

PEDAGOGICZNA
BIBLIOTEKA
WOJEWÓDZKA
Gdańsk-Wrzeszcz,
Libermana 36

14582

NO-ASTRONOMICZNA

JAN BLATON

**ENERGIA
JĄDRA ATOMOWEGO
I JEJ WYZYSKANIE**



PAŃSTWOWE ZAKŁADY WYDAWNICTW SZKOLNYCH
WARSZAWA 1948

~~135~~

JAN BLATON

**ENERGIA
JADRA ATOMOWEGO
I JEJ WYZYSKANIE**



PAŃSTWOWE ZAKŁADY WYDAWNICTW SZKOLNYCH
WARSZAWA 1948

BIBLIOTEKA FIZYCZNO-ASTRONOMICZNA

POD REDAKCJĄ S. BĄKOWSKIEGO

Ilustrował
Dr L. JEŚMANOWICZ

Zatwierdzone do użytku szkolnego pismem
Ministerstwa Oświaty nr VI Oc-997/47
z dnia 29 czerwca 1947 r., jako książka
pomocnicza polecona do bibliotek licealnych.

110/54 1864



14582

Podpisano do druku dn. 2. I. 48

E-40142

Nakład 10.000 egz.

Ark. druk.: 5

Zarząd. 318

Zamówienie nr 1501

ZAKŁ. GRAF. PAŃSTWOWYCH ZAKŁADÓW WYDAWNICTW SZKOLNYCH - BYDGOSZCZ

Część I

Podstawy fizyczne

§ 1. Wstęp

W jednej ze swych tak ogromnym darem proroczym obdarzonych książek opisuje Jules Verne wyprawę na Księżyc w zamkniętej kabinie. Niewątpliwie, zdobyte w ostatnich latach możliwości wyzyskania energii atomowej przenoszą zagadnienie raket i podróży międzyplanetarnych w sferę konkretnych możliwości.

Istotnie, wspaniałe perspektywy roztaczają się przed ludzkością w następstwie ostatnich odkryć. Ale nowe źródła energii mogą służyć nie tylko postępowi. Energia atomowa może być wykorzystana dla celów destrukcyjnych. Ludzkość stanęła przed alternatywą bądź dalszych wojen, które mogą za sobą pociągnąć zmierzch obecnej cywilizacji, bądź też wprzęgnięcia tej energii do celów konstruktywnych, co stanowiłoby brzask nowej, wspanialszej cywilizacji.

Książeczka ta ma na celu popularne przedstawienie zasad, na których opiera się wykorzystywanie nowego źródła energii, oraz omówienie tak zwanej bomby atomowej, będącej na razie jedynym praktycznym zastosowaniem tej energii. Rozważania te są oparte na wydanym w sierpniu 1945 roku rządowym amerykańskim raporcie H. D. Smytha, w którym zostały ogłoszone częściowo wyniki prac nad energią atomową. Bardzo wielu szczegółów dotychczas nie opublikowano dla zachowania tajemnicy produkcji bomby atomowej. Ogłoszona część wyników wystarcza jednak, aby się zorientować w zasadniczych problemach.

W tekście książeczki autor starał się dokładnie omówić każde nowowprowadzone pojęcie. Aby jednak ułatwić Czytelnikowi operowanie nowymi dla niego pojęciami, zamieszczono na końcu przypisy, w których zestawiono ważniejsze pojęcia i prawa używane w tej książeczce.

§ 2. Równoważność masy i energii

Że ogromne energie drzemają ukryte w materii, o tym fizykom już wiadomo od kilkudziesięciu lat. To odkrycie fundamentalne zawdzięczamy Einsteinowi, który w 1905 roku na drodze rozważań teoretycznych doszedł do prawa równoważności masy i energii. W myśl teorii Einsteina materia jest jakby skondensowaną postacią energii. Wzrost masy ciała oznacza wzbogacenie energii tego ciała i na odwrót: przy wydzielaniu energii masa ciała maleje. Równowartość energetyczną masy otrzymujemy mnożąc masę ciała wyrażoną w gramach przez kwadrat prędkości światła, czyli przez liczbę niezmiernie dużą, równą 9.10^{20} (cm/sec)². W ten sposób masie 1 grama jest równoważna energia 9.10^{20} ergów. Jeżeli energię tę wyrazimy w jednostkach częściej używanych w życiu praktycznym, tj. w kilowatgodzinach (skrót kWh), to otrzymamy

$$1 \text{ gram} = 25 \text{ milionów kWh.}$$

Inną powszechnie używaną jednostką energii jest tak zwana duża kaloria (skrót Kal), czyli ilość energii cieplnej potrzebna do podniesienia temperatury 1 kg wody o 1° C. W tych jednostkach mamy:

$$1 \text{ gram} = 22 \text{ miliardy Kal.}$$

Ale to, że materia jest takim kolosalnym zbiornikiem energii, nie mówi jeszcze, jak tę energię konkretnie wyzwolić w postaci pracy, ciepła lub promieniowania. Już dawno np. obliczono, że na skutek ubytku ogromnej ilości energii, którą Słońce wysyła w postaci promieniowania, musi ono tracić masę 4 milionów ton w ciągu 1 sekundy. Dopiero ostatnie dziesięciolecie pozwoliło wyjaśnić procesy, dzięki którym Słońce zamienia masę na energię promienistą.

§ 5. Budowa atomu

żeby zrozumieć mechanizm zamiany masy na energię, musimy sięgnąć do procesów atomowych. Dla chemików atom jest tą ostatnią cegiełką, z której zbudowana jest materia. Jak małymi tworamami są atomy, uzmysłowi nam następujący obraz: atomami jednego tylko miligrama uranu, ustawionymi w szereg w odstępach 0,1 mm, moglibyśmy opasać kulę ziemską wzdłuż równika 6 milionów razy.

Badania Rutherforda wykazały, że ten niezmiernie mały atom jest skomplikowanym tworem zbudowanym podobnie, jak układ planetarny. W środku atomu znajduje się jądro skupiające w sobie prawie całą masę atomu. Jądro to jest elektrycznie naładowane i posiada nabój dodatni. Naokoło jądra krążą ujemnie naładowane elektrony, które są tysiące razy lżejsze od jądra. Ich nabój ujemny równoważy nabój dodatni jądra. Wszystkie znane nam do niedawna procesy rozgrywają się w powłoce elektronowej atomu. Jądro, głęboko ukryte pod warstwą elektronową, żyje, że tak powiemy, w „*splendid isolation*“, strzeżone przed dodatnio naładowanymi intruzami swoim własnym dodatnim nabojem, a przed ujemnie naładowanymi — przez elektrony.

Mimo że w jądrze skupiona jest prawie cała masa atomu, to jednak rozmiary jądra są bardzo małe w porównaniu z rozmiarami całego atomu. Wyobraźmy sobie, że oglądamy np. atom chloru w powiększeniu stumiliardowym. W obrazie tym elektrony krążyłyby po orbitach o promieniach od 50 cm do 15 metrów, promień zaś jądra znajdującego się w środku atomu wynosiłby niecały milimetr.

Głównym przedmiotem naszych rozważań będzie jądro atomu, siedlisko tych ogromnych, nowych źródeł energii, które stanowić będą o obliczu świata w najbliższej epoce. Energie te przekraczają miliony razy energie, które możemy uzyskać z powłoki elektronowej atomu. Energie wyzwalane w reakcjach chemicznych, a więc w procesach rozgrywających się w powłoce

elektronowej atomów, są więc znikome wobec tych, które możemy uzyskać z jądra atomu.

Budowę jądra omówimy najlepiej na paru przejrzystych przykładach.

a) Rozpocznijmy od atomu wodoru (symbol chemiczny H), jako najprostszego atomu, ponieważ naokoło jądra wodoru krąży tylko jeden elektron. Badania nad jądrem wodoru wykazały, że istnieją aż trzy rodzaje wodoru, znamy bowiem trzy rodzaje jąder wodorowych.

Najczęściej spotykanym jądrem wodoru jest tzw. proton, cząstka o naboju dodatnim, równym co do wartości nabożowi elektronu oraz masie 1840 razy większej od masy elektronu. Jądro to oznaczamy symbolem 1H .

Obok wodoru 1H występuje jeszcze w przyrodzie, ale o wiele rzadziej, wodór, którego jądro jest dwa razy cięższe od protonu. Jądro to składa się z dwóch cząstek: z protonu oraz cząstki równie ciężkiej, jak proton, ale elektrycznie obojętnej. Cząstkę tę nazwano neutronem. Ten drugi rodzaj wodoru nosi nazwę ciężkiego wodoru. Oznaczamy go symbolem 2H .

Istnieje wreszcie trzeci rodzaj wodoru, nie występujący wprawdzie w przyrodzie, ale otrzymywany sztucznie. Jądro jego jest trzy razy cięższe od protonu. Składa się ono z trzech cząstek: jednego protonu i dwóch neutronów (symbol 3H). Ten trzeci rodzaj wodoru jest zresztą nietrwały. Po pewnym okresie, wynoszącym średnio kilkadziesiąt lat, jądro jego rozpada się.

Te trzy rodzaje wodoru przedstawia schematycznie ryc. 1.

Wszystkie te trzy jądra mają jedną zasadniczą cechę wspólną: niosą ten sam nabój elektryczny, mianowicie nabój protonu. Dlatego też naokoło każdego z tych jąder krąży jeden elektron. Wszystkie te trzy rodzaje wodoru mają bardzo podobne własności fizyczne i chemiczne, ponieważ decyduje o nich w pierwszym rzędzie fakt krążenia jednego elektronu naokoło jądra.

Zwykły wodór występujący w przyrodzie jest mieszaniną lekkiego wodoru 1H i ciężkiego wodoru 2H z bardzo dużą prze-



Ryc. 1.

Trzy rodzaje wodoru. Jądra wszystkich trzech rodzajów wodoru zawierają po jednym protonie, różnią się natomiast liczbą neutronów w jądrze. Jądra ${}^1\text{H}$ i ${}^2\text{H}$ są trwale. Jądro ${}^3\text{H}$ jest nietrwale.

wagę tego pierwszego (w 1 tonie zwykłego wodoru jest zaledwie 150 gramów ciężkiego wodoru).

Przez połączenie wodoru z tlenem otrzymujemy, jak wiadomo, wodę. Połączenie ciężkiego wodoru z tlenem daje tzw. ciężką wodę. Ciężka woda ma podobne własności, jak zwykła woda, jej temperatura krzepnięcia wynosi jednak $3,8^{\circ}\text{C}$., zaś temperatura wrzenia — $101,4^{\circ}\text{C}$.

b) Przejdziemy teraz do atomu helu (symbol He). W atomie helu dookoła jądra krążą dwa elektrony. W przyrodzie występują dwa rodzaje helu: ${}^4\text{He}$, którego jądro składa się z czte-



Ryc. 2.

Składniki trwałych jąder helu. Protony (+) i neutrony (zakreskowane).

rech cząstek, tj. dwóch protonów i dwóch neutronów, oraz ${}^3\text{He}$, którego jądro składa się z trzech cząstek, tj. dwóch protonów i jednego neutronu (Ryc. 2). Jądro ${}^4\text{He}$ nosi też nazwę cząstki α .

c) Rozpatrzmy z kolei atom litu (symbol Li). Wokół jądra krążą trzy elektrony. Istnieją dwa trwale rodzaje jąder litu: 6Li (3 protony + 3 neutrony) oraz 7Li (3 protony + 4 neutrony).

W ten sposób możemy postępować dalej, przechodząc do dalszych pierwiastków o coraz to większej liczbie elektronów krążących wokół jądra. Liczba tych elektronów decyduje zawsze o charakterze danego pierwiastka. Liczbę tę nazywamy liczbą atomową lub też numerem atomowym pierwiastka (liczba atomowa wodoru jest więc 1, helu 2, litu 3 itd.). Liczba protonów w jądrze jest równa ilości krążących elektronów, ponieważ atom jako całość jest elektrycznie obojętny. Natomiast liczba neutronów wbudowanych w jądro określonego pierwiastka może być rozmaita (w helu 1 lub 2, w litu 3 lub 4). Te różne odmiany danego pierwiastka nazywamy jego izotopami. Omówiliśmy w naszych przykładach trzy izotopy wodoru 1H , 2H i 3H , dwa izotopy helu 3He i 4He oraz dwa izotopy litu 6Li i 7Li . Liczbę wszystkich cząstek tworzących jądro (suma protonów i neutronów) nazywamy liczbą masową danego izotopu. Liczbę tę dopisujemy u góry przy symbolu chemicznym pierwiastka.

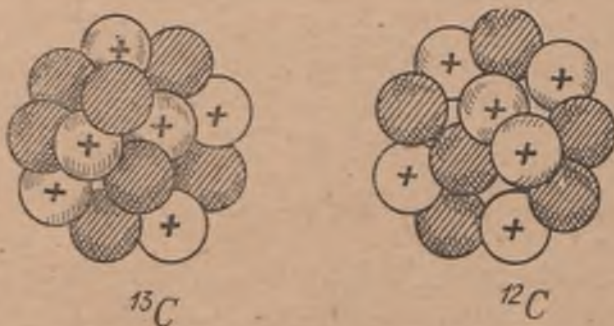
Wyniki te można tak zebrać: charakter chemiczny pierwiastka wyznaczony jest przez jego liczbę atomową, to jest liczbę protonów w jądrze; jego izotopy różnią się liczbą neutronów w jądrze i mają różne liczby masowe.

Dla przykładu omówimy jeszcze izotopy węgla (symbol C), którego numer atomowy jest 6. Trwale izotopy węgla mają liczby masowe 12 i 13. Izotopy te oznaczamy przez ${}^{12}C$ (6 protonów i 6 neutronów) i ${}^{13}C$ (6 protonów i 7 neutronów). W zwykłym węglu, będącym mieszaniną obu izotopów, jest około 10% cięższego izotopu ${}^{13}C$ (Ryc. 3).

§ 4. Uran

Przejdźmy teraz do pierwiastka o najwyższej liczbie atomowej, jaka występuje w przyrodzie. Jest nim uran, metal dość rzadki, którego rudy w postaci tzw. blendy smolistej

znajdują się w Stanach Zjednoczonych (Colorado), w północnej Kanadzie (Wielkie Jezioro Niedźwiedzie), w Czechosłowacji (Jachymowo) i w Kongo Belgijskim. Uran będzie nas



Ryc. 3.

Jądra trwałych izotopów węgla. Protony (+) i neutrony (zakreskowane).

szczególnie interesował, gdyż dotychczas jest on jedynym dostawcą na większą skalę nowej energii, tzn. energii jądra atomowego.¹⁾

Numer atomowy uranu wynosi 92, tzn. naokoło jądra uranu krążą 92 elektrony. Jądro uranu zawiera więc 92 protony.

W przyrodzie występują trzy izotopy uranu o liczbach masowych 234, 235 i 238, czyli wg oznaczeń § 3 ^{234}U , ^{235}U i ^{238}U . Izotop ^{234}U występuje w uranie w tak znikomym procencie, że nie potrzebujemy brać go pod uwagę. Uran występujący w przyrodzie jest mieszaniną izotopów o składzie procentowym zawsze takim samym, a mianowicie:

$$^{235}\text{U} \text{ — } 0,7\%$$

$$^{238}\text{U} \text{ — } 99,3\%$$

W jednym kilogramie zwykłego uranu jest więc zawsze 7 g ^{235}U i 993 g ^{238}U . Te dane trzeba mieć w pamięci przy roz-

¹⁾ Według ostatnich danych także pierwiastek tor (symbol chemiczny *Th*, numer atomowy 90) jest wykorzystywany jako źródło energii atomowej.

patrywaniu zagadnienia produkcji bomby atomowej. Jądra izotopów ^{235}U i ^{238}U zawierają oczywiście różną ilość neutronów:

^{235}U : 235 cząstek = 92 protony + 143 neutrony

^{238}U : 238 cząstek = 92 protony + 146 neutronów

Nadmieniamy tutaj, że jądra izotopów uranu ^{235}U i ^{238}U nie są jądrami trwałymi. Przez wyrzucenie cząstki α (jądro ^4He) jądro uranu przemienia się samorzutnie na inne, znowu nietrwałe jądro. Izotopy uranu ^{238}U i ^{235}U dają początek dwu rodzinom ciał promieniotwórczych. Do jednej z tych rodzin należą pierwiastki, jak rad, polon i inne, odkryte już w roku 1898 przez Marię Skłodowską-Curie. Średni czas, po którym jądro uranu ^{235}U , bądź ^{238}U samorzutnie się rozpada, jest jednak bardzo długi, bo wynosi miliardy lat, i wobec tego w naszych rozważaniach promieniotwórczość tych jąder nie gra roli.

Poza omówionymi izotopami uranu wytwarzany jest obecnie nietrwały izotop uranu ^{239}U , którego nie znajdujemy w przyrodzie. Posiada on krótki czas życia, po którym samorzutnie przemienia się na inny pierwiastek. Produkcja ^{239}U jest jednym z ważnych ogniw w wytwarzaniu bomby atomowej i dlatego omówimy to zagadnienie obszerniej w jednym z późniejszych paragrafów.

Jeszcze kilkanaście lat temu sądzono, że uran przedstawia ostatni możliwy pierwiastek w szeregu atomowym. Istotnie, w przyrodzie nie spotykamy pierwiastków o wyższym numerze atomowym niż 92.

Człowiek pod tym względem przewyższył jednak przyrodę i w ostatnich latach udało się sztucznie wytwarzać niespotykane na ziemi pierwiastki o numerach atomowych 93 i 94. Tymi tzw. transuranami zajmiemy się bliżej w dalszych paragrafach.

§ 5. Proton i neutron

1. Oddziaływanie między neutronem i jądrem atomu

Widzieliśmy, że elementarnymi składnikami jądra są protony i neutrony. Proton i neutron posiadają prawie tę samą masę. Masa neutronu jest tylko o 1 promille większa od masy

protonu. Obie te cząstki różnią się jednak tym, że proton jest dodatnio elektrycznie naładowany, neutron zaś nie nosi żadnego naboju elektrycznego: jest on elektrycznie obojętny. Brak ładunku elektrycznego neutronu był powodem późnego jego odkrycia. Nie mając naboju przechodzi neutron niejako niepostrzeżenie przez materię, ponieważ siły elektryczne nań nie działają. Dopiero przy bardzo silnym zbliżeniu się neutronu do jądra atomu występują między neutronem a jądrem pewne siły, tzw. siły jądrowe, o których później będzie jeszcze mowa. Ze względu na znikome wobec rozmiarów atomu rozmiary jądra takie bliskie spotkania neutronu z jądrem będą na ogół dość rzadkie i neutron może odbyć względnie dużą drogę, zanim się „zderzy“ z jądrem, tzn. zanim wejdzie w zasięg sił jądrowych. Zderzenia neutronu z jądrem mogą być elastyczne (sprężyste) lub nieelastyczne (niesprężyste).

