszczepieniowych, w elemencie objętości dV znajdą się w każdej sekundzie neutrony w liczbie

$$\rho_n(\mathbf{r}) \cdot \frac{v}{l_{sw}} \cdot (\eta - 1) dV, \quad (5.6)$$

co oznacza, że na jednostkę objętości pojawia się średnio

$$\rho_n \cdot \frac{v}{l_{sw}} \cdot (\eta - 1) = \bar{v}_0 \rho_n \quad (5.7)$$

neutronów. Wielkość \bar{v}_0 oznacza zatem liczbę neutronów pojawiającą się na sekundę w każdym gramie ^{235}U .

Liczba neutronów przemieszczających się wzdłuż danego kierunku (np. x) zmniejsza się ze względu na pochłanianie w materiale, tak więc gęstość neutronów zmniejsza się o $-\partial\rho_n / \partial x$. Możemy powiedzieć, że neutrony dyfundują wzdłuż osi x , a ich współczynnik dyfuzji dany jest znanym z fizyki gazów *współczynnikiem dyfuzji*

$$D = \frac{v l_{sw}}{3} \quad (5.8)$$

Tak więc przez każdy element powierzchni dS ustawionej prostopadle do danej osi przepływa w jednostce czasu mniejsza liczba neutronów o wielkość równą

$$dN = -D \frac{\partial\rho_n}{\partial x} dS = -\frac{1}{3} v l_{sw} \frac{\partial\rho_n}{\partial x} dS \quad (5.9)$$

Zmiana liczby neutronów w objętości $dV=dx dy dz$ będzie wiązała się z przyrostem liczby neutronów wskutek rozszczepień oraz ich ubytkiem wskutek dyfuzji. Przez każdą ściankę takiej kostki elementarnej (np. prostopadłą do osi x), mającej swój początek w punkcie (x,y,z) , wpłyną w czasie dt neutrony w liczbie

$$-D \frac{\partial \rho_n(x)}{\partial x} dy dz dt, \quad (5.10)$$

a w miejscu $x+dx$ wypłynie przez ściankę

$$-D \frac{\partial \rho_n(x+dx)}{\partial x} dy dz dt \quad (5.11)$$

neutronów, tak więc ich bilans wewnątrz kostki wyniesie

$$D \left[\frac{\partial \rho_n(x+dx)}{\partial x} - \frac{\partial \rho_n(x)}{\partial x} \right] dy dz dt \quad (5.12)$$

W pierwszym przybliżeniu, w kostce pozostaje więc tylko

$$D \frac{\partial^2 \rho_n}{\partial x^2} dV dt \quad (5.13)$$

neutronów. Powtarzając ten rachunek dla pozostałych dwóch ścianek widzimy, że liczba przybywających do objętości dV neutronów – ze względu na dyfuzję - jest proporcjonalna do współczynnika dyfuzji i Laplasjanu gęstości neutronów:

$$D \left(\frac{\partial^2 \rho_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho_n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \rho_n}{\partial z^2} \right) dV dt \quad (5.14)$$

Ponadto, dzięki rozszczepieniom przybywa do niej

$$\bar{\nu}_0 \rho_n dV dt \quad (5.15)$$

neutronów. Ponieważ gęstość neutronów w kostce w czasie $t+dt$ można przedstawić jako

$$\rho_n(t+dt) = \rho_n(t) + \frac{\partial \rho_n}{\partial t} dt, \quad (5.16)$$

więc sumaryczny przyrost liczby neutronów w czasie dt wynosi

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} dV dt = D \Delta \rho_n dV dt + \bar{\nu}_0 \rho_n dV dt \quad (5.17)$$

Ostatecznie

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = \frac{1}{3} v l_{sw} \cdot \Delta \rho_n + \bar{v}_0 \rho_n \quad (5.18)$$

Równanie to jest w znacznej mierze równaniem przybliżonym, gdyż teoria dyfuzji nie stosuje się najlepiej do opisu reakcji powielającej: gęstość neutronów znacznie się zmienia już na odległości porównywalnej z drogą swobodną neutronów. Ponadto, neutron doznaje także odbić sprężystych od jąder uranu, w wyniku których traci energię, co w ogólnym przypadku zmienia jego przekrój czynny na rozszczepienie. Efekt ten jest mniej istotny dla ^{235}U , jest natomiast rzeczą zasadniczą dla zderzeń z jądrem ^{238}U , kiedy to utrata energii w wyniku rozpraszania sprężystego może być na tyle duża, że neutron nie będzie już w stanie zainicjować kolejnej reakcji rozszczepienia. Ten właśnie efekt powoduje, że nie jest łatwo rozwinąć w ^{238}U reakcję powielającą, a więc zbudować reaktor, który pracowałby na uranie naturalnym.

Pomijając ograniczenia powyższego modelu spróbujmy ocenić promień r_k kuli z ^{235}U , poniżej którego która reakcja łańcuchowa nie będzie w stanie się rozwinąć. Jak wykazał E.Fermi, gęstość neutronów dyfundujących przez powierzchnię kuli na zewnątrz spada do zera już w odległości $l_{sw}/\sqrt{3}$, tak więc nasz warunek graniczny będzie miał postać:

$$\rho_n \left(r_k + \frac{l_{sw}}{\sqrt{3}} \right) = 0 \quad (5.19)$$

Zakładając sferyczny rozkład gęstości neutronów

$$\Delta \rho_n = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r \rho_n) \quad (5.20)$$

Jak się spodziewamy, reakcja łańcuchowa powinna być scharakteryzowana wykładniczym przyrostem liczby neutronów, rozwiązania więc równania (5.18) z Laplasjanem (5.20) poszukamy w postaci

$$\rho_n = \rho_n^0 e^{vt} \quad (5.21)$$

Wstawiając takie rozwiązanie do równania (5.18) otrzymujemy

$$\frac{1}{3} v l_{sw} \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r \rho_n^0) + (\bar{v}_0 - v) \rho_n^0 = 0 \quad (5.22)$$

Jeśli $(\bar{v}_0 - v) > 0$, to rozwiązaniami równania (5.22) będą

$$r \rho_n^0 = A \sin(kr) \quad (5.23)$$

lub

$$r \rho_n^0 = B \cos(kr), \quad (5.24)$$

gdzie z definicji

$$k^2 = \frac{\bar{v}_0 - \nu}{\frac{1}{3} \nu l_{sw}} \quad (5.25)$$

Ogólne rozwiązanie będzie zatem miało postać

$$\rho_n^0 = \frac{A \sin(kr) + B \cos(kr)}{r} \quad (5.26)$$

Ponieważ gęstość neutronów w $r = 0$ musi mieć wartość skończoną, $B = 0$. Z kolei warunek (5.19) dla gęstości (5.26) z $B = 0$ oznacza, że

$$k \left(r_k + \frac{l_{sw}}{\sqrt{3}} \right) = \pi \quad (5.27)$$

Z definicji (5.25) współczynnika k i równania (5.27) otrzymujemy ostatecznie

$$\nu = \nu \left[\frac{\eta - 1}{l_{sw}} - \frac{\pi^2}{3} \frac{l_{sw}}{\left(r_k + \frac{l_{sw}}{\sqrt{3}} \right)^2} \right] \quad (5.28)$$

Rozwiązanie to otrzymaliśmy przy założeniu, że $\nu < \bar{v}_0$, a więc szybkość narastania lawiny jest niższa od tempa przyrostu neutronów. Jak wynika ze wzoru (5.28) tylko w granicy r_k dążącego do nieskończoności, kiedy to nie mamy dyfuzji neutronów na zewnątrz, osiągamy $\nu = \bar{v}_0$.