Elastyczne zderzenie neutronu z jądrem możemy sobie wyobrazić jako podobne do zderzenia kul bilardowych różnych wielkości. Kula uderzająca (neutron) wprowadza w ruch kulę trafioną (jądro), a sama traci na prędkości. Utracona przez neutron energia kinetyczna przechodzi całkowicie w energię kinetyczną uderzonego jądra. Obecność w ten sposób wprowadzonego w ruch jądra można już łatwo doświadczalnie stwierdzić dzięki temu, że posiada ono nabój elektryczny. Takiemu procesowi zawdzięczamy właśnie odkrycie neutronu w r. 1932 przez angielskiego badacza Chadwicka.

Zderzenia neutronu z jądrem mogą też być nieelastyczne. Mówimy o nich wtedy, gdy niecała energia kinetyczna, którą neutron traci przy zderzeniu, przechodzi w energię kinetyczną uderzonego jądra, ale częściowo zostaje w nim nagromadzona (pobudzenie jądra). Nazwa „zderzenie nieelastyczne“ pochodzi stąd, że zderzenia te wykazują pewne podobieństwo do zderzeń kul niesprężystych (np. z ołowiu), przy zderzeniu których zawsze część energii kinetycznej uczestników zderzenia zamienia się na ciepło. W tym sensie można też mówić, że jądro atomu przy zderzeniu nieelastycznym z neutronem zostaje „ogrzone“. Jądro pobudzone (czyli „ogrzone“) wraca po bardzo krótkim

czasie do stanu normalnego, wydzielając otrzymaną energię w postaci krótkofalowego promieniowania zwanego promieniowaniem γ .

Neutrony stały się jednym z najpotężniejszych środków do badania jądra atomowego, ponieważ brak sił elektrycznych między jądrem i neutronem pozwala temu ostatniemu przeniknąć do wnętrza jądra.

Neutron wnikający do jądra może pozostać w jądrze, tworząc nowy izotop o zwiększonej o jeden liczbie masowej. Powstałe jądro jest wówczas pobudzone i przechodzi do stanu normalnego wysyłając promieniowanie γ . Neutron może też po wniknięciu do jądra spowodować wyrzucenie innej cząstki jądrowej, protonu lub cząstki α .

2. Nukleon

Fakt, że proton i neutron posiadają prawie równe masy, wskazuje na to, że między protonem a neutronem zachodzi jakieś bliskie pokrewieństwo. Istotnie, przyjmujemy dzisiaj, że proton i neutron są dwoma stanami tej samej cząstki nazwanej r. u k l e o n e m (nucleus = jądro).

W myśl tej hipotezy proton jest stanem elektrycznie naładowanym, neutron zaś — stanem elektrycznie obojętnym nukleonu. Ze względu na nieco większą masę neutronu jest on, w myśl prawa Einsteina, bogatszym w energię stanem nukleonu aniżeli proton.

Z tego punktu widzenia należy przyjąć, że w pewnych warunkach jest możliwa przemiana neutronu w proton i na odwrót.

Obrazowo możemy powiedzieć, że nukleon, jak aktor, może występować bądź w roli uzbrojonego w nabój dodatni protonu, bądź w roli nieuzbrojonego neutronu. Przy tym, aby pozostać przy naszym obrazie, nie widzimy bezpośrednio na scenie przechodzenia z jednej roli w drugą. Zmiana ról zachodzi za kulisami, w niedostępnym dla widza jądrze atomu.

Jeśli neutron przemienia się w proton, to musi przy tym powstać dodatni nabój elektryczny, którego nosicielem jest proton. Ale ładunki elektryczne mogą powstawać tylko parami, tzn. równocześnie z narodzinami pewnego naboju dodatniego powstaje równy co do wielkości nabój ujemny. Całkowita ilość naboju elektrycznego pozostaje bowiem zawsze ta sama. Co się więc dzieje z powstałym przy przemianie neutronu w proton nabojem ujemnym, równym naboju elektronu? Na zewnątrz wylatuje wtedy zawsze z jądra elektron, który jest ostatecznym nosicielem tego ujemnego ładunku. Wylatujący elektron jest zatem na zewnątrz widowym znakiem dokonanej przemiany.



Ryc. 4.

Neutron w jądrze może się zamienić na proton przy równoczesnym wyrzuceniu elektronu.

Prawdopodobnie jednak elektron nie powstaje w jądrze od razu przy przemianie neutronu na proton. Istnieje dziś hipoteza, że przejściowo powstaje przy tej przemianie cząstka do niedawna jeszcze nieznaną, tzw. **mezon** ujemnie naładowany, około 200 razy cięższy od elektronu, stąd też nazwany ciężkim elektronem. Tego rodzaju cząstka odkryta została w roku 1938 w promieniach kosmicznych. Mezon rozpada się jeszcze w jądrze na elektron i drugą, na razie dość tajemniczą, cząstkę elektrycznie obojętną, tzw. **neutrino**. Neutrino ma masę znikomą wobec masy neutronu, a nawet o wiele mniejszą niż elektron. Chociaż istnienia neutrino dotychczas doświadczalnie nie udowodniono, to istnienie jego jest dość prawdopodobne.

3. Jądra promieniotwórcze

Jeśli w jądrze jeden z neutronów zamienia się w wyżej opisany sposób na proton przy równoczesnym wyrzuceniu na zewnątrz elektronu, to taka samorzutna przemiana wskazuje, że jądro wyjściowe nie było trwałe. Nietrwałe jądro może przez pewien czas żyć, tj. pozostawać w stanie pierwotnym, ale po krótszym lub dłuższym czasie przemienia się ono w nowe jądro. Takie nietrwałe jądro nazywamy jądrem promieniotwórczym.

Nowopowstałe jądro awansuje w stosunku do dawnego w numerze atomowym o jedno miejsce (przybył jeden proton) przy niezmienionej liczbie masowej (ubył w to miejsce jeden neutron).

Jeden z wielu przykładów takiej przemiany obserwujemy na wspomnianym w § 3 nietrwałym jądrze wodoru ${}^3\text{H}$ składającym się z jednego protonu i dwóch neutronów. Jądro to jest promieniotwórcze, gdyż wyrzuca elektron przy równoczesnej zamianie neutronu w proton. Nowopowstałe jądro jest w myśl powyższego jądrem ${}^3\text{He}$, które już jest trwałe.

Taką samą przemianę przechodzi też nietrwałe jądro najcięższego, nie spotykanego w przyrodzie, izotopu uranu ${}^{230}\text{U}$. Izotop ten przez wyrzucenie elektronu przemienia się po dość krótkim żywocie, wynoszącym średnio pół godziny, w nowy, nieznan dotychczas pierwiastek o numerze atomowym 93. Nowopowstałe jądro jest w tym wypadku też nietrwałe i przechodzi dalszą podobną przemianę.

Omówiliśmy nieco obszerniej proces przemiany neutronu w proton w jądrze, ponieważ przemiana ta gra dużą rolę w zagadnieniu wyzyskania energii atomowej.

Obok tego procesu możliwy jest też w jądrze proces odwrotny: przemiany protonu w neutron. Przy tym procesie nukleon traci dodatni nabój, który nie może zniknąć (prawo zachowania naboju!), ale musi się pojawić na cząsteczce, która przy tym powstaje. Na zewnątrz jądra wylatuje wówczas cząstka dodatnio naładowana o tej samej masie co elektron. Nazywamy ją ze względu na dodatni znak naboju pozytronem. (Dla symetrii należałoby elektron nazwać negatronem).

Cząstka ta została odkryta w tym samym roku co neutron przez C. D. Andersona w Ameryce. Przyczyną tak późnego odkrycia jest duża rzadkość pozytronów. Wyrzucanie pozytronu przez jądro jest oznaką, że jądro to jest nietrwałe. Przemienia się ono na nowe jądro o numerze atomowym o jeden *niższym* w stosunku do dawnego (ubytek jednego protonu) przy niezmięonej liczbie masowej (przybył jeden neutron).

Jąder wyrzucających pozytrony nie spotykamy w przyrodzie. Potrafimy jednak sztucznie wytworzyć tego typu promieniotwórcze jądra. Zostało to po raz pierwszy dokonane w r. 1934 przez małż. Joliot.

W obecnym stadium wyzyskania energii atomowej jądra promieniotwórcze wysyłające pozytrony nie grają roli.

§ 6. Granice obrazu cząsteczkowego¹⁾

Wspominaliśmy już, że jądro nietrwałe, jak np. jądro wodoru 3H , przemienia się po pewnym czasie wyrzucając elektron. Czas, po którym następuje samorzutna przemiana, nie jest dla wszystkich jąder 3H taki sam.

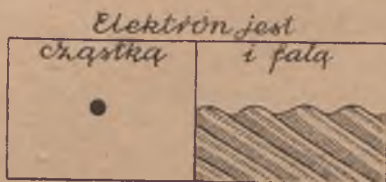
Rozpatrzmy zespół bardzo wielu jąder 3H , np. miliard. Okazuje się, że poszczególne jądra rozpadają się w różnych chwilach: niektóre już po kilku sekundach, inne dopiero po wielu latach, zawsze jednak tak, że po 31 latach połowa tych jąder się rozpadnie. Czas ten nazywamy czasem połowicznego zaniku 3H .

Każdy pierwiastek promieniotwórczy posiada swój ściśle określony czas połowicznego zaniku. Jego wartość zmienia się dla rozmaitych pierwiastków promieniotwórczych w bardzo szerokich granicach: od milionowych części sekundy (np. dla ThC' , izotopu polonu) do wielu miliardów lat (np. dla ${}^{238}U$ lub ${}^{232}Th$). Mamy tutaj przykład prawa fizycznego odnoszącego się do zbiorowiska bardzo wielu identycznych atomów, które jednak nic nie mówi o zachowaniu się pojedynczego atomu.

¹⁾ Przy pierwszym czytaniu może Czytelnik ten §, jako nieco trudniejszy, pominąć.

Nasuwa się tu od razu pytanie. Czy nie można dla pojedynczego jądra przewidzieć chwili jego samorzutnej przemiany? A jeżeli nie teraz, to może w przyszłości postęp nauki pozwoli przewidzieć chwilę samorzutnej przemiany poszczególnego jądra?

Nim na to pytanie odpowiemy, musimy tu wspomnieć o pewnych doświadczeniach, które zmieniły bardzo głęboko nasz pogląd na materię. Doświadczenia te wykonane zostały po raz pierwszy w r. 1927 przez Davissona i Germera, a potem zostały wielokrotnie potwierdzone przez innych badaczy, między innymi w Polsce przez Szczeniowskiego. Dowodzą one, że elektron (tak samo zresztą jak proton i neutron) posiada obok swych własności cząsteczkowych albo, jak mówimy, korpuskularnych pewne cechy falowe. Falę w przestrzeni wyobrażamy sobie jako stan, w którym w regularnych odstępach mamy „góry“ i „doliny“, albo dokładniej: pewien stan drgania, który w regularnych odstępach przechodzi przez maksimum i minimum. Odstęp między dwiema sąsiednimi górami nazywamy długością fali. Cały ten układ „górow“ i „dolin“ przesuwają się w czasie z pewną prędkością. Jeśli, jak wynika z przytoczonych wyżej doświadczeń, elektron ma być reprezentowany przez falę, to obraz ten wyłącza wyobrażenie elektronu jako cząstki, która się znajduje w określonym miejscu. Bo fala jest czymś niezlokalizowanym, czymś, co rozciąga się w dużym obszarze przestrzeni, podczas gdy w pojęciu cząstki tkwi już pojęcie jej lokalizacji (Ryc. 5).



Ryc. 5.
Dwoistość materii

Jak więc należy pogodzić te dwa wyłączające się obrazy elektronu, z których każdy na swe uzasadnienie może podać pewne doświadczenia?

Nasze wyobrażenia o świecie atomowym są uformowane na podstawie modeli wziętych ze świata bezpośrednio dostępnego naszym zmysłom. Ale świat atomowy nie jest bezpośrednio naszym zmysłom dostępny. Nie możemy śledzić biegu elektronu czy protonu tak, jak śledzimy bieg piłki na meczu footballowym. Toteż musimy się pogodzić z tym, że nasze wyobrażenie o elektronie jako czymś, co posiada cechy cząstki mającej w każdej chwili określone położenie i określoną prędkość, jest złudzeniem opartym na nieuzasadnionym przeniesieniu pojęć z makroświata do świata atomowego.

Mimo to operowaliśmy pojęciami elektronu (lub protonu) tak, jakbyśmy go sobie wyobrażali na kształt maleńkiej kuleczki. Jest to dopuszczalne, ale tylko w pewnych granicach. Granice te zakreśla obraz falowy.

Jak pokazuje doświadczenie, fala, którą należy przypisać elektronowi o zadanej prędkości, posiada ściśle określoną długość (ta długość fali jest odwrotnie proporcjonalna do szybkości elektronu). Falę związaną z elektronem możemy nazwać „falą wiadomości o elektronie“, ponieważ w każdym miejscu jej amplituda (największe wychylenie przy drganiu) mówi nam, jakie są szanse na znalezienie elektronu w tym miejscu.

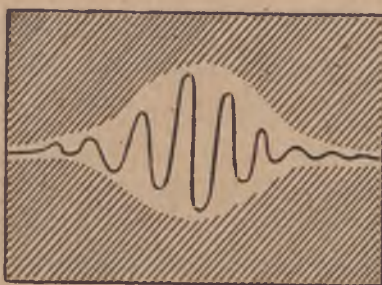
Jeśli elektron posiada określoną prędkość, to obraz falowy mówi nam, że jego położenie jest nieokreślone, ponieważ fala o danej długości fali musi się rozciągać po całej przestrzeni.

Jeśli natomiast o elektronie wiemy, że znajduje się on w pewnym bardzo małym obszarze przestrzeni, to „fala wiadomości o elektronie“ musi zniknąć wszędzie poza tym obszarem. Fala taka, nazwana „paczką falową“, nie posiada już określonej długości fali (Ryc. 6).

Można ją jednak otrzymać przez nałożenie wielu fal monochromatycznych (tj. fal, z których każda ma swoją określoną długość), jeżeli te fale tak dobierzemy, aby się one wzajemnie wygaszały poza rozważanym obszarem (interferencja fal). Ponieważ w paczce falowej reprezentowane są fale o różnych



długościach fali, to „paczka falowa wiadomości o elektronie“ określając położenie elektronu pozostawia jego prędkość nieokreśloną.



Ryż. 6.

Paczka falowa. Paczkę falową możemy otrzymać nakładając na siebie szereg fal monochromatycznych o różniących się nieco długościach fali. (Odpowiednik w akustyce — dudnienie).

Model elektronu (jak również protonu i neutronu) jako małej kuleczki możemy więc stosować tylko w tym wypadku, jeżeli nie przypisujemy elektronowi określonego położenia i określonej prędkości równocześnie. Wobec zasadniczej nieoznaczoności prędkości elektronu w danym położeniu, nie można dokładnie przewidzieć, gdzie elektron znajdziemy po pewnej chwili.

Równoczesne własności falowe i korpuskularne elektronu, protonu i neutronu nie dadzą się więc pogodzić z możliwością przewidzenia przyszłych losów poszczególnej cząstki.

Obecna teoria kwantów, oparta na tej dwoistości falowo-cząsteczkowej, pozwala jednak przewidzieć *średnie* zachowanie się cząstki w szeregu takich samych sytuacji.

Cały szereg praw fizyki atomowej ma więc charakter statystyczny. Tego rodzaju prawa statystyczne rządzą też przemianą jąder. Dlatego nie potrafimy określić chwili, w której statystyczny. Tego rodzaju prawa statystyczne rządzą też przemianie, możemy tylko obliczyć czas połowicznego zaniku dla bardzo wielkiej ilości jąder.

W dalszych paragrafach nie będziemy się już odwoływali do obrazu falowego, a to jedynie dlatego, że nie wykładamy tu-

taj całej teorii jądra atomowego, lecz pragniemy jedynie pogładowo uzmysłwić pewne wyniki teorii.

Dobrze jednak jest zdać sobie sprawę z granic stosowalności obrazu cząsteczkowego, aby uniknąć wyciągania częstokroć błędnych wniosków.

§ 7. Siły jądrowe

Między cegiełkami budowy jądra, tzn. protonami i neutronami, muszą działać pewne siły, które sprawiają, że jądro nie rozlatuje się, lecz jest tworem trwałym. Rodzaj tych sił nie jest jeszcze ostatecznie wyjaśniony. O pewnych własnościach tych sił możemy jednak wnioskować na podstawie naszych wiadomości o jądrach. Siły wiążące cegiełki jądra w jedną całość nazywamy siłami wiązania lub też siłami jądrowymi.

Siły elektryczne w jądrze powodują odpychanie się wzajemne równomiernie naładowanych protonów. Wskutek tego siły te nie działają wiążąco na jądro, lecz odwrotnie — rozsadzająco. Siły elektryczne nie mogą wobec tego być siłami wiązania jądra. Na obojętne elektrycznie neutrony siły te w ogóle nie działają.

Siły wiązania są więc siłami zupełnie nowej natury. Muszą one być siłami przyciągania między wszelkimi nukleonami, niezależnie od tego, czy występują one w roli protonów, czy neutronów. Różnią się one od sił elektrycznych jeszcze jedną własnością. Siły elektryczne działają na znaczną odległość. (Według prawa Coulomba siły te są odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości między naładowanymi cząstkami, tzn. przy dwukrotnej odległości siła ta maleje czterokrotnie). Znikome w stosunku do wielkości całego atomu rozmiary jądra wskazują, że siły jądrowe mają o wiele mniejszy zasięg niż siły elektryczne. Ten sam wniosek możemy wysnuć z faktu, że siły między neutro-nem a jądrem występują dopiero przy bardzo silnym zbliżeniu neutronu do jądra (jak to omówiliśmy w § 5).