Gdy $r_k = 0$ otrzymujemy

$$\nu = -\frac{\nu}{l_{sw}} (\pi^2 - \eta + 1) \quad (5.29)$$

Ujemna wartość oznacza spadek gęstości neutronów w funkcji czasu, a więc niemożność rozwinięcia się reakcji łańcuchowej. Poszukiwaną wartość krytyczną otrzymamy oczywiście dla warunku $\nu = 0$, oznaczającego niezmienniczość gęstości neutronów w układzie. Z równania (5.28) mamy więc

$$r_{kryt} = \left(\frac{\pi}{\sqrt{3(\eta - 1)}} - \frac{1}{\sqrt{3}} \right) \cdot l_{sw} \quad (5.30)$$

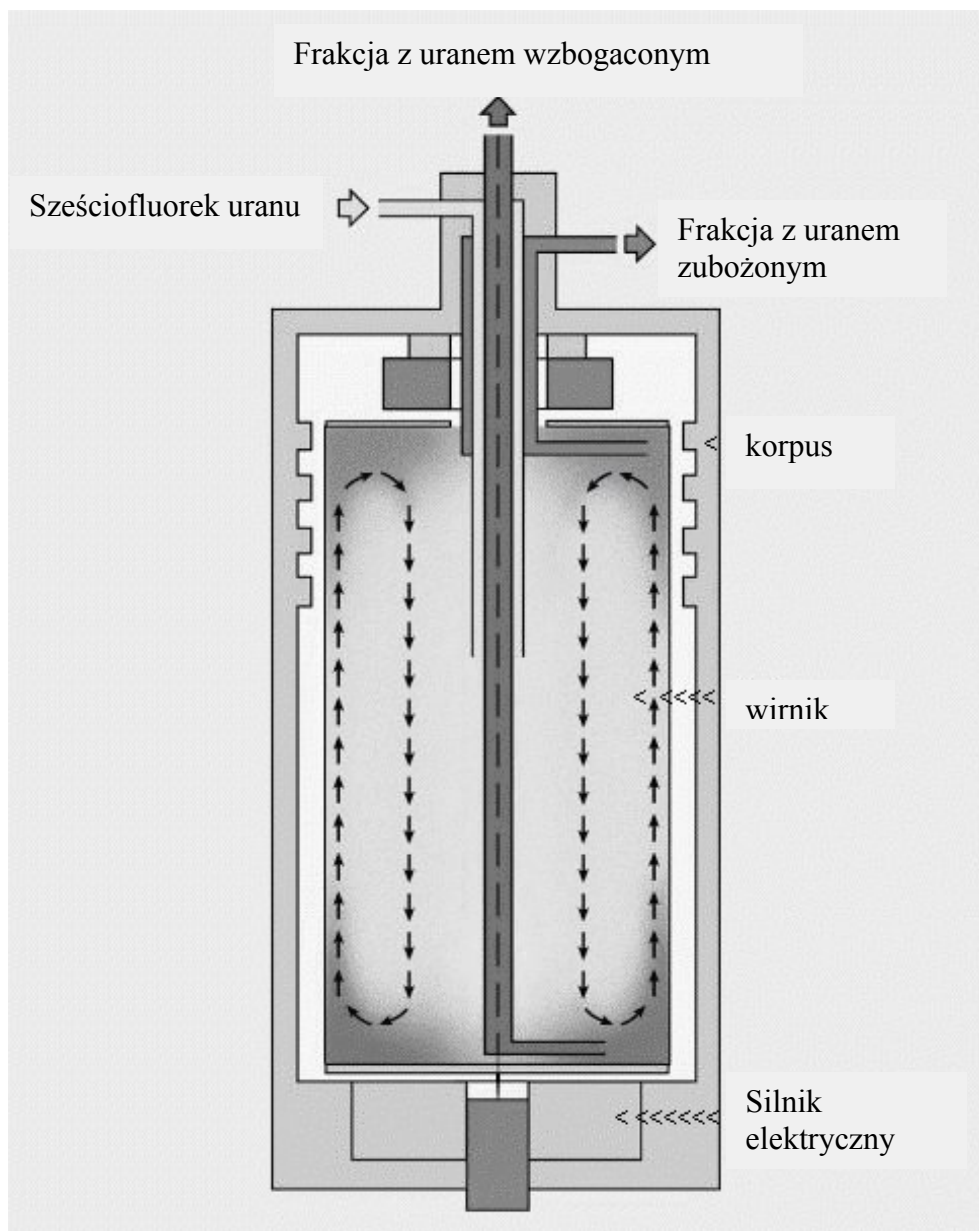
Dla $l_{sw} = 8,9$ cm i $\eta = 2,5$ otrzymujemy promień krytyczny $r_{kryt} = 8,2$ cm, a więc minimalny promień kuli, który musi być przekroczony, aby mogła się w niej rozwijać reakcja łańcuchowa. Znając gęstość uranu nietrudno obliczyć, że masa krytyczna wynosi ok. 43 kg. Należy pamiętać, że w wyniku reakcji rozszczepień powstają także neutrony opóźnione oraz

neutrony pojawiające się z samorzutnego rozszczepienia uranu. Oznacza to, że wybuch nastąpi już przy rozmiarach krytycznych.

5.2 Uran i jego wzbogacanie w ^{235}U

Izotopy ^{235}U i ^{238}U posiadają identyczne własności chemiczne. Różnica ich mas atomowych pozwala je rozdzielić, a następnie połączyć w mieszaninę o pożądanej zawartości ^{235}U , a więc, jak mówimy, wzbogacić uran w izotop ^{235}U . Taki proces jest kosztowny. Rzeczywiście, stanowi on ok. 5% całego kosztu paliwa jądrowego.

W obu wspomnianych procesach podstawowym związkiem chemicznym uranu jest sześćciofluorek uranu: UF_6 . Związek ten jest ciałem stałym w temperaturze pokojowej, lecz ma tak dużą prężność par, że w temperaturze sublimacji ($56,3\text{ }^\circ\text{C}$) jej wartość sięga $1013,25\text{ hPa}$. Fluor nie ma izotopów, nie ma więc potrzeby ich rozdzielania. Ta zaleta fluoru jest osłabiana przez bardzo istotną trudność w pracy z sześćciofluorkiem uranu, polegającą na jego silnie korodującym działaniu na większość metali i łatwe reagowanie z wodą zawartą w powietrzu.



Rys. 5.3 Schemat ideowy wirówki do wzbogacania uranu w ^{235}U .

Do rozdzielania izotopów uranu używa się ultrawirówek. Schemat ideowy⁶ typowej wirówki pokazany jest na rys. 5.3. Wirnik w postaci próżniowego cylindra o długości 1 – 2 m i średnicy 15 – 20 cm napędzany jest silnikiem elektrycznym do wysokich obrotów: od 50 000 obr./min. do 70 000 obr./min. Wprowadzony do środka wirnika UF_6 uzyskuje podobną prędkość wirowania. Siła odśrodkowa wypycha cięższe cząsteczki ($^{238}\text{UF}_6$) na zewnątrz - w kierunku korpusu, lżejsze zaś ($^{235}\text{UF}_6$) gromadzą się w pobliżu osi wirnika. Ten początkowy efekt rozdzielania w kierunku radialnym, zostaje następnie wzmocniony przez konwekcję wywołaną różnicą temperatury wzdłuż osi wirnika. Powstałe siły, tysiącrotnie większe od sił pola grawitacyjnego, stwarzają gradient ciśnienia wzdłuż promienia, który wystarcza do wtłoczenia frakcji zarówno zubożonej jak i wzbogaconej do zewnętrznego układu rurociągów.

Ponieważ obroty silnika napędzającego wirnik wirówki są proporcjonalne do częstotliwości prądu, należy zmienić częstotliwość prądu z 50 lub 60 Hz, będącego w sieci, na częstotliwość

⁶ Schemat i opis działania wirówek na podstawie opracowania J.Kubowskiego, www.ekologia.pl

ok. 600 Hz, co stanowi pewną trudność techniczną. Inną trudnością konstrukcyjną jest zapewnienie wysokiej mechanicznej wytrzymałości korpusu wirówki: w wypadku uszkodzeń mogą się bowiem dostać doń ciężkie fragmenty, które należy móc utrzymać wewnątrz korpusu, gdyż w przeciwnym wypadku wylatujące z korpusu fragmenty mogłyby uszkadzać sąsiednie wirówki.

W produkcji stosuje się rozwiązanie kaskadowe, w którym każdy stopień kaskady zawiera wielką liczbę wirówek połączonych w układ równoległy. Frakcja z uranem wzbogaconym z jednej wirówki zasila następną, a frakcja z uranem zubożonym jest kierowana z powrotem do poprzedniej. Liczba stopni waha się w przedziale od 10 do 20, natomiast w zakładzie dyfuzji sięga nawet ponad tysiąc. Do wyprodukowania jednej bomby jądrowej potrzeba kilku tysięcy wirówek. Wygląd hali takiego zakładu przedstawia rys. 5.4.



Rys. 5.4 Hala wirówek⁷ w zakładzie wzbogacania uranu w Gronau, Niemcy

Początkowo, w latach II Wojny Światowej i kilku następnych, wykorzystywano *separację elektromagnetyczną*. Metoda ta korzysta z praw ruchu przyspieszonych naładowanych obiektów w polu magnetycznym: jeżeli ładunki obiektów są jednakowe, cięższe jony są mniej odchylane, co wykorzystuje się przez odpowiednie umieszczenie kolektorów materiałów.

Wychodząc z praw elektrodynamiki możemy wykazać, że dla jonu o ładunku Q i masie M , przyspieszonego napięciem U w polu magnetycznym o indukcji B , promień okręgu, po którym porusza się jon wynosi

$$R = \frac{\sqrt{2MU/Q}}{B} \quad (5.31)$$

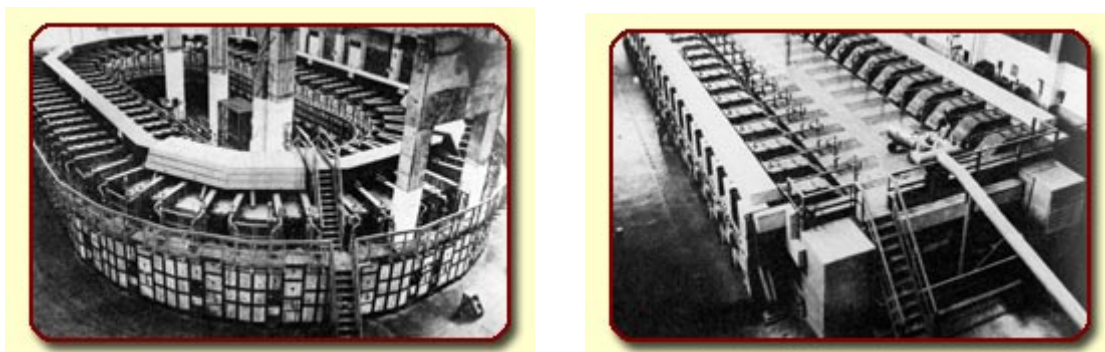
Po przejściu połowy okręgu (odchylenie o 180°) odstęp d pomiędzy pozycjami jonów na kolektorze wynosi

⁷ www.urengo.de

$$d = R \frac{M_{238} - M_{235}}{M_U} \quad (5.32)$$

gdzie M_U jest masą atomową uranu naturalnego, a masy M_{238} i M_{235} oznaczają masy izotopów uranu. Dla typowego promienia $R \approx 122$ cm odstęp d wynosi tylko 1,5 cm.

W Oak Ridge do produkcji wzbogaconego uranu korzystano z dwóch urządzeń. Pierwsza instalacja o nazwie "Alfa" zwiększała zawartość ^{235}U do 15 %, druga - "Beta" - do 90 %, co dawało już materiał przydatny do konstrukcji bomby. Liczba instalacji doszła do 1100, a dzienna produkcja wzbogaconego uranu osiągnęła w styczniu 1945 roku 204 gramy. Fotografie obu zestawów pokazane są na rys. 5.5.