Mały zasięg działania sił jądrowych sprawia, że każdy nukleon w jądrze wywiera siły jądrowe tylko na swoich najbliż-

szych sąsiadów, a nie działa już na bardziej odległe nukleony tego samego jądra. Jądro atomu dość często porównywa się z kroplą cieczy: podobnie jak drobiny kropli działają tylko na drobiny bezpośrednio z nimi sąsiadujące, tak siły jądrowe działają tylko między bezpośrednio ze sobą sąsiadującymi nukleonami w jądrze. Podobnie jak w cieczy drobiny, nukleony w jądrze są gęsto obok siebie ułożone (por. ryc. 2 i 3). Wskutek tego objętość jądra jest wprost proporcjonalna do liczby nukleonów w jądrze. Poza tym jednak występują w jądrze siły odpychania elektrycznego, działające jeszcze między tymi protonami, które są bardziej oddalone od siebie.

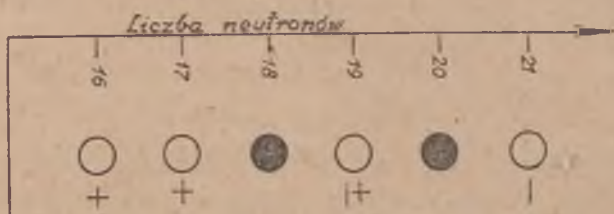
Wzajemna gra sił jądrowych i sił odpychania elektrycznego sprawia, że nie każda kombinacja protonów i neutronów może tworzyć jądro. Nie znamy np. jądra składającego się z samych protonów (gdy liczba ich przekracza 1). Widocznie siły odpychania elektrycznego wzięłyby w tym przypadku górę nad siłami jądrowymi przyciągania rozsadzając natychmiast jądro. Pewna liczba neutronów w jądrze jest więc niezbędna, aby siły przyciągania przeważały siły odpychania elektrycznego. Tylko wówczas jądro może istnieć.

Osobliwy charakter sił jądrowych narzuca również pewną górną granicę dla liczby neutronów w jądrze. Granica ta zależy od liczby obecnych w jądrze protonów, czyli od rodzaju pierwiastka chemicznego. Liczba neutronów w jądrze danego pierwiastka może wahać się w pewnych granicach, co oznacza możliwość istnienia szeregu izotopów. Niektóre z tych izotopów są trwałe, inne nietrwałe, czyli promieniotwórcze. Izotop promieniotwórczy ulega po pewnym czasie samorzutnej przemianie na inny pierwiastek według następującego prawa:

jądro posiadające więcej neutronów aniżeli jego trwałe izotopy zamienia jeden z neutronów na proton, przy czym na zewnątrz wylatuje elektron;

jądro posiadające mniej neutronów aniżeli jego trwałe izotopy zamienia jeden z protonów na neutron, wyrzucając na zewnątrz pozytron;

jądro nietrwałe o pośredniej liczbie neutronów (w granicach określonych przez trwałe izotopy) ulega bądź pierwszej, bądź drugiej przemianie (por. ryc. 7).¹⁾



Ryc. 7.

Znane izotopy chloru (*Cl*). Jądro chloru zawiera 17 protonów, liczba neutronów waha się od 16 do 21. Izotopy trwałe oznaczono czarnymi kółkami. Przy izotopach nietrwałych (białe kółka) znak minus (—) wskazuje na rozpad przez wyrzucenie elektronu, znak plus (+) — na rozpad przez wyrzucenie pozytronu.

Ostatecznie okazują się trwałymi tylko jądra zawierające protony i neutrony w pewnych ściśle określonych proporcjach.

Doświadczenie uczy, że dla jąder lekkich (liczba masowa mniejsza od 40) trwałość jądra wymaga, aby liczba neutronów była równa ilości protonów lub ją tylko nieco przewyższała. Dla jąder ciężkich trwałość jądra wymaga już znacznej przewagi neutronów. Weźmy dla przykładu brom (*Br*), gdzie mamy 35 protonów. Trwałe izotopy bromu zawierają 44 lub 46 neutronów. Stosunek liczby neutronów do protonów wynosi tu więc około 1,3. Dla jąder najcięższych, jak np. uranu, stosunek ten wynosi około 1,5.

Jądra zawierające więcej niż 83 protony (numer atomowy 83 przypada na bizmut *Bi*) nie posiadają już trwałych izotopów. Dla jąder tych obserwujemy (obok przemiany połączonej z wyrzucaniem elektronu) nowy, nie występujący dla lżejszych jąder typ przemiany samorzutnej, polegający na wyrzucaniu przez jądro cząstki α (por. § 4). Nasuwa to wniosek, że składniki jądrowe są w tych ciężkich jądrach już słabiej związane.

¹⁾ Pominęliśmy tu nieco rzadziej spotykaną przemianę protonu na neutron w jądrze, połączonej z pochłonięciem elektronu z powłoki elektronowej atomu (tzw. przemiana K).

W jądrach najcięższych, zawierających 90 lub więcej protonów, spotykamy zupełnie nowe zjawisko „pęknięcia jądra“, przy którym jądro rozlatuje się na dwie równe części. Proces ten jest podstawą, na której opiera się nowe źródło energii. Omówimy go obszerniej w § 10.

§ 8. Energia wiązania jądra

Siły wiążące protony i neutrony w jedną całość będącą jądrem atomu powodują, że do rozbicia jądra na jego części składowe, protony i neutrony, potrzebna jest pewna praca, czyli pewna ilość energii. Energię tę nazywamy energią wiązania jądra. Ponieważ energia nigdy nie ginie, to ta sama ilość energii, która jest potrzebna do rozbicia jądra na poszczególne protony i neutrony, musi zostać wydzielona przy utworzeniu jądra z protonów i neutronów. Możemy też więc powiedzieć, że energia wiązania jest tą energią, która zostaje wydzielona przy utworzeniu jądra z protonów i neutronów.

1. Defekt masowy

W myśl prawa Einsteina energia jest równoważna pewnej masie. Wyobraźmy sobie na chwilę jądro rozłożone na jego części składowe, tj. protony i neutrony. Dodając do siebie masy tych wszystkich cząstek otrzymujemy masę jądra, ale jądra rozłożonego. Jeśli teraz protony i neutrony zbliżą się tak, że utworzą gotowe jądro, to na skutek wydzielonej przy tym procesie energii wiązania masa tego układu musi odpowiednio zmaleć. Gotowe jądro posiada więc mniejszą masę, aniżeli wynosi całkowita masa jego oddzielnych składników. Różnicę między tymi dwiema masami nazywamy *defektem masowym* jądra. Defekt masowy określa od razu energię wydzieloną przy utworzeniu jądra, czyli energią wiązania jądra. Omówiony tu związek między defektem masowym a energią wiązania posiada doniosłe znaczenie. Znając dokładnie masy protonu i neutronu oraz wyznaczając doświadczalnie masę jądra, możemy *łatwo wyznaczyć defekt masowy, a zatem energię wiązania*.

Zastosujemy nasze rozważania do możliwie prostego przykładu, mianowicie do jądra helu ${}^4\text{He}$. Jądro to składa się z 2 protonów i 2 neutronów. Masa tych cząstek jest tak mała, że niewygodnie byłoby tu posługiwać się gramem jako jednostką masy. Powszechnie używaną w fizyce atomowej jednostką masy jest $1/16$ część masy atomu izotopu tlenu ${}^{16}\text{O}$. Jeśli tę atomową jednostkę masy wyrazimy w gramach, to otrzymamy:

$$\text{atomowa jednostka masy} = 1,6603 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

W tych jednostkach masa protonu wynosi 1,00758, a masa neutronu 1,00893. Całkowita masa składników jądra helu wynosi więc w tych jednostkach:

$$\begin{aligned} \text{masa 2 protonów} &= 2 \cdot 1,00758 \\ \text{masa 2 neutronów} &= 2 \cdot 1,00893 \end{aligned}$$

$$\underline{\text{masa składników jądra}} = 2 \cdot 2,01651 = 4,03302.$$

Masa zaś jądra helu wyznaczona z pomiarów wynosi w tych jednostkach 4,00280. Masa jądra helu jest więc o 0,03022 jednostki mniejsza niż masa jego oddzielnych składników. Ten defekt masowy określa wydzieloną przy tworzeniu jądra helu energię. Żeby ją obliczyć, musimy znać energię równoważną w myśl prawa Einsteina atomowej jednostce masy. Wynosi ona według § 2:

$$\text{atomowa jednostka masy } (1/16 \text{ masy atomu } {}^{16}\text{O}) = 0,00149 \text{ ergów.}$$

Obliczonemu przez nas defektowi masy odpowiada więc energia wiązania równa:

$$0,00149 \text{ ergów} \cdot 0,03022 = 0,000045 \text{ ergów.}$$

Ta energia wiązania, wynosząca około jednej dwudziestotysięcznej erga, może się wydawać Czytelnikowi mała, jeśli jednak uwzględnimy, że w 1 g helu znajduje się $15 \cdot 10^{22}$ atomów, to otrzymamy na energię wydzieloną przy utworzeniu z protonów i neutronów 1 g helu wartość równą 190000 kWh. Jest to już energia pokaźna, do uzyskania jej w postaci ciepła należałoby spalić 23 tony węgla.

Z rozważań tych widać, że proces tworzenia jąder, np. helu, z protonów i neutronów, byłby bardzo korzystnym źródłem ener-

gii. Nie znamy jednak sposobów umożliwiających przeprowadzenie takiego procesu. Aby sobie uzmysłwić inne sposoby wyzyskania energii jądrowej, posłużymy się pewną analogią, która może też uwypuklić to, co już powiedzieliśmy o energii wiązania.

2. Analogia z klubem

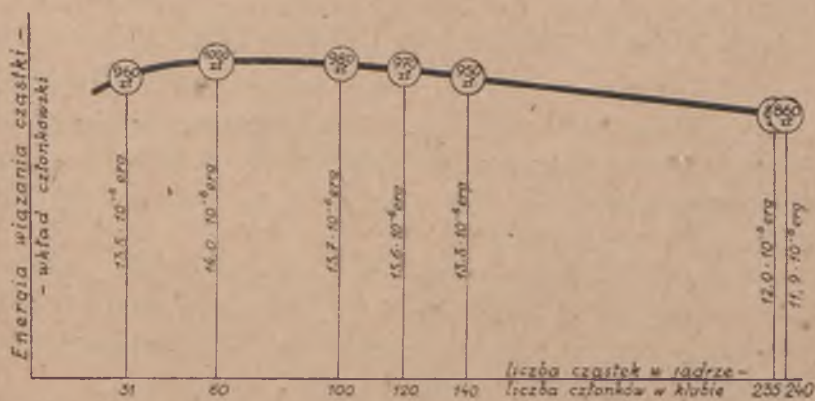
Wyobraźmy sobie, że pewna ilość ludzi łączy się w klub, którego statut wymaga, aby przy utworzeniu klubu każdy wstępujący wniósł jednorazowo pewną kwotę. Całą z tych wkładów uzyskaną sumę klub oddaje na „zewnątrz“, powiedzmy na cele społeczne. Łączny majątek zrzeszonych w klubie jest więc o tę kwotę wydaną na zewnątrz mniejszy od sumy majątków tych ludzi przed ich wstąpieniem do klubu. Jeśli społeczeństwo pragnie rozwiązać ten klub (bez straty dla członków klubu), to musi ono zwrócić każdemu członkowi jego wkład, a więc wydać łącznie tę samą kwotę, którą uzyskało przy założeniu klubu. Wkład każdego członka klubu moglibyśmy nazwać kwotą wiązania jednego członka w klubie, bo wyraża ona wkład pieniężny potrzebny do wyrwania tego członka z zespołu klubowego.

Niechaj teraz społeczeństwo nasze posiada bardzo dużą ilość klubów o rozmaitej liczbie członków wahającej się od 20 do 240. Wkład członkowski w każdym klubie zależy tylko od ilości członków klubu. Przepisy co do wysokości wkładów są nieco osobliwe. Największe wkłady, powiedzmy po 1.000 zł, obowiązują w klubach o liczbie członków 60. Kluby o większej i kluby o mniejszej ilości członków niż 60 wymagają wkładów członkowskich tym mniejszych, im bardziej ich liczba członków odbiega od 60. Tak więc wkład przy 100 członkach wynosi po 980 zł, przy 140 członkach po 950 zł, a przy 240 członkach już tylko 860 zł.

Wysokość tych wkładów członkowskich, w zależności od liczby członków w klubie, obrazuje ryc. 8.

Przypuśćmy teraz, że pomyślane przez nas społeczeństwo potrzebuje w pewnej chwili dość znacznych funduszy i szuka sposobów ich zdobycia. Oczywiście, łatwo byłoby mu zdobyć te

fundusze, gdyby istniał sposób zmuszenia luzem chodzących obywateli do utworzenia klubów. Wówczas bowiem społeczeństwo ctrzymałoby, w myśl statutu klubów, kwoty uzyskane z wkładów



Ryc. 8.

Porównanie energii wiązania jednej cząstki w jądrze do wkładu członkowskiego w klubie

członkowskich. Takie przymusowe łączenie poszczególnych osobników w kluby okazuje się jednak nie do przeprowadzenia. Ale minister skarbu naszego społeczeństwa wpada właśnie na doskonały pomysł. Oto bieg jego myśli: „W klubach bardzo licznych wkłady członkowskie są stosunkowo niskie. W takim np. klubie o 240 członkach każdy członek wpłacił zaledwie po 860 zł, podczas gdy w klubie o połowę mniej licznym, o 120 członkach, wkład wynosi po 970 zł. Gdyby mi ktoś znalazł sposób na rozbić klubów o 240 członkach na dwa mniejsze kluby, z których by jeden posiadał np. 100, a drugi 140 członków, to każdy z członków starego klubu, przechodząc do nowego klubu, musiałby dopłacić do poprzedniego wkładu różnicę między wysokością wkładu w starym i nowym klubie.“

• Obliczmy zysk takiego rozszczepienia: w starym klubie wkład członka wynosił 860 zł, w klubie o 100 członkach wkład wynosi 980 zł, a w klubie o 140 członkach wynosi on 950 zł. Osoby wstępujące do nowego klubu o 100 członkach muszą więc

dopłacić po 980 zł — 860 zł = 120 zł, osoby zaś wstępujące do nowego klubu o 140 członkach - dopłacić po 950 zł — 860 zł = 90 zł.

Całkowita dopłata wszystkich członków razem wyniesie więc

$$100 \cdot 120 \text{ zł} + 140 \cdot 90 \text{ zł} = 24600 \text{ zł}.$$

Zysk 24600 zł z rozszczępienia klubu o 240 członkach na dwa mniejsze jest więc wcale pokaźny. Masowe rozszczępienie licznych klubów tego rodzaju dałoby więc społeczeństwu bardzo pokaźne fundusze. Temu rozumowaniu naszego ministra finansów nie można nic zarzucić.

Wróćmy jednak do jądra atomowego. Czytelnik zorientował się zapewne, że kluby w powyższym obrazie mają uzmysłowić jądra atomowe, zaś brzęcząca moneta jest odpowiednikiem energii.

W szczególności kwota oddana przez klub społeczeństwu przy jego założeniu uzmysławia energię wydzieloną przez jądro przy jego utworzeniu, a więc energię wiązania jądra. Dzieląc tę energię wiązania przez liczbę cząstek w jądrze, czyli liczbę masową jądra, otrzymujemy energię wiązania jednej cząstki w jądrze, analogicznie do wkładu poszczególnego członka klubu.

Rozumiemy teraz, dlaczego pochłanianiu neutronu przez jądro (§ 5, 1) towarzyszy wydzielanie energii w postaci promieniowania γ . Jest to niejako wkład członkowski wypłacony społeczeństwu po wstąpieniu neutronu do klubu jądrowego.

Jądra trwale występujące w przyrodzie wykazują istotnie zależność energii wiązania jednego nukleonu od liczby masowej jądra. Za chwilę powrócimy do tej sprawy i podamy uzasadnienie tej zależności. Na razie zadowolimy się stwierdzeniem, że energia wiązania jednego nukleonu wykazuje ten właśnie bieg w zależności od liczby masowej jądra, który przyjęliśmy dla wkładów członkowskich w zależności od ilości członków klubu. Dla przystosowania wykresu wkładów do jądra należy jedynie liczbę członków klubu zastąpić przez liczbę masową jądra, a wkłady w złotych zastąpić odpowiednimi energiami. Wkładowi 1000 zł odpowiada przy tym 14 milionowych części erga.

3. Rozszczepienie ciężkiego jądra jako źródło energii

Na podstawie przykładu z klubami czytelnik zapewne sam doszedł do wniosku, że rozszczepienie bardzo ciężkiego jądra na dwa lżejsze jądra połączone byłoby z wydzieleniem pewnej ilości energii, ze względu na większą energię wiązania nukleonu w tych lżejszych jądrach.

Energię wydzieloną obliczamy w ten sam sposób, jak minister finansów obliczał fundusze uzyskane z rozszczepienia klubu na dwa mniejsze. Weźmy dla przykładu jądro uranu ^{235}U . Jeśliby jądro to udało się rozszczepić na dwa mniejsze jądra o liczbach masowych 100 i 135, to uzyskalibyśmy energię, której wielkość obliczamy na podstawie wykresu ryc. 8.

$$\begin{aligned}\text{Wydzielona energia} &= 100. (13,7 - 12,0) + 135 (13,4 - 12,0) \\ &= 359 \text{ milionowych erga.}\end{aligned}$$

Gdyby taki proces rozszczepiania przeszły atomy 1 g uranu, to wydzielona energia wzrosłaby $2,56 \cdot 10^{21}$ -krotnie (tyle jest bowiem atomów uranu w 1 g ^{235}U) wyniosłaby więc $9,19 \cdot 10^{17}$ ergów, czyli około 25000 kWh.

Przypomnijmy sobie teraz (koniec § 7), że bardzo ciężkie jądra, np. toru lub uranu, mogą ulec „pękaniu“ na 2 mniejsze jądra. Powyższe rozważania przekonały nas, że proces ten byłby połączony z wydzieleniem dość znacznej energii.

Zarysowują się więc już przed nami możliwości wyzyskania energii jądra atomowego. Stoi jednak przed nami jeszcze poważny problem: w jaki sposób „pękaniu“ ciężkich jąder nadać charakter masowy. Bo podobne procesy dokonane dopiero na jądrach ogromnej ilości atomów (np. 1 g) mogą dać nam naprawdę dużą energię w naszej, a nie atomowej skali energii.

4. Zależność energii wiązania od ilości cząstek

Wykreślona na ryc. 8 zależność energii wiązania jednej cząstki od liczby cząstek znajdujących się w jądrze daje się łatwo wytłumaczyć jako wynik współdziałania sił jądrowych i sił odpychania elektrycznego.

Siły jądrowe działają, jak wiemy, tylko między sąsiadującymi ze sobą nukleonami. Znajdujący się na powierzchni „kropki jądrowej“ nukleon jest słabiej wiązany niż nukleon znajdujący się wewnątrz kropki jądrowej, ma on bowiem mniej bezpośrednich sąsiadów aniżeli nukleon pozostający we wnętrzu jądra. Słabsze wiązanie nukleonów na powierzchni kropki jądrowej powoduje obniżenie średniej energii wiązania nukleonu w jądrze. Efekt ten występuje tym silniej, im większy procent nukleonów znajduje się na powierzchni kropki. Wyobraźmy sobie teraz, że liczbę nukleonów powiększamy np. dwukrotnie. Objętość kropki jądrowej wzrośnie wówczas też dwukrotnie. Powierzchnia kropki wzrośnie jednak tylko 1,6 krotnie. (Pochodzi to stąd, że objętość kuli rośnie proporcjonalnie do trzeciej potęgi promienia, powierzchnia kuli zaś — proporcjonalnie do kwadratu promienia). Mimo że liczba nukleonów znajdujących się na powierzchni kropki powiększy się, to jednak *procentowo* będzie ich mniej niż poprzednio.

Oslabiający wiązanie nukleonu wpływ powierzchni kropki *maleje* przeto ze wzrostem ilości nukleonów. Wskutek tego energia wiązania cząstki powinna wzrastać wraz z liczbą cząstek jądra. Wzrasta też ona istotnie, jak widzimy z wykresu, póki ilość cząstek w jądrze nie przekroczy liczby 60.

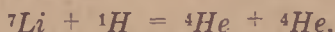
Nie uwzględniliśmy jednak jeszcze sił odpychania elektrycznego, które rozluźniają wiązania, a więc *również* zmniejszają energię wiązania cząstki. Ponieważ liczba protonów w jądrze wzrasta prawie w tym samym stopniu, co liczba masowa jądra, to wpływ odpychania elektrycznego zaznaczy się tym silniej, im cięższe jest jądro. Dla jąder liczących więcej niż 60 cząstek to osłabiające działanie sił elektrycznych przeważy już malejący efekt powierzchni i spowoduje zmniejszenie energii wiązania jednej cząstki ze wzrostem ilości cząstek jądra.

Część II

Możliwości wyzyskania energii jądra atomowego

§ 9. Reakcje łańcuchowe

Przemiany jądrowe związane z wydzieleniem energii są już znane od dwudziestu kilku lat. Szczególnie po odkryciu neutronu, a więc tej cząstki, która najłatwiej wnika w jądro atomu, liczba rodzajów przemian jądrowych, uzyskanych w laboratoriach i związanych z wydzielaniem energii, wzrosła do kilkuset. Podamy tylko jeden przykład. Jądro litu ${}^7\text{Li}$ składające się z 3 protonów i 4 neutronów, trafione przez bardzo szybki proton (${}^1\text{H}$), rozpada się na dwa jądra helu ${}^4\text{He}$ wg schematu:



Ze względu na szczególnie dużą energię wiązania cząstki w jądrze helu uwalnia się przy tym procesie znaczna energia, która na 1 kg przemienionego litu wynosi 70 milionów kilowatogodzin.

Proces ten jednak nie daje się wykorzystać praktycznie jako źródło energii, ponieważ, jak wspomnieliśmy, do bombardowania litu trzeba rozporządzać protonami o bardzo znacznej prędkości. Jeśli dużą ilością takich szybkich protonów będziemy bombardowali lit, to tylko znikomy procent protonów wywoła przemianę jądrową, przytłaczająca zaś większość protonów utraci prędkość na skutek wielokrotnych zderzeń i zostanie w ten sposób stracona dla wywołania przemiany jądrowej.

Dla praktycznego wykorzystania energii atomowej jest rzeczą konieczną, aby wydajność przemiany jądrowej była dosta-

tecnie duża, tzn. aby dostatecznie duży procent jąder atomowych danego materiału został objęty przemianą.

Żeby się zorientować w możliwościach praktycznego wykorzystania energii atomowej, przyjrzyjmy się znanym dobrze procesom spalania ciał, które są bardzo powszechnym źródłem energii. Wiadomo, że można w odpowiednich warunkach rozniecić ogromny pożar jedną zapalką. Spalanie węgla polega na gwałtownym utlenianiu go, tzn. na połączeniu atomu węgla z dwoma atomami tlenu w jedną cząsteczkę. Warunkiem tego połączenia jest dostatecznie wysoka temperatura. Przy samym zaś procesie utleniania wyzwala się pewna energia w postaci energii cieplnej, co powoduje między innymi znaczne podwyższenie temperatury w najbliższym sąsiedztwie. W tej podwyższonej temperaturze nowe atomy węgla mogą się połączyć z tlenem, stwarzając znowu warunki spalania dla dalszych atomów itd.

Proces spalania węgla ma więc charakter reakcji łańcuchowej, tzn. reakcja utleniania, raz rozpoczęta w pewnym miejscu, stwarza warunki do spalania w sąsiadujących partiach itd. Raz rozpoczęte spalanie przenosi się łańcuchowo coraz dalej.

Oczywiście proces ten nie ma nic wspólnego z przemianami jądrowymi, ponieważ łączenie atomów węgla z atomami tlenu jest procesem, który rozgrywa się w powłoce elektronowej atomów; jądra nie ulegają przy tym najmniejszym przemianom. Sama zasada reakcji łańcuchowej daje się jednak przenieść do przemian jądrowych.

Jeśli się uda znaleźć taki rodzaj przemian[†] jądrowej, że przemiana jednego jądra może zapoczątkować przemianę dalszych jąder, to przemiana jądrowa, rozpoczęta w jednym miejscu, może się przenosić na coraz to dalsze jądra, a więc mieć charakter reakcji łańcuchowej. Tego rodzaju przemiana łańcuchowa, która w krótkim czasie obejmie dużą ilość jąder, może oczywiście być potężnym źródłem energii.

W następnym rozdziale zobaczymy, że możliwość tego rodzaju reakcji łańcuchowej została istotnie odkryta w pewnych specjalnych przypadkach przemian jądrowych.

§ 10. Pękanie jądra uranu

W styczniu 1939 r. stwierdzono po raz pierwszy, że jądro uranu trafione przez neutron może „pękać“ rozpadając się na 2 mniejsze jądra. Historia tego niezmiernie ważnego odkrycia była następująca: 6 stycznia 1939 r. Hahn i Strassmann w Berlinie stwierdzili, że przy bombardowaniu uranu neutronami powstaje promieniotwórczy izotop baru (symbol chemiczny *Ba*, numer atomowy 56, liczba masowa 135 do 140). W dziesięć dni później Liza Meitner i Frisch w Kopenhadze dali wyjaśnienie tego zjawiska tłumacząc je pękaniem (po angielsku „fission“) jądra uranu pod wpływem neutronów na dwie prawie równe części. Odkrycie to wywołało wielką sensację wśród fizyków świata. Jeszcze w tym samym miesiącu badania prowadzone w Paryżu przez małżonków Joliot potwierdziły zjawisko „pękania“ i prawie równocześnie kilka laboratoriów amerykańskich otrzymało te same wyniki. Wielki teoretyk duński Bohr dał teorię tego procesu opierając się na kroplowym modelu jądra.

Kropla cieczy, z którą porównujemy jądro (por. § 7), może wykonywać pulsacje, czyli drgania, przy których się deformuje i traci kształt kulisty. Każde odchylenie kropli od kształtu kulistego zwiększa jej powierzchnię. Siły napięcia powierzchniowego działając zawsze w kierunku zmniejszenia powierzchni kropli przeciwstawiają się jej deformacjom. Przeciwnie działają obecne w kropli jądrowej siły odpychania elektrycznego między protonami kropli jądrowej: dążą one zawsze do zwiększenia deformacji, która oddala od siebie protony.

Przy wielkiej liczbie protonów w jądrze pulsacja kropli może łatwo osiągnąć pewną wartość krytyczną, powyżej której przeważają już siły odpychania elektrycznego nad siłami napięcia powierzchniowego. Kropla pobudzona do tak silnych pulsacji nie wróci już do stanu pierwotnego, ale będzie się dalej deformować, aż nastąpi jej rozerwanie.

Aby doprowadzić jądro do pulsacji krytycznej, należy mu dostarczyć pewnej ilości energii. Wiemy, że przy zderzeniu neu-

tronu z jądrem neutron może zostać przyłączony do jądra, przy czym uwalnia się energia wiązania neutronu (wkład członkowski neutronu przy wstąpieniu do klubu), wynosząca dla bardzo ciężkich jąder około 12 milionowych erga. Energia ta może pobudzić jądro do pulsacji.

Jeśli energia potrzebna do wzbudzenia pulsacji krytycznej jest mniejszą od energii wiązania neutronu, wówczas już bardzo powolne neutrony mogą doprowadzić do pęknięcia jądra. Jeśli natomiast energia pulsacji krytycznej jest większa aniżeli energia wiązania neutronu, wówczas tylko neutrony o dużej energii kinetycznej, a więc dużej prędkości, mogą wywołać pęknięcie jądra.

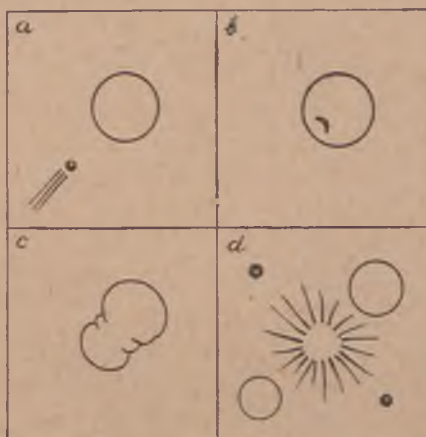
Przy pewnej granicznej liczbie protonów w jądrze już bardzo mała pulsacja może doprowadzić do rozerwania jądra. Jądro takie musiałoby ulec prawie natychmiast samorzutnemu pękaniu, nie mogłoby więc istnieć. Dlatego należy przypuszczać, że istnieje granica liczby protonów, do której jest jeszcze możliwe istnienie jądra. Ta górna granica liczby protonów w jądrze leży prawdopodobnie w pobliżu 100.

Pęknięcie jądra wyobrażamy sobie w ten sposób, że przy pulsacji krytycznej kropla przewęża się w pewnym miejscu do tego stopnia, że rozrywa się na dwie części. Ze względu na duży ładunek dodatni obu tych części odpychają się one silnie i odlatują od siebie z bardzo dużą prędkością (Ryc. 9). Prawie zaraz po odkryciu zjawiska pęknięcia stwierdzono też, że energia kinetyczna każdego z obu odłamków jądra jest, jak na skalę atomową, ogromna, przekracza ona bowiem $1/10000$ erga. Łączna energia obu części wynosi około 0,00032 erga, a po przeliczeniu na tej podstawie energii wydzielonej przy pęknięciu 1 g uranu otrzymujemy około 23000 kWh, a więc nieco mniej niż wartość energii obliczonej w § 7.

Ta niewielka zresztą różnica pochodzi między innymi stąd, że jądra powstałe przy pęknięciu uranu nie są trwałe i przy samorzutnych przemianach jeszcze dalej wydzielają energię, za-

nim przejdą w trwałe jądra, których energię wiązania wzięliśmy za podstawę w naszych obliczeniach w § 7.

Jeszcze w styczniu 1939 roku włoski fizyk Fermi (przebywający w Ameryce jako emigrant) wyraził przypuszczenie, że



Ryc. 9

Przy zderzeniu z jądrem uranu neutron może wywołać jego pęknięcie. Przy tym procesie neutron zostaje pochłonięty przez jądro uranu (b). Energia wyzwolona przy wiązaniu neutronu pobudza jądro do pulsacji (c), które prowadzi do pęknięcia jądra (d). Przy pęknięciu wylatują z jądra z dużą prędkością 2 lub 3 neutrony (czarne kółka).

przy pęknięciu jądra uranu zostają wyrzucane także neutrony. W jądrze uranu bowiem, jak wiemy z § 6, przypada na każdy proton około 1,5 neutronów, podczas gdy w *trwałych* jądrach cięższych pierwiastków, powstających przy pęknięciu uranu, przypada około 1,3 neutronów na proton. Wskutek tego jądra powstałe przy pęknięciu jądra uranu są bardzo silnie *przeładowane* neutronami. Należy więc przypuszczać, że część tego nadmiaru neutronów zostaje wyrzucona od razu w chwili pęknięcia jądra.

Doświadczenie potwierdziło to przypuszczenie Fermiego w zupełności. Okazało się przy tym, że ilość neutronów wyrzucanych przy pęknięciu jądra uranu nie jest liczbą stałą, lecz waha się od 1 do 3. Średnia liczba neutronów wyrzucanych przy pęknięciu uranu jest jeszcze ciągle trzymana w tajemnicy ze względu

na jej doniosłość w zagadnieniu produkcji bomby atomowej. Należy przypuszczać, że wartość jej leży nieco powyżej dwóch. Dalsze doświadczenia wykazały też, że nie zawsze wszystkie te neutrony są wyrzucane w chwili pęknięcia jądra uranu. Około 1% neutronów jest wyrzucany dopiero przez jądra powstałe przy pękaniu, po czasie wynoszącym średnio $1/100$ sekundy, a $7/100$ % neutronów dopiero po jednej minucie. Nazywamy je neutronami opóźnionymi.

Neutrony wyrzucane przy pękaniu jądra uranu są bardzo szybkie. Energia kinetyczna wyrzuconego neutronu wynosi średnio około 1,5 milionowych części erga, a odpowiednia prędkość wynosi około 14000 km/sek.

Jądra powstałe przy pękaniu posiadają mimo uprzedniego wyrzucenia neutronów jeszcze ciągle pewien ich nadmiar. W drodze przemiany neutronu w proton przy równoczesnym wyrzucaniu elektronu (§ 5) jądra te zamieniają się stopniowo na jądra trwałe. Widzimy więc, że produkty pęknięcia jądra są bardzo silnie promieniotwórcze.

Jądra nowopowstałe przy pękaniu jądra uranu zazwyczaj różnią się znacznie pod względem masy. Stosunki mas tych jąder nie są przy każdym pękaniu te same. Najczęściej przy pękaniu stosunek mas nowych jąder jest bliski wartości $2/3$, tzn. nowe jądra posiadają liczby masowe leżące około 95 (lekka grupa) i 140 (ciężka grupa), przy czym wahania wokół tych średnich wartości są dość szerokie. Jądra lekkiej grupy mają numery atomowe leżące około 40 (pierwiastek cyrkon), liczby zaś atomowe ciężkiej grupy leżą około 53 (jod).

Średnie czasy życia jąder powstałych przy pękaniu, jak i jąder pochodnych (o ile ostatnie nie są trwałe), są bardzo rozmaite i leżą w granicach od ułamków sekundy do kilku lat.

Wyniki otrzymane dla uranu zachęciły do badań nad zagadnieniem, czy inne ciężkie jądra nie podlegają również pękaniu pod wpływem neutronów. Istotnie — za pomocą neutronów udało się wywołać pęknięcie jąder toru (numer atomowy 90) i protaktynu (numer atomowy 91). We wszystkich tych przy-

padkach stwierdzono, że przy pękaniu jąder również zostają wyrzucane neutrony o bardzo dużych prędkościach.

Dalsze badania skoncentrowały się jednak przede wszystkim nad procesem pękania uranu, ponieważ nasuwały się tu największe możliwości wykorzystania na dużą skalę energii wydzielonej przy pękaniu. W wyniku tych badań prowadzonych w roku 1939 i 1940 okazało się, że izotopy uranu ^{235}U i ^{238}U przy zderzeniach z neutronami zachowują się odmiennie. Zasadniczo możliwe są następujące cztery rodzaje zderzeń neutronu z jądrem uranu:

1. Zderzenie elastyczne. Neutron odbija się od ciężkiego jądra uranu zmniejszając nieznacznie tylko swoją prędkość.
2. Zderzenie nieelastyczne. Neutron traci przy zderzeniu znaczną część swojej energii, która idzie na wzmożenie ruchu wewnętrznego nukleonów w jądrze (obrazowo mówiąc następuje ogrzanie jądra), bez wywołania przemiany jądrowej.
3. Neutron przy zderzeniu zostaje schwytyany przez jądro (po angielsku „capture“) nie wywołując pękania. Powstaje przy tym nowy izotop uranu. Nazywamy ten proces pochłanianiem albo absorpcją neutronów.
4. Neutron przy zderzeniu zostaje schwytyany, ale nowo powstałe jądro natychmiast „pęka“ na dwie części, wyrzucając nowe neutrony.

Który z tych procesów przy określonym zderzeniu zachodzi, nie da się przewidzieć dokładnie, ale każdy z tych procesów ma określone prawdopodobieństwo, pozwalające przewidzieć średnie wyniki wielu zderzeń. Prawa te mają charakter analogiczny do znanych praw statystycznych w naukach społecznych. Poniżej wymienione dane określają to średnie zachowanie się jąder ^{235}U i ^{238}U przy wielu zderzeniach z neutronami (Ryc. 10).

Jądro ^{235}U może pękać trafione zarówno powolnymi, jak i szybkimi neutronami. Bardzo powolne neutrony mają wielo-

krotnie większe prawdopodobieństwo wywołania pękania ^{235}U aniżeli neutrony szybkie.

Zderzenia nieelastyczne i pochłanianie możemy dla ^{235}U pominąć jako mało prawdopodobne.