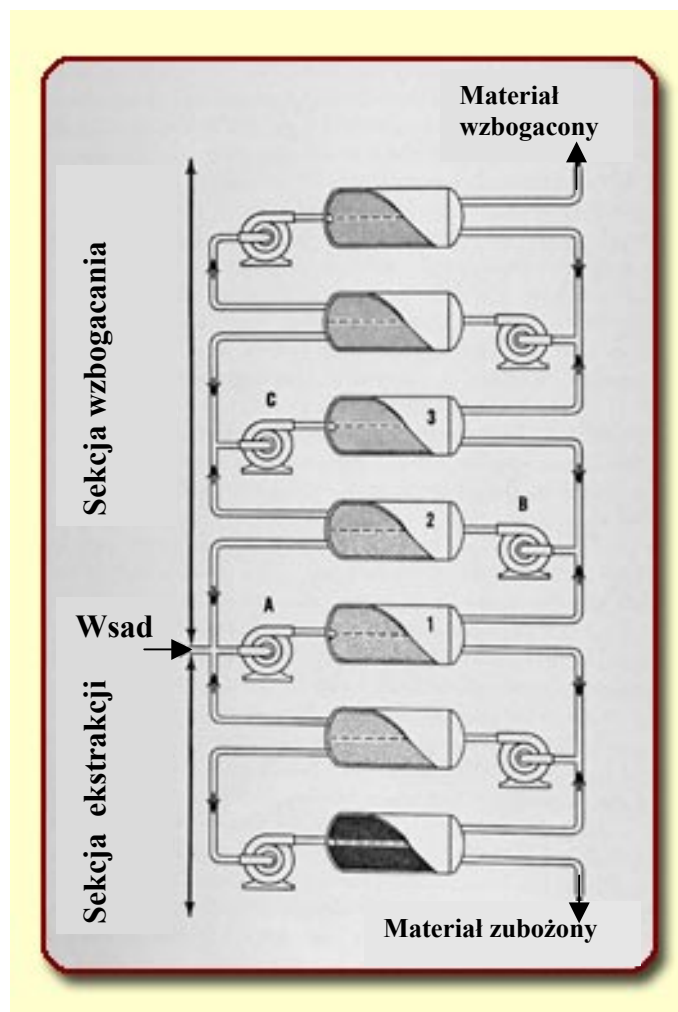


Rys.5.5 Oak Ridge: z lewej zestaw "Alfa" do separacji elektromagnetycznej. Z powodu wojennych ograniczeń w dostawach miedzi, do wykonania przewodów w cewkach użyto srebra ze skarbca rządu USA. Z prawej: zestaw „Beta”⁸.

Do separacji izotopów uranu wykorzystywano także *metodę dyfuzji gazowej*. Metoda wykorzystuje fakt, że w gazie o określonej temperaturze molekuly lżejsze poruszają się szybciej, a molekuly cięższe wolniej. Związek uranu, w postaci sprężonego gazu, kierowany jest na porowatą przesłonę: molekuly z izotopem ^{235}U mają większą szansę przeniknięcia przez otworki o średnicy wielkości ułamków mikrometra. Gaz, po przejściu przez przesłonę, słabo wzbogacony w ^{235}U (3 części na 1000), jest ponownie sprężany i cały proces jest powtarzany aż do uzyskania odpowiedniego wzbogacenia. Schemat przepływu gazu w kaskadzie dyfuzyjnej przedstawia rys. 5.6, a na rys. 5.7 pokazujemy fotografię zakładów dyfuzji gazowej K-25 w Oak Ridge. W 1945 roku porowate przesłony w Oak Ridge miały całkowitą łączną powierzchnię tysięcy metrów kwadratowych, a otrzymywany gaz, po wzbogaceniu do 10% ^{235}U , kierowany był do zestawu elektromagnetycznego separatora typu "Beta". W porównaniu z metodą wirówek technika ta jest mniej wydajna pomimo większej objętości pojedynczego stopnia dyfuzji gazowej niż pojedynczej wirówki⁹.

⁸ www.ipi.gov.pl - patrz „Czym się zajmuje fizyka i technika jądrowa”

⁹ Spis jeszcze innych metod można znaleźć pod adresem internetowym http://www.nettax.com.pl/serwis/publikatory/DU/2003/Nr_15/poz.145/aneksII.htm



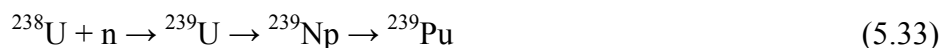
Rys. 5.6 Uproszczony schemat przepływu gazu w kaskadzie dyfuzyjnej



Rys. 5.7. Zakłady dyfuzji gazowej K-25 w Oak Ridge. Ta czteropiętrowa instalacja miała prawie 800 m długości i zajmowała łączną powierzchnię niemal 180 000 m²

5.3 Pluton

Droga do otrzymania plutonu rozpoczyna się od pochłaniania przez ^{238}U powolnych neutronów wytwarzanych w reaktorach jądrowych. Sama reakcja ma postać:



przy czym rozpady ^{239}U i ^{239}Np są rozpadami beta z okresami połowicznego zaniku odpowiednio 23,5 min oraz 2,35 dni, natomiast izotop ^{239}Pu jest alfa-promieniotwórczy, a jego okres połowicznego zaniku wynosi 24130 lat, a wydzielane ciepło 1,92 W/kg. Izotop ten może się także rozpaść samorzutnie z emisją neutronu. Wielkość tej emisji wynosi 30 n/s/kg.

Pierwsze reaktory do produkcji plutonu zbudowano podczas II Wojny Światowej w Hanford (w stanie Washington) oraz Oak Ridge w stanie Tennessee, Kanada, patrz rys. 5.8. Gdy tylko dostarczono pierwsze, gramowe ilości plutonu, zaczęto w Los Alamos (USA) badania własności fizycznych, chemicznych i metalurgicznych nowego materiału. Od wiosny 1945 roku dostępna ilość plutonu wystarczała do budowy trzech bomb.

Warto zwrócić uwagę, że produkcja *militarnego (bojowego) plutonu* (o zawartości ^{239}Pu powyżej 93%; typowy skład to 93,4 % Pu - 239; 6,0 % Pu - 240 i 0,6 % Pu - 241) nie jest wcale łatwa. Izotop ^{239}Pu otrzymuje się w reakcji (5.3), jednak istotną rzeczą jest tu fakt, że naświetlanie uranu nie może trwać zbyt długo, gdyż powstaną wówczas obok ^{239}Pu także izotopy ^{240}Pu i ^{241}Pu , których jądra ulegają zbyt szybkim rozszczepieniom, którym towarzyszy produkcja neutronów. Istnienie tych izotopów grozi predeetonacją bomb, a więc nie są one pożądane. Z tego właśnie względu produkcja militarnego plutonu nie ma większego sensu w typowej elektrowni jądrowej, w której wymienia się paliwo raz na rok lub trzy lata¹⁰.