Prędkości neutronu	Uran 235		Uran 238		
prędkości duże	zderzenia elastyczne	pękanie	zderzenia elast.	zderzenia nie-elast.	pękanie
prędkości rezonansowe	zderzenia elastyczne	pękanie	zderz. elastyczne	pochłanianie	
prędkości ruchu ciepłego	zderz. elast.	pękanie	zderzenia elastyczne		

Ryc. 10.

^{235}U i ^{238}U zachowują się odmiennie przy zderzeniach z neutronami. Pole każdego z prostokątów jest miarą prawdopodobieństwa zderzenia danego typu.

- Pękanie ^{238}U mogą wywołać tylko bardzo szybkie neutrony. Średnia prędkość neutronów wyrzucanych przy pękaniu jąder uranu jest za mała do wywołania pękania ^{238}U . Tylko część tych neutronów posiada dostateczną prędkość, aby wywołać pękanie ^{238}U .
- Dla szybkiego neutronu prawdopodobieństwo nieelastycznego zderzenia z ^{238}U jest dość duże. Przy zderzeniu tym neutron traci znaczną część swojej prędkości.
- Neutrony o prędkościach leżących w pobliżu tzw. „prędkości rezonansowej“ są łatwo pochłaniane przez ^{238}U (proces 3) tworząc izotop uranu ^{239}U . Prędkość rezonansowa wynosi około 85 km/sek.

d) Bardzo powolne neutrony doznają tylko elastycznych zderzeń z ^{238}U .

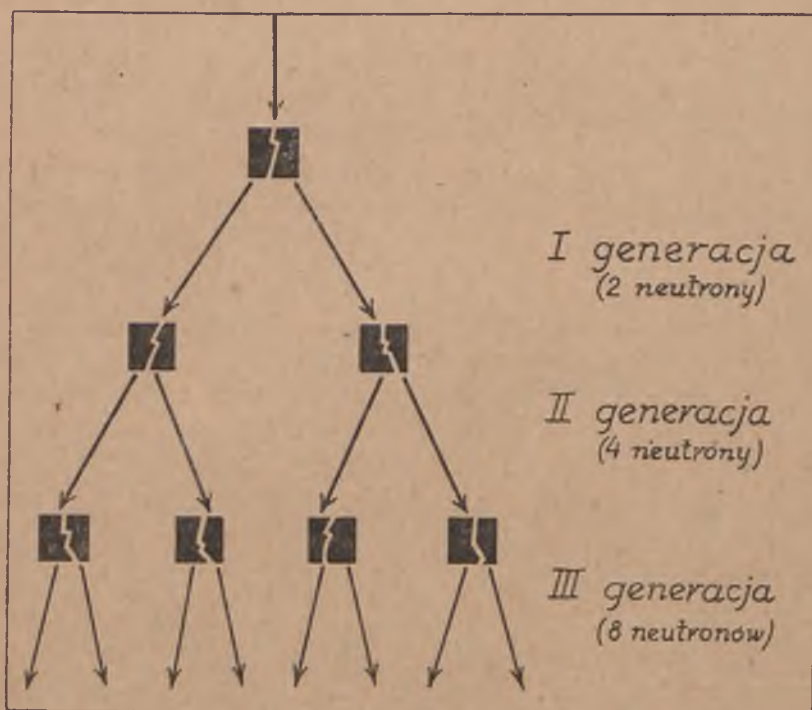
Powyższe wyniki doświadczeń, wskazujące na zupełnie odmienne zachowanie się obu izotopów uranu przy zderzeniach z neutronami, mają, jak zobaczymy w dalszych paragrafach, decydujące znaczenie przy praktycznym wykorzystaniu energii wyzwolonej w procesie pękania uranu.

§ 11. Warunki powstawania reakcji łańcuchowej przy pękaniu

Widzieliśmy w § 8, że dla praktycznego wykorzystania energii jądra atomowego potrzebna jest reakcja łańcuchowa. podtrzymująca raz rozpoczęty proces przemian jądrowych. Pękanie jądra uranu stwarza możliwości takiej reakcji łańcuchowej. Zważmy bowiem, że proces pękania jądra wywołany przez neutron daje w wyniku nowe neutrony, które mogą wywołać pękanie dalszych jąder, przy czym powstają znów nowe neutrony itd. W ten sposób raz rozpoczęty proces pękania uranu będzie się mógł w odpowiednich warunkach dalej rozwijać samorzutnie.

Dla pierwszej orientacji rozważmy pewien wyidealizowany przypadek, kiedy każdy neutron wylatujący z jądra przy jego pękaniu wywołuje pękanie nowego jądra. Przyjmijmy dla uproszczenia, że przy pękaniu każdego jądra uranu zostają wyrzucone dwa neutrony. Rozpatrzmy proces rozpoczęty pękaniem jednego jądra. Otrzymujemy 2 neutrony pierwszej „generacji“ neutronów, które wywołają pękanie dwóch jąder, dając 4 neutrony drugiej „generacji“, te zaś wywołując pękanie 4 jąder dają 8 neutronów trzeciej „generacji“ itd. (Ryc. 11). W ten sposób liczba neutronów powstała np. w 50 „generacji“ wyniosłaby już fantastyczną liczbę około miliona miliardów, dalej wzrastając po każdym etapie dwukrotnie. Sytuacja jest tu podobna, jak w owej znanej bajce o mędrцу, który jako nagrodę za wynalezienie gry w szachy zażądał od króla tylu ziaren, ile ich będzie na szachownicy, jeśli na pierwszym polu jest

jedno ziarno, na drugim dwa, na trzecim cztery itd. Okazało się, że zboże całego świata nie mieści w sobie nawet w przybliżeniu tylu ziaren, ile trzeba na takie pokrycie szachownicy.



Ryc. 11.

Idealny przebieg reakcji łańcuchowej. Każdy neutron powstały z pękania wywołuje nowe pękanie.

Liczbie ziaren odpowiada u nas liczba pękających jąder. Rozmieszczenie atomów około 1 kg (dokładnie czterech molów) uranu na takiej szachownicy w podany wyżej sposób (pierwsze pole jeden atom, drugie dwa atomy, trzecie 4 atomy, czwarte 8 atomów itd.) wymagałoby jednak szachownicy o 81 pólach. Widać stąd, że w chwili powstania 81 generacji neutronów atomy 1 kg uranu przeszły już proces pękania.

Neutron wylatujący przy pękaniu jądra już po przebyciu kilku centymetrów drogi zderzy się z nowym jądrem uranu mo-

gąc wywołać jego pękanie. Dla orientacji przyjmijmy, że średnio neutron przebywa 10 cm, zanim wywoła nowe pękanie. Przy prędkości neutronu, wynoszącej przeszło 10.000 km/sek, (§ 10) czas potrzebny na przebycie tej drogi wyniesie około jednej stumilionowej sekundy. Będzie to więc czas, który upływa między narodzinami dwóch kolejnych generacji neutronów. Wówczas czas, który upłynął od chwili pękania pierwszego jądra do chwili, kiedy 1 kg uległ pękaniu, wyniesie około jednej milionowej sek. Ponieważ pękaniu jąder 1 kg uranu towarzyszy wydzielenie energii około 25 milionów kilowatgodzin, to wyzwolenie tej energii w tak krótkim ułamku sekundy doprowadziłoby do niezwykłego w skutkach wybuchu.

Powyższe rozważania miały charakter orientacyjny i nie uwzględniały całego szeregu czynników. Nie wszystkie bowiem neutrony wyzwolone przy pękaniu jądra uranu zostaną wykorzystane dla wywołania pękania dalszych jąder. Dla dokładniejszego zbadania tej sprawy wyobraźmy sobie bryłę zawierającą uran i ewentualnie jeszcze inne substancje. Jakie będą losy pewnej generacji, powiedzmy, 1000 neutronów powstałych właśnie z pękania jąder uranu? Pozostańmy przy liczbie dwóch neutronów wyrzuconych przy pękaniu jednego jądra. Z powyższego tysiąca neutronów:

- a) część wywoła nowe pękania wytwarzając nowe neutrony,
- b) część zostanie pochłonięta (przez ^{238}U oraz ewentualnie inne substancje),
- c) część wyjdzie poza obręb bryły.

Procesy a) wytwarzające nowe neutrony działają w kierunku zwiększania liczby neutronów, zaś procesy b) i c) w kierunku zmniejszania ich ilości. Wszystko zależy od tego, które z tych procesów przeważa nad innymi.

Jeśli bowiem z tysiąca neutronów tylko 480 wywoła nowe pękania, zaś 520 neutronów zostanie bądź pochłoniętych, bądź też „wycieknie“ z bryły, to w miejsce tysiąca pierwotnych neutronów będziemy mieli w następnej fazie już tylko 960 neutronów. Liczba neutronów w bryle maleje wówczas stale i reakcja łańcuchowa nie dochodzi do skutku.

Jeśli natomiast z 1000 pierwotnych neutronów 500 wywoła dalsze pęknięcia rodząc tysiąc nowych neutronów, a tylko 500 neutronów zostanie straconych na skutek procesów b) i c), to już liczba neutronów w bryle pozostanie stała, a tym samym ilość pęknięć jąder uranu w każdej sekundzie będzie ta sama. Reakcja łańcuchowa ma charakter stacjonarny i w każdej sekundzie zostaje wydzielona ta sama ilość energii.

Wreszcie w wypadku, gdy z 1000 pierwotnych neutronów 520 wywoła nowe pęknięcia, zaś 480 zginie na skutek procesów b) i c), to następna generacja przyniesie już 1040 neutronów. Liczba neutronów w tych warunkach stale wzrasta i reakcja łańcuchowa potęguje się. Ilość wydzielonej w sekundzie energii rośnie, choć nie tak gwałtownie, jak w wyidealizowanym na początku przykładzie.

Każdy z powyższych przypadków można scharakteryzować przez pewien *mnożnik* określający wzrost liczby neutronów między dwiema kolejnymi generacjami. W pierwszym przypadku mnożnik ten wynosi 0,96, w drugim 1, a wreszcie w trzecim 1,04. Liczbę neutronów każdej generacji otrzymujemy mnożąc ilość neutronów poprzedniej generacji przez ten mnożnik. Jeśli mnożnik jest mniejszy od 1, to reakcja łańcuchowa jest niemożliwa, przy mnożniku 1 ma ona charakter stacjonarny, a przy mnożniku większym od jedności przybiera ona charakter lawinowy. Liczbę neutronów powstałych np. w 101 generacji z tysiąca pierwotnych neutronów przy mnożniku 1,04 obliczamy tak, jak kapitał otrzymany po 100 latach z pierwotnego kapitału 1000 zł przy 4% oprocentowaniu (procent składany). W przytoczonym przykładzie ilość ta wyniesie 50500 neutronów (50500 zł).

§ 12. Zależność reakcji łańcuchowej od objętości i składu

1. Wpływ powierzchni

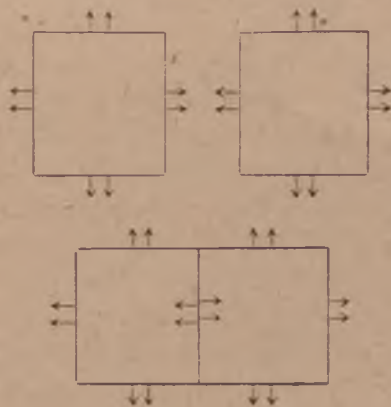
Z przeprowadzonych rozważań wynika od razu zagadnienie znalezienia takich warunków, aby mnożnik neutronów osiągnął lub przekroczył wartość jeden. Jeśli istnieje możliwość stwo-

rzenia takich warunków, wówczas proces pękania uranu może służyć jako źródło energii; jeśli nie, to wykorzystanie energii wyzwolonej przy pękaniu uranu staje się niemożliwe, bo bez reakcji łańcuchowej nie można nadać temu procesowi charakteru masowego.

Dla zwiększenia wartości mnożnika konieczne jest zmniejszenie strat neutronów, strat wynikających z procesów absorpcji b) i uchodzenia na zewnątrz c).

Zmniejszenie liczby neutronów uchodzących z bryły jest stosunkowo łatwe.

Wyobraźmy sobie w tym celu dwie równe bryły uranu w postaci dwóch kostek sześciennych. W każdej z tych brył powstaje pewna ilość neutronów, z których część uchodzi na zewnątrz kostki. Zetknijmy teraz obie kostki wzdłuż jednej ze ścian. Liczba wytworzonych w połączonej bryle neutronów pozostanie ta sama, co w obu kostkach przed złączeniem, zaś ilość uchodzących neutronów jest teraz mniejsza. Bowiernieutrony, które uchodziły poprzednio przez ścianę stykową, przechodzą teraz z jednej kostki w drugą i mogą wywołać nowe pęknięcia (Ryc. 12).



Ryc. 12.

Zwiększenie objętości bryły zmniejsza procent neutronów wychodzących na zewnątrz.

Widzimy stąd, że przez zwiększenie objętości bryły możemy zmniejszyć procent neutronów uchodzących na zewnątrz. Oczywiście i kształt bryły ma tu znaczenie. Im mniejszą mamy powierzchnię przy danej objętości, tym lepiej. Czytelnikowi zapewne wiadomo, że kula jest tą bryłą, która przy danej objętości posiada najmniejszą powierzchnię. Nadając bryle kształt kuli lub kształt zbliżony do kuli możemy przez dobranie odpowiednio dużych rozmiarów bryły zmniejszyć dowolnie procent neutronów uchodzących.

Wprowadzamy więc często pojęcie mnożnika idealnego, tj. takiego, jaki byśmy otrzymali w przypadku, gdyby żaden neutron nie uchodził na zewnątrz bryły (co ściśle biorąc miałyby miejsce dla bryły nieskończenie wielkiej).

2. Absorpcja neutronów

Drugim czynnikiem powodującym straty neutronów w naturalnym uranie jest ich absorpcja przez ^{238}U . Ten dominujący w naturalnym uranie izotop łatwo bowiem pochłania neutrony o prędkości rezonansowej.

Neutrony, które wylatują przy pękaniu jąder uranu, posiadają przeważnie zbyt małą prędkość, aby wywołać pęknięcie ^{238}U . Ale i te neutrony, które mają dostateczną prędkość, na ogół utracą ją przez zderzenia nie prowadzące do pęknięcia. Wskutek tego tylko bardzo mały procent neutronów powstałych z pęknięcia wywoła nowe pęknięcia jąder ^{238}U , a przygniatająca większość neutronów na skutek zmniejszonej prędkości może *tylko* przy zderzeniach z ^{235}U wywołać pęknięcia. Ale w czystym naturalnym uranie na 140 zderzeń neutronu następuje tylko jedno zderzenie z ^{235}U , dzięki zaś nieelastycznym zderzeniom szybkiego neutronu z ^{238}U (zderzenie połączone ze znaczną stratą prędkości neutronu!) neutron może już po niewielu zderzeniach osiągnąć prędkość rezonansową, przy której jest pochłaniany przez ^{238}U . Szanse, że neutron wywoła pęknięcie ^{235}U , są więc w naturalnym uranie małe wobec dużego prawdopodobieństwa absorpcji neutronu przez ^{238}U .

Ostatecznie więc widzimy, że dwie własności jąder ^{238}U :

- a) hamowania bardzo szybkich neutronów przez nieelastyczne zderzenia,
- b) pochłaniania zwolnionych do rezonansowej prędkości neutronów,

powodują duże straty neutronów w zwykłym uranie.

Toteż fizycy doszli po pewnym czasie do wniosku, że w bryle ze zwykłego czystego uranu, zawierającej przecież 99,3% ^{238}U , reakcja łańcuchowa wcale nie może się rozwinąć (nawet bez względu na rozmiary kuli uranowej). Zbyt duży bowiem procent neutronów zostaje pochłonięty, aby nawet idealny mnożnik neutronów (nie uwzględniający ich uchodzenia na zewnątrz) mógł osiągnąć wartość 1.

§ 15. Dwie drogi otrzymania reakcji łańcuchowej

Jaką wobec tego drogę należy obrać, aby dojść do celu i otrzymać reakcję łańcuchową. Nasuwają się tu od razu dwa wyjścia:

1. Ponieważ ^{235}U wykazuje tylko bardzo słabą skłonność pochłaniania neutronów, to dostatecznie duża bryła czystego izotopu ^{235}U stwarza warunki na rozwinięcie reakcji łańcuchowej. Jedyną przeszkodę stanowi tu olbrzymia trudność zdobycia wystarczającej do takiej bryły ilości dostatecznie czystego ^{235}U . Uran 235 zawsze bowiem występuje w przyrodzie razem z uranem 238 zmieszany w stosunku 1:140 i rozdzielenie tych dwóch izotopów napotyka na bardzo wielkie trudności techniczne, które jednak ostatecznie zostały rozwiązane (§ 18).
2. Ponieważ ^{238}U pochłania neutrony tylko o prędkości rezonansowej, to możemy zmniejszyć szanse pochłonięcia neutronu przez ^{238}U , jeżeli stworzymy warunki, by bardzo szybki neutron wylatujący przy pękaniu uranu napotykał nowe jądra uranu dopiero wtedy, gdy prędkość jego zostanie zmniejszona tak znacznie, że nie grozi mu już pochłonięcie przez ^{238}U . Tak silnie zwolniony

neutron łatwo może wywołać pęknięcie ^{235}U , który znajduje się w zwykłym uranie (choć w niewielkim procentie).

Mówiąc bardziej obrazowo, neutron w pewnym krytycznym wieku (kiedy prędkość jego jest „rezonansowa“) musi być możliwie z dala trzymany od uranu, który ma na neutrony tego wieku szczególny apetyt. Powstaje więc zagadnienie takiego zmniejszenia prędkości neutronów wylatujących z pękającego jądra uranu *poza* uranem, aby większość z nich zderzała się z uranem dopiero przy bardzo małych, tzw. ciepłych, prędkościach. Sposób rozwiązania tego zagadnienia podał w r. 1940 włoski fizyk Fermi.

Hamowanie neutronów

Dla zrozumienia sposobu Fermiego musimy wtrącić pewną uwagę dotyczącą sposobów hamowania neutronów przez zderzenia elastyczne. Przy zderzeniu elastycznym ze spoczywającym jądrem neutron traci na prędkości oddając część swej energii uderzonemu partnerowi. Ilość oddanej przy zderzeniu energii zależy od tego, jak ciężkie jest trafione jądro, oraz od tego, pod jakim kątem do kierunku pierwotnego odbija się neutron. Im lżejsze jest trafione jądro, tym większy ułamek swej energii może mu neutron przekazać. Można się o tym łatwo przekonać na modelach, w których neutrony zastępujemy np. kulami stalowymi, a jądra takimiż kulami o większej masie. To samo doświadczenie modelowe można przeprowadzić z monetami na gładkim stole.

Tak więc neutron przy elastycznym zderzeniu z 238 razy cięższym jądrem uranu odda najwyżej 1,5% swej energii, zaś przy zderzeniu z 12 razy cięższym jądrem węgla może oddać aż 28% swej energii (średnio jednak tylko 17%). Przy zderzeniu neutronu z ciężkim wodorem ^2H maksymalna energia, którą neutron może przekazać, wynosi 89%.

Widać stąd, że neutrony przy przechodzeniu przez materię, której atomy są zbudowane z lekkich jąder, będą silnie hamowane i po kilkunastu zderzeniach utracą już na ogół bardzo znaczną część swej pierwotnej prędkości (Ryc. 13).



Ryc. 13.

Zderzenie elastyczne neutronu z lekkim jądrem znacznie zmniejsza prędkość neutronu.

Prędkość neutronu nie maleje jednak nieograniczenie na skutek zderzeń. Przyczyną tego jest fakt, że i jądra, z którymi się neutron zderza, są w ciągłym ruchu, tzw. ruchu cieplnym. Średnia energia ruchu cieplnego jądra zależy wyłącznie od temperatury substancji wzrastając wraz z temperaturą. Kiedy więc neutron został tak dalece zahamowany, że energia jego zrównała się z energią ruchu cieplnego otoczenia, to przy dalszych zderzeniach energia tego neutronu nie będzie już systematycznie malała, lecz będzie się wahać wokół średniej energii ruchu cieplnego. Przy temperaturze 0°C ta średnia prędkość neutronu wynosi około 2,5 km/sek.

Dziwnym się może Czytelnikowi zdawać, że neutrony o tych, jak na naszą codzienną skalę, bardzo dużych prędkościach nazywamy neutronami powolnymi. W skali atomowej są to jednak prędkości bardzo małe w porównaniu z prędkościami kilkunastu tysięcy km/sek., z którymi wylatują neutrony przy pękaniu jądra uranu.

Streszczając: szybkie neutrony zostają zwolnione do prędkości ruchu cieplnego, jeżeli przechodzą przez dostatecznie grubą warstwę substancji zawierającej lekkie jądra, jak np. ciężkiego wodoru lub węgla. Substancje takie nazywamy moderatorami.

Musimy tu jednak uczynić pewne zastrzeżenie. Niektóre lekkie jądra, jak np. jądra boru (numer atomowy 5, liczba masowa 10 i 11), pochłaniają neutrony. Tego rodzaju substancje nie mogą oczywiście służyć jako moderatory.

§ 14. Stos

Znając już sposoby zmniejszenia szybkości neutronów zrozumimy łatwo ideę Fermiego uzyskania reakcji łańcuchowej przy użyciu zwykłego uranu (a więc uranu z ogromną przewagą ^{238}U). Chodzi o to, aby możliwie duża część neutronów powstałych przy pękaniu została doprowadzona do prędkości ruchu cieplnego. Te powolne neutrony wchodząc znów do uranu wywoływać tam będą pękania jąder ^{235}U .

W zasadzie idea jest bardzo prosta: w substancji służącej jako moderator neutronów należy rozmieścić bryłki uranu regularnie w postaci siatki. Możemy to sobie wyobrazić jako ciało (moderator), w którym regularnie są rozmieszczone rdzynki (bryłki uranu).

Układ taki nazywamy stosem (po angielsku „pile“).

Jakie są losy neutronów w stosie?

Szybkie neutrony, powstałe z pewnej ilości pękań, przebędą stosunkowo krótką drogę w masie uranu, gdzie:

- niewielka ich część wywoła nowe pękania dając dodatkowe neutrony;
- inna, również niewielka, część, zwolniona przez nieela styczne zderzenia z ^{238}U do prędkości rezonansowych, zostanie pochłonięta przez ^{238}U ;
- większość ujdzie do moderatora.

Z neutronów wchodzących do moderatora:

- a) większość zostaje zwolniona do prędkości ruchu cieplnego,
- b) pewna część wraca do uranu jeszcze z tak wielkimi prędkościami, że może w uranie ulec absorpcji przez ^{238}U ,
- c) reszta uchodzi na zewnątrz stosu.

Z neutronów zwolnionych do prędkości ruchu cieplnego:

- a) drobna część zostaje pochłonięta przez jądra moderatora,
- b) większość wracając do uranu wywoła pęknięcie ^{235}U rodząc nową generację neutronów.

Powyższy schemat jest pewnym uproszczeniem rzeczywistej sytuacji. Dla obliczenia liczby neutronów nowej generacji, powstałych np. z 1000 neutronów poprzedniej generacji, czyli dla obliczenia mnożnika neutronów konieczna jest znajomość prawdopodobieństw poszczególnych procesów, o których była mowa. Te dane, tzw. przekroje czynne dla poszczególnych typów zderzeń, są jednak jeszcze ciągle trzymane w tajemnicy.

W każdym razie rozmiary stosu, wielkości brył uranowych oraz ich wzajemne odległości muszą być tak obliczone i dobrane, aby w nowej generacji było nieco więcej neutronów aniżeli w poprzedniej, tzn., aby mnożnik neutronów osiągnął lub przekroczył wartość jeden. W innym przypadku reakcja łańcuchowa w ogóle nie zajdzie.

Wymiary stosu będą oczywiście zależały od wyboru użytego moderatora. Np. w stosie, w którym moderatorem jest grafit (^{12}C), neutron między dwoma zderzeniami przebywa w graficie średnio drogę 2,5 cm. W stosach budowanych w Ameryce wymiary siatki dobierano tak, aby neutron przechodził średnio 200 zderzeń w graficie.

Łatwo zrozumieć, że im lżejsze są jądra moderatora, tym mniejsza ilość zderzeń jest konieczna do sprowadzenia neutronu do prędkości cieplnych, wobec czego masa użytego moderatora o lżejszych jądrach będzie na ogół mniejsza aniżeli masa moderatora o jądrach cięższych. Jeśli np. jako moderatora użyjemy ciężkiej wody, to wymiary stosu będą mniejsze aniżeli dla węgla (^{12}C).

W wybudowanych stosach zarówno węgiel w postaci grafitu, jak i ciężka woda były użyte jako moderatory. Bardzo ważna jest sprawa chemicznej czystości użytych moderatorów. Tak np. grafit będący w handlu zawiera zawsze nieco boru. Ze względu na pochłanianie neutronów przez bor, grafit użyty w stosie musi przede wszystkim zostać oczyszczony od boru tak, aby ilość boru nie przekraczała kilku milionowych części grafitu. Jeżeli zważymy, że do jednego stosu potrzeba wielu ton grafitu, to łatwo zrozumiemy, jakie trudności techniczne należało pokonać, zanim otrzymano pierwszy stos, który „szedł”, tzn., w którym mnożnik neutronów przekroczył wartość jeden.

§ 15. Bomba atomowa i stos

Rozpatrywaliśmy dwie możliwości uzyskania reakcji łańcuchowej:

1. za pomocą bryły czystego uranu ^{235}U ,
2. za pomocą stosu.

Jakich różnic w przebiegu reakcji należy oczekiwać w obu tych wypadkach?

W czystym (lub prawie czystym) uranie ^{235}U szybkie neutrony, wylatujące przy pękaniu jąder jeszcze jako bardzo szybkie neutrony, trafiają na nowe jądra ^{235}U i wywołują ich pęknięcie rodząc nową generację neutronów.

Dwie kolejne generacje neutronów następują tu bardzo szybko po sobie, bo czas od chwili wylecenia neutronu z pękającego jądra ^{235}U do chwili wywołania nowego pęknięcia jest bardzo krótki i wynosi prawdopodobnie stumilionowe części sekundy.

Ponadto mnożnik neutronów znacznie przekracza w bryle z ^{235}U wartość jeden, ponieważ nie ma tu pochłaniania neutronów przez ^{238}U .

Oba te czynniki powodują tak szybkie zwielokrotnienie neutronów, że wyzwolona energia wzrasta lawinowo i w małym ułamku sekundy staje się tak ogromna, iż doprowadza w wyniku do wybuchu w nieznaną poprzednio skali.

Widzimy więc, że dostatecznie duża kula z ^{235}U jest już w zasadzie „bombą atomową“.

Inaczej przedstawia się sprawa w „stosie“. Reakcję łańcuchową wywołują neutrony powolne, które przedtem przeszły już przez dość grubą warstwę moderatora. Wynika stąd, że między narodzinami dwóch kolejnych generacji neutronów upływa czas o wiele, bo około sto tysięcy razy, dłuższy aniżeli w „bombie“. Poza tym w stosie mnożnik neutronów tylko nieznacznie przekracza wartość jeden, ponieważ znaczny procent neutronów jest pochłaniany przez ^{238}U . Oczywiście, w zasadzie i tu może dojść do wybuchu, ale wybuch, jako mało wydajny, nie może być celem, do którego się dąży w budowie stosu. Stos nadaje się jednak do ciągłego produkowania energii. Gdy stos pracuje stacjonarnie, tzn., gdy wydzielana na sekundę energia (moc stosu) jest stała, wówczas mnożnik neutronów musi posiadać wartość jeden.

Stosy budowane z uranu zwykłego i grafitu jako moderatora mają dość okazałe rozmiary i zawierają wiele ton uranu. Można by wielokrotnie zmniejszyć rozmiary stosu używając do stosu nie zwykłego uranu, ale uranu, w którym izotop ^{235}U znajdowałby się w większym procencie aniżeli w uranie naturalnym (gdzie wynosi 0,7%). Ponieważ ^{235}U jest głównym źródłem neutronów w stosie, więc zwiększenie jego koncentracji zmniejszyłoby bardzo silnie rozmiary stosu. Tak samo można by znacznie zmniejszyć rozmiary stosu za pomocą uranu zawierającego kilka procent plutonu, pierwiastka zachowującego się względem neutronów podobnie, jak ^{235}U (§ 16).

Widzimy stąd, że zależnie od celów, którym stos ma służyć, rozmiary jego mogą być zmieniane w dość szerokich granicach. Mimo to nawet stosy zawierające skoncentrowany izotop ^{235}U (lub pluton) będą ważyły jeszcze kilkanaście ton, ze względu na konieczność ich obudowania grubymi warstwami materiałów chroniących otoczenie przed zabójczym działaniem neutronów i ciał promieniotwórczych.

W jakiej postaci uzyskujemy energię wydzieloną przy pękaniu uranu w stosie?

Energia uwalniająca się przy pękaniu jądra uranu w pierwszej chwili prawie całkowicie przechodzi w energię kinetyczną obu nowopowstałych jąder. Jądra te lecąc z dużą prędkością zderzają się z napotykanymi po drodze atomami uranu, którym stopniowo oddają swoją energię, w wyniku czego wzmagają się ostatecznie energia ruchu cieplnego. Wynikiem jest podniesienie temperatury uranu. Energia wydzielona w stosie przyjmuje więc ostatecznie postać energii cieplnej.

Gdyby wydzielanego w stosie ciepła nie odprowadzano na zewnątrz, temperatura stosu stale by wzrastała. Oczywiście, przy stacjonarnym funkcjonowaniu stosu temperatura części uranowych musi być stale utrzymywana na jednakowym poziomie. Proces odprowadzania ciepła ze stosu (zapobiegający dalszemu podnoszeniu się temperatury) nazywamy chłodzeniem stosu. Chłodzenie odbywa się za pośrednictwem gazu lub cieczy, które opływając uranowe części stosu pobierają od nich ciepło, a następnie oddają je na zewnątrz stosu.

Jeżeli chodzi o zapotrzebowanie energii do celów technicznych (przemysłowych, komunikacyjnych), to energia bezpośrednio tam konsumowana jest energią mechaniczną lub elektryczną. Zamiana energii elektrycznej na mechaniczną i na odwrót nie przedstawia trudności. Inaczej ma się sprawa z energią cieplną. Energii cieplnej nigdy nie możemy całkowicie zamienić na energię mechaniczną, a tylko pewną jej część, tym większą, im wyższa jest w stosunku do otoczenia temperatura zbiornika, z którego tę energię cieplną czerpiemy. Jest to treść tzw. drugiej zasady termodynamiki. Dla przykładu podamy, że w turbinie parowej przy użyciu pary o temperaturze 400°C na energię mechaniczną można by zamienić maksymalnie 55% energii cieplnej, a w praktyce jeszcze znacznie mniej.

Jeżeli więc energia cieplna wydzielana w stosie ma zostać wyzyskana ekonomicznie, to musimy dążyć do utrzymania tem-

peratury uranowych części stosu na dość wysokim poziomie (kilkuset stopni C). Ciepło odprowadzane ze stosu za pośrednictwem urządzeń chłodzących można następnie zamieniać na pracę mechaniczną przy pomocy dobrze znanych maszyn, jak turbiny gazowe, maszyny parowe. Problem techniczny chłodzenia stosu za pomocą cieczy lub gazu o temperaturze kilkuset stopni nie został jeszcze w pełni rozwiązany. Wielkie stosy chłodzono dotychczas wodą. Wobec tego energia cieplna była wydzielana w stosie w zbyt niskiej temperaturze, by mogła się nadawać do zamiany na energię mechaniczną. Projektowano chłodzenie części uranowych stosu ciekłym bizmutem (temperatura topnienia 271° C, temperatura wrzenia 1560° C), ale ze względu na wielkie trudności techniczne projektów tych nie realizowano.

Potężne stosy wzniesione w Stanach Zjednoczonych w latach 1943 - 45 nie miały wcale służyć jako źródła energii. Jedynym ich celem była produkcja nowego pierwiastka, który by w bombie atomowej mógł zastąpić ^{235}U .

§ 16. Pluton

1. Powstawanie i własności plutonu

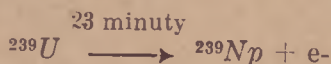
Jak widzieliśmy w § 9, neutrony o prędkości „rezonansowej“ zostają łatwo pochłaniane przy zderzeniach z jądrem ^{238}U , w wyniku czego powstaje nowy izotop uranu ^{239}U . Pochłanianiu neutronu towarzyszy, jak zawsze w takich wypadkach, wysyłanie promieniowania γ . Proces ten możemy symbolicznie zapisać w postaci



(${}^1_0\text{n}$ oznacza tu neutron, wskaźnik 1 wskazuje liczbę masową neutronu).

Jądro ^{239}U nie jest trwale, zawiera ono nadmiar neutronów. Czas jego połowicznego zaniku wynosi 23 minuty. Przez wyrzucenie elektronu przy równoczesnej przemianie w jądrze jednego

neutronu w proton, ^{239}U przechodzi w nowy pierwiastek o numerze atomowym o jeden wyższym niż uran, a więc o liczbie atomowej 93. Pierwiastek ten nie występuje w przyrodzie (odkryty został dopiero przy opisanym wyżej procesie). Ponieważ pierwiastek uran otrzymał swą nazwę od planety Uran, przeto nowy pierwiastek 93 ohrzczone nazwą neptun, tj. następnej za Uranem planety. Symbol chemiczny pierwiastka jest Np . Przemianę uranu w neptun zapisujemy krótko w postaci:



(przez e^- oznaczamy ujemnie naładowany elektron).

Neptun także nie jest trwałym pierwiastkiem. Czas połowicznego zaniku ^{239}Np jest jednak znacznie dłuższy aniżeli dla ^{239}U i wynosi 2,3 dni. Jądro ^{239}Np przechodzi analogiczną przemianę, jak jądro ^{239}U , tzn. wyrzuca elektron zamieniając równocześnie jeden neutron na proton. Nowopowstały z neptunu pierwiastek ma więc numer atomowy 94. Również i ten pierwiastek nie był znany do czasu odkrycia powyższej przemiany. Nazwano go plutonem według następnej za Neptunem planety. Symbol chemiczny pierwiastka 94 jest Pu . Powstałe przy tej przemianie jądro plutonu jest w stanie wzbudzonym i przechodzi do stanu normalnego wysyłając promieniowanie γ . Przemianę prowadzącą do powstania plutonu zapisujemy w postaci



Pluton jest pierwiastkiem dość trwałym. Średni czas życia plutonu wynosi kilkadziesiąt tysięcy lat. Promieniotwórczy rozpad plutonu jest tego samego typu, co rozpad ^{238}U , albo ^{235}U ; przez wyrzucenie cząstki α ^{239}Pu zamienia się na ^{235}U . Ze względu na długi czas życia jądra ^{239}Pu możemy, praktycznie biorąc, uważać pluton za pierwiastek trwały.

Ostatecznym wynikiem chwywania neutronów przez ^{239}U jest więc wytworzenie nowego trwałego pierwiastka, plutonu, o numerze atomowym 94.

Jeszcze w 1939 r. Bohr na podstawie rozważań teoretycznych przewidywał, że jądro ^{239}Pu będzie się przy zderzeniach z neutronami zachowywać bardzo podobnie do jądra ^{235}U , tzn.:

- a) ^{239}Pu może pękać pod wpływem zarówno szybkich, jak powolnych neutronów, przy czym powolne neutrony łatwiej wywołują pękanie aniżeli szybkie neutrony;
- b) pochłanianie neutronów przez ^{239}Pu jest tak małe, że możemy je zaniedbać.