Rys. 5.8 Reaktor do produkcji plutonu w Oak Ridge (rok 1945)

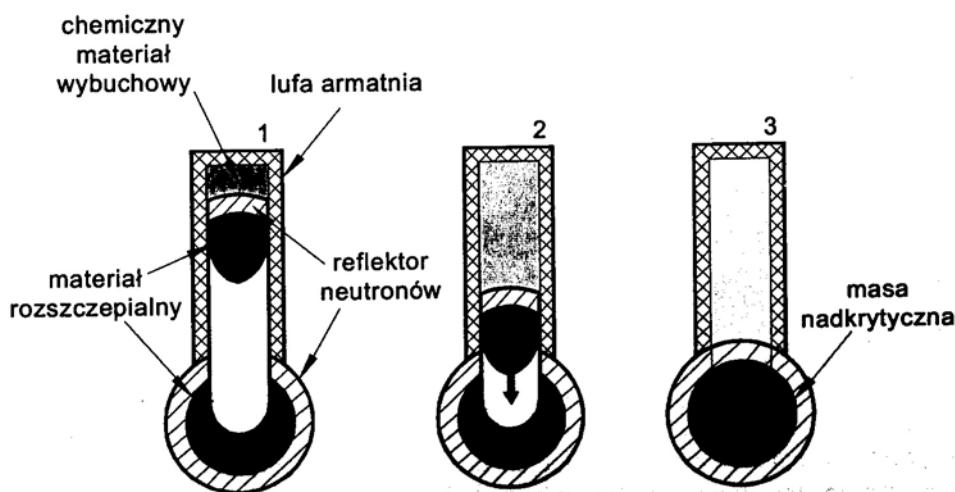
¹⁰ więcej szczegółów podaje opracowanie J.Kubowskiego *Pluton*, które można znaleźć pod adresem www.ekologia.pl

Pluton jest niebezpiecznym materiałem militarnym. Jest także silnie toksyczny. Niestety jego produkcja już po wojnie była znacząca i obecne zapasy tego materiału na świecie wystarczają na wytworzenie bardzo dużej ilości broni jądrowej.

Sam pluton ma kilkanaście izotopów promieniotwórczych, z których pięć ma znaczenie dla przemysłu militarnego. Są to izotopy o liczbie masowej od 238 do 242. Pierwszy z nich, alfa – promieniotwórczy ^{238}Pu , podczas rozpadu wydziela znaczące ilości ciepła: 567 W/kg. Energia jądrowa tego rozpadu znalazła swoje pokojowe wykorzystanie: rozpatrywany izotop stosowany jest w konstrukcjach generatorów termoelektrycznych, które zainstalowane są np. na satelitach meteorologicznych, a także (w Rosji) do oświetlania latarni morskich. Bardziej być może znanym zastosowaniem tego izotopu jest używanie go w rozrusznikach serca. W jednym takim rozruszniku montuje się ok. 200 mg ^{238}Pu .

5.4 Broń jądrowa oparta na reakcji rozszczepienia

Jak wynika z dotychczasowych rozważań, spowodowanie wybuchu jądrowego wymaga użycia masy przekraczającej masę krytyczną. Aby jednak wybuch powstał wtedy, kiedy tego chcemy, masa ta musi być podzielona na mniejsze części, *podkrytyczne*, które dopiero po zetknięciu się ze sobą mogą stworzyć masę krytyczną¹¹. Nic więc dziwnego, że skutecznym pomysłem konstrukcyjnym budowy bomby jądrowej był pomysł wstrzeliwania jednej masy podkrytycznej do drugiej, jak na rys. 5.9. W lufie armatniej umieszcza się typowy chemiczny materiał wybuchowy, którego wybuch uruchamiany jest zwykłym detonatorem. Wybuch materiału wybuchowego powoduje wstrzelenie części masy uranu, pokrytej od strony materiału wybuchowego reflektorem neutronów, do pomieszczenia zawierającego pozostałą masę uranu, otoczoną reflektorem neutronów. Połączenie obu mas tworzy kulę uranową o masie nadkrytycznej. Istotną cechą tego typu bomby jest wykorzystanie szybkich neutronów rozszczepieniowych w całej objętości materiału.



Rys.5.9 Zasada układu armatniego w konstrukcji bomby jądrowej¹²

¹¹ Zetknięcie musi być odpowiednio szybkie, aby maksymalnie wykorzystać materiał rozszczepialny (dziękuję dr. J.Kubowskiemu za tę uwagę)

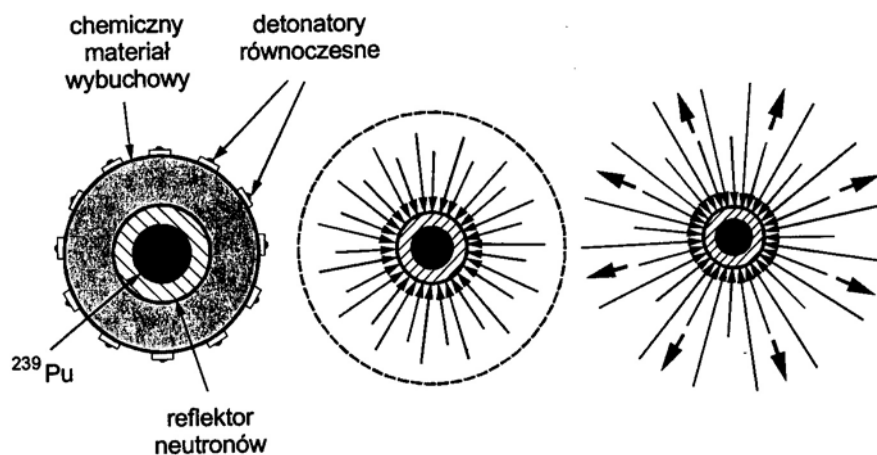
¹² B. Dziunikowski, *O fizyce i energii jądrowej*, AGH, Kraków (2001)

W wypadku bomby plutonowej, dla której masa krytyczna plutonu (^{239}Pu) wynosi tylko ok. 5 kg stosowana jest inna technika. Ze względu na znaczącą emisję neutronów, aby nie doprowadzić do przedwczesnego wybuchu i wykorzystać jak największą ilość plutonu, stosuje się technikę implozyjną (rys. 5.10), w której pod wpływem fali uderzeniowej gwałtownie zwiększa się gęstość plutonu do wartości, przy której masa plutonu staje się nadkrytyczną. Gdyby pluton miał większą ilość domieszek izotopu ^{240}Pu stanowiłoby to trudność związaną z faktem, że izotop ten charakteryzuje wysoka aktywność właściwa¹³ wynosząca 415 Bq/g, w wyniku której emisja neutronów wynosi 10^6 n/s/kg, a więc jest 30 tysięcy razy większa niż z ^{239}Pu . Masa nadkrytyczna musi być więc osiągnięta w tak krótkim czasie, rzędu mikrosekund, aby emisja neutronów z ^{240}Pu nie wywołała większej liczby rozszczepień jeszcze zanim nastąpi wybuch. Dodatkowym efektem negatywnym istnienia domieszek ^{240}Pu jest nadmierne grzanie materiału wybuchowego przez ciepło wydzielane w wyniku rozpadu tego izotopu. O ile obecność izotopu ^{241}Pu jest dla konstrukcji bomby trochę mniej istotna, izotop ^{242}Pu wykazuje duży przekrój czynny na pochłanianie neutronów, tak więc jego obecność w większej ilości skutkowałaby koniecznością zwiększenia masy krytycznej.