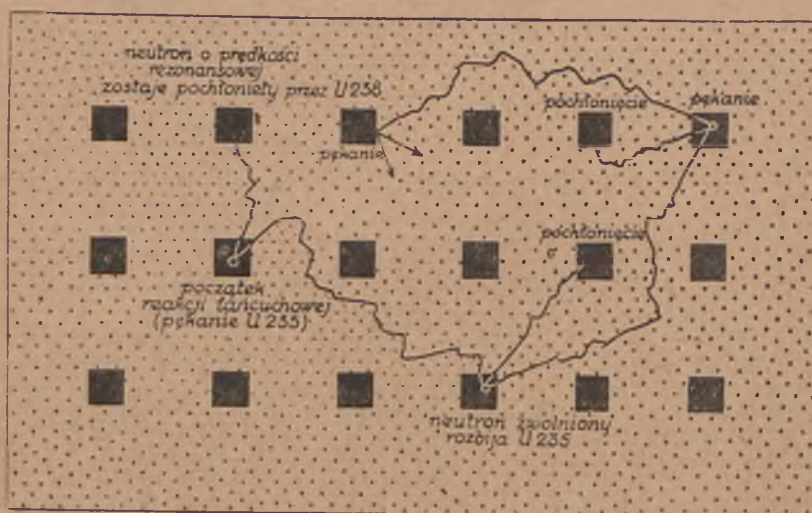
Te przewidywane własności plutonu postawiły go od razu w centrum zainteresowań fizyków pracujących nad zagadnieniem bomby atomowej. Jest jasne, że przy powyższych własnościach plutonu rozważania § 15 możemy przenieść na pluton i podobnie, jak tam, wnioskować, że kula o dostatecznej objętości z ^{239}Pu jest już w zasadzie bombą atomową.

Wspominaliśmy już o dużych trudnościach wydzielania izotopu ^{235}U z naturalnego uranu. Dla bomby atomowej sporządzonej z plutonu trudność ta odpada. Pluton powstaje w naturalnym uranie na drodze pochłaniania neutronów przez izotop ^{238}U . Zadanie oddzielenia wytworzonego w uranie plutonu od pozostałego uranu może być dokonane na drodze chemicznej, ponieważ chodzi tu o rozdzielenie dwóch różnych pierwiastków. Okazało się jednak, że własności chemiczne plutonu są bardzo zbliżone do własności chemicznych uranu, wskutek czego rozdzielenie na drodze chemicznej i tych pierwiastków nie jest łatwe. Trudności te zostały jednak ostatecznie pokonane i metody chemicznego oddzielania plutonu od uranu zostały opracowane, ale są one trzymane jeszcze w tajemnicy.

2. Produkcja plutonu w stosie

Jak wiemy, w stosie tylko część neutronów powstałych z pękania jąder uranu wywołuje dalsze pękanie, natomiast pozostałe neutrony są pochłaniane głównie przez ^{238}U , przy czym powstaje nietrwały izotop uranu ^{239}U , który się ostatecznie zamienia w pluton ^{239}Pu . Stopniowo więc pewna część uranu ^{238}U zostaje w stosie przetwarzana na pluton.

Jeżeli w bardzo grubym przybliżeniu przyjmiemy, że przy pękaniu uranu powstają średnio 2 neutrony, z których jeden wywołuje nowe pęknięcie, a drugi zostaje pochłonięty przez ^{238}U , to reakcja łańcuchowa będzie szła stacjonarnie i na każde pękające jądro uranu powstanie jeden atom plutonu (Ryc. 14).



Ryc. 14.

Idealny schemat reakcji łańcuchowej w stosie (czarne kwadraty — uran, obszar zakropkowany — moderator). Jeden z neutronów powstałych przy pękaniu wywołuje nowe pęknięcie ^{235}U , drugi zostaje pochłonięty przez ^{238}U i wytwarza jądro plutonu.

Głównym źródłem neutronów są tu oczywiście pękające jądra ^{235}U , którego ilość w stosie będzie wskutek tego stale maleć. Ale w miarę ubywania ^{235}U wzrasta, chociaż z opóźnieniem dwudniowym (średni czas życia neptunu!), ilość plutonu, który, podobnie jak ^{235}U , może pękać przy zderzeniach z powolnymi neutronami. Reakcja łańcuchowa będzie więc w dalszych stadiach coraz bardziej podtrzymywana przez pluton. Ponieważ pękające jądro plutonu wyrzuca znowu średnio 2 szybkie neutrony, z których jeden podtrzymuje reakcję łańcuchową, a drugi wytwarza nowe jądro plutonu, więc pęknięcie plutonu nie wpływa na zmniejszenie ilości plutonu w stosie. Ilość plutonu będzie

więc wzrastać aż do wyczerpania zapasu ^{235}U w stosie. Wzrost ilości plutonu w stosie będzie jednak coraz słabszy, w miarę jak ubywa ilość ^{235}U , chociaż reakcja łańcuchowa może iść dalej z tym samym natężeniem.

Ilość wytworzonego w stosie plutonu, jak wynika z powyższych rozważań, w żadnym razie nie może przekroczyć ilości zawartego tam ^{235}U , tzn., że ilość plutonu uzyskanego z tony uranu naturalnego nie przekroczy 7 kg. W praktyce będzie ona prawdopodobnie wielokrotnie mniejsza, ponieważ: 1) na skutek innych strat neutronów nie każde pękanie uranu wytworzy atom plutonu i 2) nie opłaca się trzymać tak długo uranu w stosie, póki całość ^{235}U ulegnie wyczerpaniu.

Jak już wiemy, przy reakcji łańcuchowej wydzielona zostaje w stosie duża ilość energii w postaci ciepła. Obliczmy ilość wydzielonej w stosie energii towarzyszącej produkcji 1 kg plutonu! Jeśli pękanie każdego jądra uranu pociąga za sobą utworzenie jednego jądra plutonu, to oczywiście powstanie tego jądra związane jest z wydzieleniem energii pękania jednego jądra uranu. Ponieważ w 1 kg plutonu jest prawie ta sama ilość atomów, co w 1 kg uranu (liczby masowe ^{239}Pu i ^{235}U różnią się bardzo mało), to wynika stąd, że energia wydzielona przy produkcji jednego kg plutonu pochodzi z pękania jąder 1 kg uranu i wynosi wobec tego w myśl obliczeń § 9 około 25 milionów kWh.

Produkcja 1 kg plutonu na dobę (tzn. w 24 godzinach) połączona będzie wobec tego z dzielnością stosu, wynoszącą około miliona kilowatów, a więc z dzielnością przewyższającą dzielność największych hydroelektrowni świata. Cała ta ogromna energia wydzielana w stosie przy produkcji plutonu nie jest na razie wcale wykorzystywana. Zostaje ona odprowadzana i rozpraszana przez urządzenia chłodzące, ponieważ stanowi ona jedynie produkt uboczny przy produkcji plutonu.

Część III

Realizacja praktyczna

§ 17. Praktyczna realizacja stosu

1. Zapalanie i regulacja stosu. Rola neutronów opóźnionych

Czytelnikowi zapewne nasunęło się już pytanie, w jaki sposób należy *rozpocząć* reakcję łańcuchową pękania jąder uranu w stosie albo, bardziej obrazowo mówiąc, w jaki sposób należy „zapalić“ stos. Zagadnienie to zajęło w niektórych popularnych broszurach poświęconych bombie atomowej sporo miejsca. Tymczasem sprawa ta przedstawia się bardzo prosto. Pewna, choć niewielka ilość neutronów znajduje się zawsze w przestrzeni. Pochodzą one bądź z promieni kosmicznych, bądź z przemian jądrowych. Neutrony te wystarczą do rozpoczęcia reakcji łańcuchowej, skoro tylko zaistnieją warunki powstania tej reakcji. Istnieje też (jak wykazały badania uczonych Związku Radzieckiego w 1940 r.) pewne, aczkolwiek bardzo małe, prawdopodobieństwo samorzutnego pękania jąder uranu. Według oszacowań z 1941 r. w 1 g ^{235}U około 40 jąder na minutę pęka samorzutnie. To samo odnosi się do plutonu. W stosie zawierającym kilka kilogramów ^{235}U w każdej sekundzie kilka tysięcy jąder będzie pękać. Jądra te dostarczają neutronów do rozpoczęcia reakcji łańcuchowej.

Oczywiście, póki nie ma odpowiednich warunków zewnętrznych do powstania reakcji łańcuchowej, tzn. póki mnożnik neutronów leży poniżej wartości 1, dopóty pękania jąder pozostają procesami izolowanymi, rozpoczęty proces „zapalania“ nie rozwija się dalej.

Gdybyśmy chcieli użyć analogii, to sytuację taką moglibyśmy przyrównać do społeczeństwa, w którym zawsze jest

kilka wypadków tyfusu. Normalnie wypadki tego rodzaju nie grożą wybuchem epidemii, ponieważ choroba urywa się na poszczególnych osobnikach. Dopiero w specjalnych warunkach (duże skupienie, złe warunki higieniczne) kilku chorych osobników może dać początek epidemii inicjując „łańcuchowe“ przenoszenie tyfusu.

Wracając do stosu służącego do produkcji plutonu możemy więc powiedzieć, że stos sam się „zapala“, skoro osiągnie dostatecznie duże rozmiary. Przy niedostatecznych rozmiarach stosu zbyt duży procent neutronów uchodzi na zewnątrz, aby mogła się rozwinąć reakcja łańcuchowa.

Gdy stos osiąga rozmiary krytyczne, reakcja łańcuchowa rozpoczyna się i rozwija w tempie zależnym od mnożnika neutronów. W jaki sposób możemy regulować bieg reakcji łańcuchowej, aby nie rozwijała się zbyt gwałtownie, co mogłoby grozić wybuchem?

Taką regulację mnożnika neutronów umożliwiają substancje, które silnie pochłaniają neutrony. Jako regulatory służą pręty lub paski z boru, lub kadmu (oba te pierwiastki bardzo silnie pochłaniają neutrony), które mogą być wsuwane lub wysuwane ze stosu. Przy wsuwaniu tych regulatorów do stosu zmniejszamy ilość neutronów wywołujących pękania, a przy odpowiednim ich położeniu możemy nawet całkiem wstrzymać bieg reakcji łańcuchowej. Przy wysuwaniu tych regulatorów ze stosu reakcja łańcuchowa znów nabiera rozpędu.

Należy tu omówić decydującą rolę, którą przy regulacji reakcji łańcuchowej odgrywają wspomniane już w § 9 neutrony opóźnione (tj. neutrony nie wyrzucane od razu w chwili pękania jądra uranu, ale dopiero po pewnym czasie przez jądra powstałe z pękania). Wyobraźmy sobie regulatory stosu ustawione w pozycji, w której mnożnik neutronów leży nieco poniżej wartości jeden, ale tak, że już małe wysunięcie jednego regulatora daje mnożnik leżący nieco powyżej tej wartości, a więc np. 1,001. Gdyby wszystkie neutrony były nieopóźnione, to przy mnożniku większym od 1 liczba neutronów zwielałaby się już po bardzo krótkiej chwili, wobec czego wydzielona energia wzra-

stałaby dość gwałtownie. Regulacja byłaby niezmiernie trudna. Drobny procent neutronów opóźnionych wystarcza jednak zupełnie, aby przy mnożniku, bardzo mało przekraczającym wartość jeden, biegowi reakcji łańcuchowej nadać pewną bezwładność, która pozwala na łatwą regulację.

Zwróćmy bowiem uwagę, że przy mnożniku wynoszącym 1,001 i przy 1% neutronów opóźnionych reakcja łańcuchowa bez tych neutronów opóźnionych nie rozwijałaby się wcale (z tysiąca pierwotnych neutronów powstaje tu 1001 neutronów, z których 10 jest opóźnionych o $\frac{1}{100}$ sek i więcej). Jasne jest wobec tego, że w tych warunkach za narastanie liczby neutronów są odpowiedzialne neutrony opóźnione, te zaś tworzą nowe generacje w odstępach czasu wiele tysięcy razy dłuższych niż neutrony nieopóźnione.

W praktyce okazało się, że jeśli po wysunięciu wszystkich regulatorów mnożnik neutronów w stosie posiada wartość 1,01 i cały zakres zmienności mnożnika dla jednego regulatora wynosi 0,002, to już ilość opóźnionych neutronów jest dostateczna dla łatwego regulowania biegu reakcji. Np. w pierwszym wybudowanym stosie przy wysunięciu jednego z regulatorów o 1 cm od położenia, w którym mnożnik miał wartość jeden, czas, po którym ilość neutronów się podwoiła, wynosił 4 godziny.

2. Stosy w Chicago, Clinton i Hanford

Pierwszy stos, w którym udało się uzyskać reakcję łańcuchową, został wybudowany w Chicago i uruchomiony 2 grudnia 1942 r. Dzień ten oznacza początek nowej epoki. Po raz pierwszy w historii ludzkości została przez człowieka dokonana przemiana jądrowa na dużą skalę. Po raz pierwszy człowiekowi udało się uzyskać samoczynny proces, przy którym energia dostarczona pochodzi z przemian jądrowych. Po raz pierwszy przemieniano jedne pierwiastki na drugie nie w skali atomowej, ale makroskopowej.

Odwieczny sen alchemików — przemiana jednych pierwiastków w drugie — teraz dopiero urzeczywistniony został naprawdę.

Ten, pierwszy w historii, działający stos albo, jakby go można nazwać, „piec atomowy“ był już dość pokaźnych rozmiarów. Ilość samego metalicznego uranu użytego do budowy wynosiła około 6 ton, a z braku większej ilości uranu metalicznego użyto w bardziej zewnętrznych częściach stosu tlenku uranu. Ilość grafitu, który tu był stosowany jako moderator, musiała być w stosie wielokrotnie większa od ilości uranu.

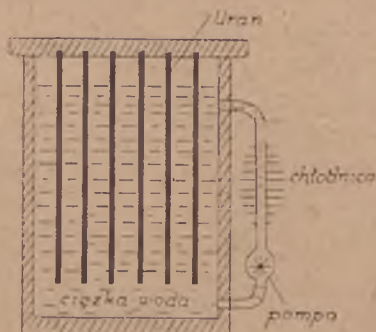
Stos budowano w ten sposób, że grafit użyty był w postaci kostek, z których połowa miała w narożach umieszczone kawałki uranu, lub tlenku uranu w bardziej zewnętrznych częściach stosu. Kostki te układano w warstwach w ten sposób, że każda kostka bez uranu sąsiadowała ze wszystkich stron z kostkami zawierającymi uran i na odwrót.

Stos miał kształt spłaszczonej u góry kuli, ponieważ rozmiary krytyczne osiągnięto, zanim kula została dokończona. Całość podtrzymywana była przez rusztowanie z drzewa. W stosie rozmieszczono szereg otworów przechodzących na wylot dla umieszczenia w nich prętów lub pasków z boru i kadmu regulujących bieg reakcji i zabezpieczających przed wybuchem. Inne otwory służyły do pobierania prób, mierzenia gęstości neutronów itd. Pomiarów gęstości neutronów w środku stosu dokonywano już w czasie budowy dla sprawdzenia, czy stos nie osiąga jeszcze rozmiarów krytycznych. Ilość neutronów wzrasta bowiem gwałtownie przy zbliżaniu się do rozmiarów, przy których rozpoczyna się reakcja łańcuchowa.

W dniu uruchomienia stos ten pracował z dzielnością $\frac{1}{2}$ wata. Dzielność stosu na skutek dalszego wycofania prętów i pasków regulujących wzrosła po 10 dniach do 200 watów (dzielność ta nie została bezpośrednio zmierzona, a obliczono ją z ilości mierzonych neutronów). Z dalszego zwiększenia dzielności zrezygnowano ze względu na to, że nie przygotowano w tym pierwszym stosie urządzeń zabezpieczających personel przed zabójczymi dla organizmu neutronami i innymi szkodliwymi produktami przemian promieniotwórczych.

Drugi stos wybudowany niedaleko Chicago (Argonne Laboratory) miał kształt wielkiego sześcianu. Moderatorem był

znowu grafit. Stos pracował z dzielnością kilku kilowatów. Przeznaczony głównie do celów badawczych, służył jako potężne źródło neutronów. Tamże wybudowano w 1941 r. stos, w którym jako moderatora użyto ciężkiej wody. Stos ten miał znacznie mniejsze rozmiary (§ 14). W miejsce rozmieszczonych w siatce przestrzennej bryłek uranu użyto równoległych sztab uranu, zanurzonych w ciężkiej wodzie i tworzących siatkę dwuwymiarową. Stos ten pracował już z dzielnością 300 kilowatów (Ryc. 15).



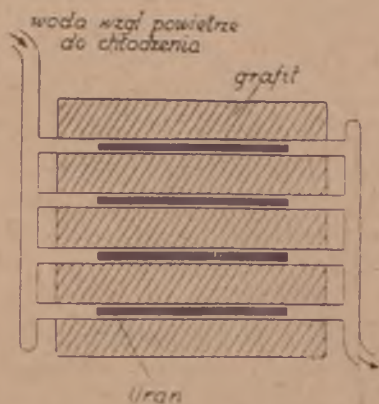
Ryc. 15.

Schemat stosu, w którym ciężka woda służy jako moderator. Cyrkulacja ciężkiej wody umożliwia odprowadzenie na zewnątrz wydzielanego w stosie ciepła.

Na większą już skalę był pomyślany stos, który został uruchomiony w listopadzie 1943 r. w Clinton (Tennessee). Pracował on z dzielnością 800 kilowatów, a po przeróbce w maju 1944 r. — z dzielnością 1800 kilowatów. Moderatorem był znowu grafit. Stos miał kształt sześciangu. Uran rozmieszczono w stosie regularnie w postaci równoległych, walcowatych sztab. Chodziło tu o możliwość wymiany uranu bez rozbiórki całego stosu. W tym celu w graficie zrobione były kanały, w które wsuwano uran. Duże ilości wydzielającego się ciepła wymagały już chłodzenia uranu (Ryc. 16).

Był to pierwszy stos, którego użyto już do produkcji plutonu! W półtora miesiąca po uruchomieniu stosu pierwsze szta-

by uranowe, które przeszły przemianę, wyjęto ze stosu i oddano do zbudowanej w tym celu fabryki chemicznej. Zadaniem tej fabryki było oddzielenie kilku miligramów plutonu od wielu ty-



Ryc. 16.

Schemat stosu z grafitem jako moderatorem. Stos jest chłodzony wodą lub powietrzem.

sięcy razy większej ilości uranu. Do końca lutego 1944 r. wyprodukowano tam kilka gramów plutonu. Oddzielenie tak małych ilości plutonu od uranu nie jest, jak wiemy, łatwym zadaniem. Poza tym sztaby uranu wyjęte ze stosu są bardzo silnie promieniotwórcze, ponieważ zawierają produkty pękań jąder uranu, czyli pierwiastki bardzo nietrwałe i silnie promieniotwórcze. Takie substancje są zabójcze dla organizmu i dlatego cały proces oddzielania plutonu od uranu trzeba przeprowadzać na odległość za pomocą automatycznie działających urządzeń.