Wybuch bomby jądrowej jest niezwykle gwałtowny. Aby ocenić tempo tego wybuchu przyjmijmy, że promień kuli uranowej przewyższa wartość krytyczną o kilka procent. Zmniejszy to wartość drugiego, ujemnego wyrazu w równaniu (5.28) w stosunku do wartości krytycznej równej $(\eta-1)/l_{sw}$.

Neutron o energii kinetycznej 2 MeV porusza się z prędkością $1,956 \cdot 10^9$ cm/s. Przy przekroczeniu promienia krytycznego o 5% wspomiane wyżej zmniejszenie drugiego wyrazu wynosi ok. 10%, tak więc mamy wtedy

$$v \approx \bar{v}_0 / 10 = \frac{v}{l_{sw}} \cdot \frac{\eta - 1}{10} = \frac{1,956 \cdot 10^9 \cdot 1,1}{8,9 \cdot 10} \approx 2,4 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$



Rys. 5.10. Zasada techniki implozyjnej stosowana w konstrukcji bomby plutonowej ¹⁰.

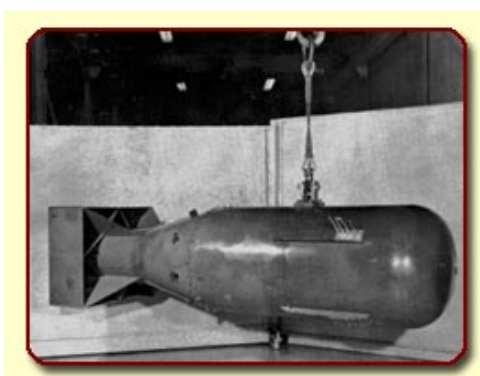
¹³ Aktywność materiału przypadająca na jednostkę masy

Zwiększenie rozmiarów kuli o 5% w stosunku do rozmiaru krytycznego oznacza wzrost masy kuli z 43 kg do ok. 50 kg, co z kolei oznacza przyrost liczby jąder uranu o $1,26 \cdot 10^{26}$. Jeśli przyjmujemy, że liczba neutronów w układzie jest w przybliżeniu równa liczbie jąder uranu, a początkowo mamy do czynienia tylko z dwoma neutronami, to czas potrzebny na samorzutne rozszczepienie tych dodatkowych jąder uranu otrzymamy z równania $2 \exp(\nu t) = 1,26 \cdot 10^{26}$, co przy ocenionej wyżej wartości ν daje nam czas $t = 2,4 \mu\text{s}$. Taki czas zajmuje wybuch bryły, jest więc on nadzwyczaj krótki – w rzeczywistości znacznie krótszy niż te kilka mikrosekund, gdyż do wybuchu wystarcza mniejsze przekroczenie promienia krytycznego.

5.5 Przebieg wybuchu jądrowego

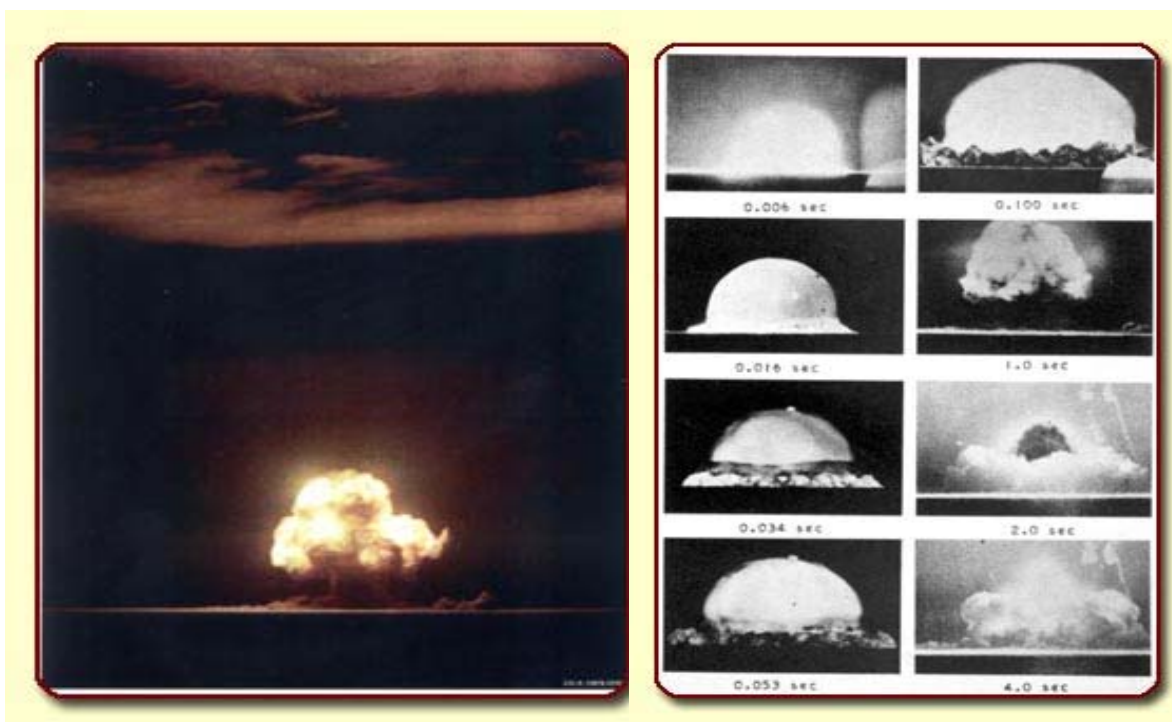
Opracowanie bomby atomowej z wstrzeliwaną porcją uranu było względnie proste. Dla celów wojny zbudowano w Los Alamos (3 lipca 1945 r.) bombę uranową zawierającą niemal dwie masy krytyczne, czyli ok. 60 kg materiału rozszczepialnego o wzbogaceniu ok. 86 % i nazwano ją *Little Boy* ("chłopiec") – rys. 5.11. Do wstrzeliwania służyło działo ważące 453 kg i mające długość 180 cm. Cała konstrukcja o długości ok. 3 m, średnicy ok. 70 cm i wadze ok. 4000 kg była wystarczająco niewielka, aby można ją było umieścić w bombowcu B-29. Zespoły naukowe były całkowicie pewne wyników swojej pracy i nie uważano, aby wstępne przetestowanie bomby było konieczne.

Inaczej rzecz wyglądała z bombą plutonową. Technika implozji była techniką nową, w związku z czym, gdy tylko uzyskano odpowiednią ilość plutonu, przeprowadzono test o kryptonimie *Trinity*, w którym zdecydowano na detonację pełnej bomby. Stało się to 16 lipca 1945 roku, rankiem o godz. 5:29, w Alamogordo, na pustyni w stanie Nowy Meksyk. Siłę tego wybuchu (rys. 5.12) oceniono na 22 kt TNT (kiloton trójnitrotoluenu). Prócz sprawdzenia niektórych szczegółów technicznych, głównym celem testu było poznanie skutków wybuchu jądrowego.



Rys. 5.11 „Little Boy” – bomba uranowa zrzucana w ataku na Hiroszimę

Jak pisze Pascolini (www.nupex.org) „żaden ze świadków pierwszej eksplozji nuklearnej nie był przygotowany na to, co zobaczono: bezgłośny błysk, pojawienie się kuli ognia, ciche uderzenie ciepła i światła, fala uderzeniowa mknąca po pustyni i złowieszczą chmura rozpylonego materiału w kształcie grzyba”.



Rys. 5.12 Test Trinity: początkowa kula ognia i rozwój wybuchu w pierwszych 4 sekundach; 16 lipca 1945 r.

Dla kompletności wykładu należy powiedzieć, że przygotowana i zdetonowana później bomba plutonowa o nazwie *Fat Man* („Grubas”) zawierała plutonowy rdzeń o wadze ok. 6,1 kg oraz około 2300 kg silnego, konwencjonalnego materiału wybuchowego, niezbędnego do kompresji materiału rozszczepialnego w drodze implozji. Rdzeń, płaszcz uranowy i konwencjonalny materiał wybuchowy zostały zmontowane w metalowej kuli zbudowanej z dwunastu pięciokątnych sekcji. Cała konstrukcja była zamknięta w ochronnej obudowie w kształcie jajka o średnicy 150 cm, ważyła 4900 kg i miała długość 365 cm.



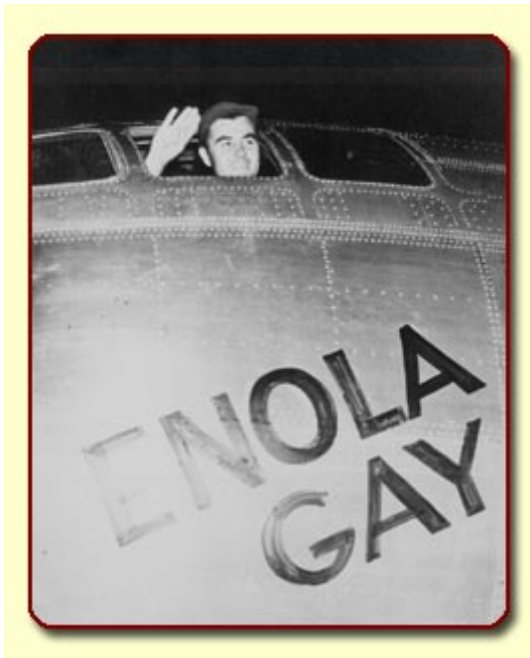
Rys. 5.13 Bomba plutonowa Fat Man („grubas”)

Rankiem 6 sierpnia 1945 roku o godz. 8:15 bomba "Little Boy" została zrzucona na Hiroszimę. Wybuch o sile od 12 kt do 15 kt nastąpił w powietrzu, 580 m nad miastem. Druga bomba, "Fat Man", której siłę wybuchu ocenia się na ok 22 kt TNT, została zrzucona na Nagasaki w dniu 9 sierpnia 1945 r i eksplodowała na wysokości 503 m nad miastem o godz. 11:02. W wyniku tych akcji oba miasta zostały zburzone, zginęło ponad 150 000 ludzi, setki tysięcy zostało poszkodowanych. Ostateczna decyzja o zrzuconiu bomb miała dwa cele: militarny - uniknięcie dużej liczby amerykańskich ofiar inwazji na Japonię oraz polityczny - zakończenie wojny zanim Związek Radziecki rozszerzy swoje wpływy na Pacyfiku. Istotnie, bombardowania zakończyły II Wojnę Światową, jednak okrutna cena, którą za to zapłacili Japończycy jest do dziś przedmiotem sporu dotyczącego granic stosowania broni masowego rażenia, jak i udziału uczonych w produkcji takich broni.

Przytoczony wcześniej opis Pascoliniego dotyczący obserwacji testu Trinity zawiera podstawowe cechy wybuchu jądrowego. Przebieg i skutki wybuchu nuklearnego zależą nie tylko od wyzwolonej w wybuchu energii, ale również od innych czynników, jak miejsce eksplozji – na powierzchni gruntu, pod ziemią, pod wodą, w atmosferze (tu ważna jest wysokość), warunki meteorologiczne, ukształtowanie i własności terenu. Duża część wypromieniowanej energii, to promieniowanie X, którego pochłanianie powoduje silne ogrzanie i świecenie dużych mas powietrza. Rezultatem wytworzenia gigantycznej energii w bardzo krótkim czasie jest podgrzanie otoczenia do temperatury rzędu kilkudziesięciu milionów stopni i powstanie *kuli ogniowej*. Kula ognia unosi się w górę, rosną jej rozmiary a temperatura maleje. Po minucie blask ustaje, a chmura sięga 7 km. Kolejnym typowym efektem jest pojawienie się ogromnego ciśnienia rzędu milionów atmosfer. Gorące pozostałości bomby w stanie gazowym, tworząc cienką, gęstą powłokę zwaną *frontem hydrodynamicznym*, przemieszczają się z ogromną szybkością na zewnątrz od miejsca wybuchu. Działając na podobieństwo tłoka front hydrodynamiczny wywiera ciśnienie na otaczającą atmosferę i generuje sferycznie rozszerzający się *podmuch* i *falę uderzeniową*. Początkowo fala uderzeniowa znajduje się pod powierzchnią kuli ogniowej, jednak wkrótce po detonacji tempo rozszerzania się kuli ogniowej spada a fala ciśnieniowa zaczyna wysuwać się na czoło. Przez krótki czas, w którym następuje przesuwanie się fali uderzeniowej na czoło można zaobserwować charakterystyczny podwójny pik jasności światła.

Fala uderzeniowa, rozchodząca się początkowo z prędkością naddźwiękową szybko zmniejsza swą prędkość, jednak ciśnienie w niej może wzrastać wskutek nałożenia się fali początkowej na falę odbitą od powierzchni Ziemi. Wielkie ciśnienia generowane podczas rozchodzenia się fali uderzeniowej mogą powodować wiatry wiejące z prędkością kilkuset kilometrów na godzinę, wzmacniając destrukcyjne efekty samej fali uderzeniowej. Jak się ocenia, wybuch o sile 1 kilotony TNT powoduje zniszczenia na obszarze 0,7 km. Zasięg zniszczeń wzrasta do 15 kilometrów przy wybuchu o sile 15 kt TNT. Efekt końcowy silnie zależy od wysokości, na której zostaje zdetonowana bomba.

Początkowe nadciśnienie za frontem hydrodynamicznym maleje w miarę oddalania się od kuli ognia aż wreszcie spada poniżej ciśnienia atmosferycznego. Jest to tzw. *faza ujemna* fali uderzeniowej, podczas której następuje zasysanie materiałów z powierzchni Ziemi.

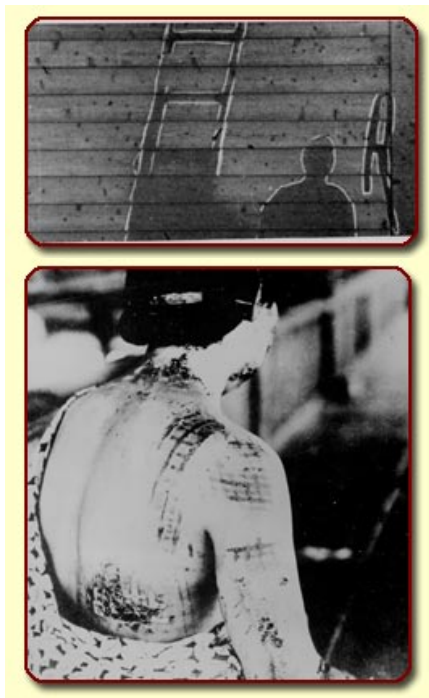


Rys. 5.14 Z lewej: płk. Paul W. Tibbets, Jr. w bombowcu B-52 “Enola Gay” przed startem do lotu nad Hiroszimę. Z prawej chmura promieniotwórcza na wysokości 18 km nad Nagasaki

Przy wybuchu naziemnym lub tuż pod powierzchnią ziemi znacząca część siły wybuchu idzie na wzbudzenie fal uderzeniowych na powierzchni, a w miejscu wybuchu tworzy się krater o rozmiarach zależnych od siły wybuchu. W zasadzie w odległościach rzędu trzech promieni krateru fale uderzeniowe nie powodują zniszczeń, ich większość jest bowiem spowodowana powstaniem podmuchu powietrza. Przy wybuchach podziemnych krater powstaje albo na skutek wyrzucenia gruntu w powietrze albo przez zawalenie się gruntu do wnęki wytworzonej w wyniku wybuchu na większych głębokościach. Zasięg zniszczeń w takich wypadkach jest jednak silnie ograniczony. Znacznie bardziej niebezpieczne są detonacje podwodne ze względu na względny brak ściśliwości wody. Powstające wtedy nadciśnienia są gigantyczne. W wypadku detonacji o sile wybuchu 10 kt TNT, w odległości 1 km od miejsca detonacji nadciśnienie może sięgać 6000 kPa (ok. 60 atmosfer!). W takich samych warunkach nadciśnienie w powietrzu wynosi około 111 kPa.

W kuli ognistej materia znajduje się w postaci gazowej. Przy ochładzaniu, w wyniku kondensacji tworzy się obłok zestalonych drobin pozostałości materiału bomby oraz kropli wody z zassanego powietrza. Chmura zmienia kształt na toroidalny (kapelusz „grzyba”), poddawany gwałtownym prądom wewnętrznym. Chłodne powietrze jest wciągane do gorącego obłoku, wnosząc gruz i pył, którego część staje się promieniotwórcza. Po pewnym czasie rozpylony materiał zaczyna opadać pod wpływem grawitacji, tworząc opad promieniotwórczy, który osadza się na dużej powierzchni od miejsca wybuchu.

Większość energii wyzwolonej w chwili wybuchu, to energia kinetyczna fragmentów rozszczepienia. Zderzenia wewnątrz tych produktów gazowych skutkują powstaniem ośrodka o temperaturze wynoszącej nawet kilkadziesiąt milionów stopni. Układ taki emituje ogromne ilości promieniowania elektromagnetycznego w zakresie widzialnym, od podczerwieni do ultrafioletu.



Promieniowanie to jest następnie absorbowane w otaczającej atmosferze, która nagrzewa się także do bardzo wysokich temperatur, co powoduje kolejne emisje promieniowania o niższej nieco energii. Sam pierwotny błysk jest tak silny, że może łatwo uszkodzić wzrok obserwatora znajdującego się wiele kilometrów od miejsca wybuchu (pamiętajmy, że mamy do czynienia z promieniowaniem rozchodzącym się z prędkością światła).

Rys. 5.15 Cień człowieka, który wyparował w wyniku uderzenia fali cieplnej i odwzorowanie wzoru kimona na skórze oparzonej ofiary

Promieniowanie cieplne, emitowane podczas wybuchu jądrowego w atmosferze, unosi od 35% do 45% całkowitej energii i pojawia się w dwóch różnych postaciach. Najpierw następuje krótsza, intensywne emisja promieniowania ultrafioletowego, a potem emitowane jest światło widzialne i promieniowanie podczerwone. To ostatnie jest główną przyczyną oparzeń skóry i pożarów aż do odległości 19 km od punktu zero. Na zamieszczonych wyżej zdjęciach (rys. 5.15)¹⁴ widać utrwalony cień jednej z ofiar wybuchu nad Nagasaki, na drugim zdjęciu zaś widoczny jest odcisk wzoru kimono powstały w wyniku gorącego podmuchu, który dotarł do Japonki.

Kolejnym ważnym efektem, będącym skutkiem wybuchu, jest promieniowanie jądrowe: natychmiastowa emisja ogromnej liczby neutronów i fotonów gamma. Dodatkowa emisja promieniowania alfa, beta i gamma powstaje w kuli ognia lub jest emitowana przez fragmenty rozszczepienia. Promieniowanie alfa i beta zostaje zaabsorbowane na odległościach nie przekraczających kilku metrów, jednak zarówno neutrony, jak i promieniowania gamma docierają na duże odległości, powodując szkodliwe skutki w organizmach żywych. Gwoli przykładu można podać, że w odległości 1,6 km od wybuchu równoważnego 1 Mt, promieniowanie jądrowe jest śmiertelne dla dużego odsetka ludzi osłoniętych warstwą betonu o grubości 60 cm.

W zasadzie cała energia wybuchu jest rozdzielona pomiędzy te trzy omówione wyżej efekty: podmuch (ok. 50%), promieniowanie cieplne (ok. 35%) i jądrowe (ok. 15%). Efektem dodatkowym jest powstawanie silnego, krótkotrwałego (ok. kilku mikrosekund) impulsu elektromagnetycznego pojawiającego się wskutek jonizacji atmosfery. Taki impuls może zakłócić prace odbiorników radiowych czy radarów, a także zniszczyć naziemne systemy łączności. Ma to swoje znaczenie również dla granic sensownej mocy wybuchu, gdyż silny impuls elektromagnetyczny może zniszczyć własne systemy elektroniczne.

¹⁴ A.Pascolini w materiale www.nupex.org. Wersja polska znajduje się także na stronach www.ipj.gov.pl (patrz odsyłacz 7)