Stos w Clinton był pomyślany jako stos próbny przed zamierzoną na dużą skalę budową potężnych stosów mających już produkować kilogramy plutonu miesięcznie. Jako miejsce budowy tych wielkich stosów obrano ze względu na bezpieczeństwo odludną miejscowość Hanford (stan Washington) nad rzeką Columbia. Wybudowano tam 3 stosy, z których pierwszy

u. ucho miono we wrześniu 1944 r., a ostatni w lecie 1945. Obok wzniesiono fabryki chemiczne dla oddzielania wyprodukowanego plutonu od uranu.

Problemy techniczne, które należało przy tym pokonać, były gigantyczne. Sam problem chłodzenia, tzn. odprowadzania dziennie miliardów kalorii, nasuwał duże trudności. Energia milionów kilowatgodzin wydzielanych dziennie w tych 3 stosach nie zostaje bowiem na razie wcale użyta do pędzenia fabryk, ale jest rozpraszana przez odprowadzanie jej do rzeki Columbia. Jedynym celem, dla którego te potężne stosy budowano, było otrzymanie plutonu, najpotężniejszego obok ^{235}U środka wybuchowego.

§ 18. Otrzymywanie ^{235}U

W poprzednim paragrafie omówiliśmy metodę produkowania plutonu w stosie. Teraz zajmiemy się zagadnieniem otrzymywania czystego ^{235}U . W odróżnieniu od plutonu znajdujemy ^{235}U w przyrodzie, ale zawsze razem z ^{238}U w stosunku 1:140. Problem sprowadza się więc do oddzielenia izotopu ^{235}U od izotopu ^{238}U .

Rozdzielanie w większych ilościach izotopów jakiegoś pierwiastka jest w ogóle zadaniem trudnym. Metody chemiczne tu zawodzą, ponieważ ze względu na identyczną powłokę elektronową izotopów zachowują się one pod względem chemicznym jednakowo. Metody rozdziału izotopów muszą się więc opierać wyłącznie na różnicy mas jąder. Dla jąder tak ciężkich, jak uran ta różnica mas wynosi zaledwie 1,3% całej masy atomu, jest więc bardzo mała. Wskutek tego rozdzielanie izotopów uranu jest jeszcze znacznie trudniejsze niż izotopów o jądrach lekkich.

Mimo to udało się opracować cały szereg metod do rozdzielania izotopów uranu na wielką skalę. Metody te znane były już dawniej, lecz nie stosowano ich do tak ciężkich atomów, jak uran. Z wielu metod użytych do rozdzielania izotopów uranu omówimy tylko dwie: elektromagnetyczną i metodę dyfuzji gazowej.

1. Metoda elektromagnetyczna

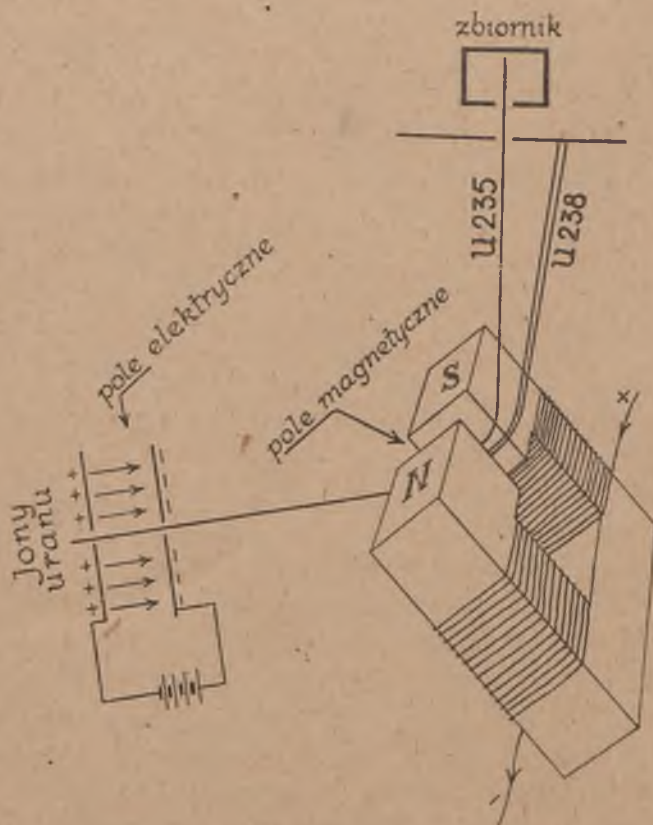
Żeby stosować metodę elektromagnetyczną, musimy izotopy pierwiastka mieć w postaci jonów, tzn. w postaci naładowanych elektrycznie atomów lub cząsteczek. Siła, którą pole elektryczne, czy też magnetyczne wywiera na jon, nie zależy od masy jonu, lecz tylko od naboju elektrycznego jonu, a w przypadku działania pola magnetycznego — jeszcze od prędkości jonu. Natomiast przyspieszenie, które jon uzyskuje przy danej sile, zależy od masy jonu. Opierając się na tej zależności, można rozdzielać izotopy.

Techniczne metody elektromagnetycznego rozdzielania izotopów uranu na wielką skalę opracował sławny wynalazca cyklotronu, fizyk amerykański, Lawrence. Oparł się przy tym na zasadzie spektrografu masowego, typu, zastosowanego po raz pierwszy przez Dempstera w 1918 r. Oto zasadnicza idea tego przyrządu:

Jony biegnące w określonym kierunku wchodzą przez szczelinę do pola elektrycznego, przebiegają pewną różnicę potencjałów i wychodzą z pola elektrycznego wszystkie z tą samą praktycznie energią kinetyczną. (Energia kinetyczna = masa \times kwadrat prędkości/2). Różnicę potencjałów obiera się tak dużą, aby energia kinetyczna, z którą jony wchodzą do pola była znikoma wobec energii uzyskanej w polu elektrycznym. Jony obu izotopów przy tej samej energii kinetycznej mają jednak różne pędy. (Pęd = masa \times prędkość). Pędy jonów obu izotopów mają się przy tej samej energii kinetycznej do siebie tak, jak pierwiastki z przynależnych mas jonów.

Jony te wchodzą następnie w pole magnetyczne prostopadle skierowane do kierunku biegu jonów. Działanie pola magnetycznego na cząstki naładowane nie jest całkiem proste i trzeba pewnego wysiłku, aby je dobrze zrozumieć. Siła, którą pole magnetyczne wywiera na cząstkę naładowaną, zależy od dwóch czynników: naboju cząstki oraz jej prędkości. Siła ta nie działa nigdy w kierunku zwiększenia lub zmniejszenia prędkości jonu — zmienia ona tylko stale kierunek biegu jonu, po-

woduje więc zakrzywienie jego toru. Jon biegnący początkowo po prostej, biegnie w polu po kole. Promień tego koła jest zawsze proporcjonalny do pędu jonu. Jony o tej samej energii, ale o różnych (wskutek różnicy mas) pędach wchodząc w pole magnetyczne poruszają się po obwodach kół o dwóch różnych promieniach. Na tej zasadzie można, jak to schematycznie obrazuje ryc. 17, rozdzielić oba izotopy uranu.



Ryc. 17.

Rozdzielanie izotopów uranu metodą elektromagnetyczną. Wszystkie jony uranu uzyskują w polu elektrycznym tę samą energię kinetyczną. W polu magnetycznym izotopy zostają rozdzielone, ponieważ pole magnetyczne silniej zakrzywia tory jonów ^{235}U aniżeli tory jonów ^{238}U .

2. Metoda dyfuzji gazowej

W gazie cząsteczki biegną chaotycznie we wszystkich kierunkach z różnymi prędkościami, zmieniając ciągle kierunek i wielkość swojej prędkości przy zderzeniach z innymi cząsteczkami. W tym chaosie panują jednak pewne prawa dotyczące wprawdzie nie chwilowego, ale średniego w czasie zachowania się cząsteczki gazu. Prawa te noszą nazwę praw statystycznych.

Jednym z podstawowych praw zbiorowiska cząsteczek tworzących gaz jest tzw. prawo ekwipartycji, czyli równego podziału energii. Nie omawiając tego prawa w całej jego rozciągłości, zilustrujemy je tylko na przykładzie gazu będącego mieszaniną dwóch izotopów. Prawo to głosi wówczas, że średnia energia kinetyczna cząsteczki gazu jest ta sama dla cząsteczek obu izotopów. Ze względu na proporcjonalność energii kinetycznej do masy i kwadratu prędkości cząsteczki obu izotopów nie będą jednak posiadały tej samej średniej prędkości: cząsteczki cięższego izotopu *średnio* będą nieco powolniej biegły niż cząsteczki izotopu lżejszego.

Jeżeli gaz będący mieszaniną izotopów ma możliwość dyfundowania przez porowatą ścianę do drugiego zbiornika, w którym jest próżnia, to na skutek większej prędkości średniej, lżejsze cząsteczki szybciej przenikają przez ścianę porowatą aniżeli cząsteczki cięższe. W drugim zbiorniku będzie więc początkowo nieco inny skład procentowy obu izotopów aniżeli w mieszaninie pierwotnej: wzrośnie procentowy udział izotopu lżejszego. Proces dyfuzji należy jednak przerwać, zanim dobiegnie końca, w przeciwnym bowiem razie skład procentowy izotopów po obu stronach bariery znowu się wyrówna. Zmiana składu procentowego izotopów po drugiej stronie ściany porowatej jest jednak bardzo mała. Dla dalszego wzbogacenia tego gazu w jego lżejszą składową trzeba proces ten powtórzyć z gazem uprzednio już wzbogaconym w lżejszy składnik itd.

Do stosowania tej metody potrzebny jest związek chemiczny uranu w postaci gazowej. Takim związkiem jest sześćcio-

fluorek uranu (UF_6). Fluor (liczba masowa 19) nie posiada na szczęście izotopów, wobec czego masa drobiny gazu UF_6 zależy wyłącznie od tego, jaki izotop uranu wchodzi w jej skład. Masy cząsteczek gazu zawierające ^{235}U i ^{238}U różnią się bardzo mało od siebie, bo mniej niż o 1‰.

Tak mała różnica mas obu rodzajów cząsteczek gazu powoduje, że także średnie prędkości obu rodzajów cząsteczek różnią się bardzo mało od siebie. Wobec tego przy dyfuzji gazu przez barierę wzbogacenie jego w lżejszy składnik po drugiej stronie bariery będzie bardzo małe. Chcąc otrzymać gaz, w którym ^{235}U wynosi 99‰ całego zawartego w gazie uranu, proces dyfuzji należy przeprowadzić wiele tysięcy razy.

Mimo tylu trudności udało się tę metodę rozdzielania izotopów zastosować na dużą skalę. Fabryki do rozdzielania izotopów zarówno metodą elektromagnetyczną, jak i metodą dyfuzyjną wybudowano obok Clinton (Tennessee) w latach 1943 i 1944.

§ 19. Zagadnienie bomby atomowej

W ostatnich dwóch §§ omówiliśmy zagadnienie produkcji nowego pierwiastka, plutonu, względnie otrzymywania czystego ^{235}U z naturalnego uranu. Oba te pierwiastki mają tę własność, że pod wpływem neutronów pękają, wydzielając z kolei 1 do 3 neutronów. W dostatecznie wielkiej bryle ^{235}U albo ^{239}Pu raz rozpoczęty proces pękania jąder przyjmie prawie błyskawicznie charakter lawinowy z wyzwoleniem ogromnej energii w tak krótkim czasie, że wynikiem musi być wybuch o niezwyklej sile.

Jak wiemy z § 17, pewna ilość pękań jąder ^{235}U albo ^{239}Pu zachodzi samorzutnie. Pęknięcia te nie prowadzą jednak do reakcji łańcuchowej, póki rozmiary bryły leżą poniżej pewnych rozmiarów krytycznych. Wówczas bowiem tak znaczny procent neutronów uchodzi na zewnątrz bryły, że mnożnik neutronów jest mniejszy od jedności.

Jeśli natomiast rozmiary bryły przekroczą wartość krytyczną, zapobieżenie reakcji łańcuchowej staje się już niemożliwe.

Gdy więc chodzi o skonstruowanie bomby, która by wybuchła w określonym momencie, to bomba taka musi się składać z dwóch albo kilku oddzielnych części, z których każda ma rozmiary mniejsze od rozmiarów krytycznych. Jeżeli po złączeniu tych części całość będzie miała rozmiary przewyższające rozmiary krytyczne, wybuch nastąpi automatycznie. Dla wywołania skutecznego wybuchu złączenie poszczególnych części bomby musi się odbyć bardzo szybko. Ze względu na rozproszone neutrony przechodzące z jednej części do drugiej reakcja łańcuchowa już zaczyna biec, zanim jeszcze bomba osiągnie swoją najbardziej zwartą, a tym samym najbardziej skuteczną postać. Z tego właśnie względu jest rzeczą konieczną, aby łączenie części odbywało się bardzo szybko. Oczywiście, techniczne rozwiązanie tego trudnego problemu jest otoczone tajemnicą.

Z chwilą rozpoczęcia reakcji łańcuchowej temperatura bomby tak silnie się podnosi, że cała bomba może już wtedy się rozlecieć, gdy jeszcze bardzo mały procent jąder uranu uległ pękaniu. Zmniejszyłoby to bardzo znacznie siłę wybuchową bomby. Takiemu przedwczesnemu wybuchowi można zapobiec przez otoczenie uranu powłoką z materiału o dużej gęstości (np. ołowiu). Duża bezwładność powłoki opóźnia chwilę rozlecenia się bomby, przez co przedłużony zostaje czas trwania reakcji łańcuchowej. Wskutek tego większy procent jąder ulega pękaniu, co zwiększa wydzieloną energię, a więc i skuteczność wybuchu.

Powłoka odgrywa jeszcze drugą ważną rolę: odbija ona z powrotem znaczną część tych neutronów, które by w innym przypadku uszły na zewnątrz bomby, wobec czego krytyczne rozmiary bomby ulegają zmniejszeniu.

Żeby sobie zdać sprawę z siły wybuchu bomby atomowej, należy zbadać, jaka energia wyzwala się przy wybuchu. Jak wiemy z § 9, przy pękaniu jąder 1 g uranu energia wyzwolona

wynosi około 23000 kWh. Przypuszczalnie bomba atomowa zawiera kilka kg ^{235}U albo ^{239}Pu . Nie wszystkie jądra w czasie eksplozji zdążą pęknąć — prawdopodobnie tylko kilkanaście procent. Żeby się z grubsza zorientować, przyjmijmy, że w bombie jest 10 kg ^{235}U , z których 10%, czyli 1 kg, ulega pękaniu przy eksplozji. Oznacza to wyzwolenie energii około 23 milionów kWh, czyli około 20 miliardów dużych kalorii. Jest to mniej więcej energia, która się wyzwala przy eksplozji 20000 ton trójnitrotoluenu.

Widać z tego, że bomba atomowa pozostawia daleko w tyle wszystkie dotychczas znane środki wybuchowe. Wybuchowi bomby atomowej towarzyszy wyzwolenie tak ogromnej energii, skupionej w tak małej objętości, że temperatura bomby przez bardzo krótką chwilę wynosi około kilkudziesięciu milionów stopni, a więc tyle, co temperatura wnętrza gwiazd. Przy tak wysokiej temperaturze większość wydzielonej energii przechodzi w energię promienistą. Ciśnienie wywarne przez samo promieniowanie osiąga w tych temperaturach wartość wielu milionów atmosfer. Promieniowanie o tak wielkim natężeniu spala doszczętnie wszystko w promieniu około kilometra, a podmuch powoduje jeszcze bardzo poważne zniszczenia w promieniu 6—8 km.

Poza tym, powstałe przy pękaniu uranu, silnie promieniotwórcze pierwiastki rozpraszają się na znacznym obszarze i mogą stanowić przez dłuższy czas poważną groźbę dla życia.

Podczas wybuchu pierwszej próbnej bomby w dniu 16 lipca 1945 r. w Nowym Meksyku (U. S. A.) podmuch przewracał ludzi znajdujących się o 16 km od miejsca wybuchu, a stalowa wieża, na której umieszczono bombę, wyparowała zupełnie.

§ 20. Zakończenie

Nakładem ogromnych kosztów i przy udziale wybitnych fizyków zbudowana została w ciągu ostatniej wojny nowa potężna broń korzystająca po raz pierwszy z ogromnego rezerwuaru energii jądra atomu. Nowy rodzaj energii roz-

poczyna nową erę w dziejach człowieka. Pierwsze zastosowanie praktyczne, które znalazła energia jądra atomowego, musi poważnie zaniepokoić każdego człowieka o przyszłe losy ludzkości. Jeśli jednak zmora wojny upadnie, to nowe źródło energii może całkowicie przeobrazić życie ludzkie na Ziemi.

Ale nie tylko bezpośrednie praktyczne korzyści wynikają z przemian jądrowych przeprowadzonych na wielką skalę. Rozszerzają one niesłychanie horyzonty nauki. Fizyka zdobyła w ten sposób potężne źródła neutronów, które pozwolą dalej zgłębić strukturę jądra atomowego. Otworzyły się możliwości otrzymywania ciał sztucznie promieniotwórczych w dużo większych niż dotychczas ilościach. Ma to ogromne znaczenie w szeregu badań chemicznych i biochemicznych.

Jak to często bywa w nauce, zasadniczy postęp w jednej dziedzinie wiedzy pociąga za sobą silny rozwój i w innych, na pozór zupełnie odległych dziedzinach nauki i techniki. Nie jest więc przesadą powiedzenie, że weszliśmy w wiek atomowy.



PRZYPISY

Absorpcja — pochłanianie

Atom — najmniejsza część pierwiastka, posiadająca jeszcze własności charakterystyczne tego pierwiastka. Atom jest zbudowany z dodatnio naładowanego jądra, niosącego prawie całą masę atomu oraz bardzo lekkich ujemnie naładowanych elektronów krążących po orbitach naokoło jądra.

Atomowa jednostka masy — $1/16$ masy atomu tlenu ^{16}O . Jeśli masę tę pragniemy wyrazić w gramach, to musimy uwzględnić, że w 16 g ^{16}O (tzn. w jednym gramatomie) znajduje się $6,022 \cdot 10^{23}$ atomów (liczba Avogadra). Atomowa jednostka masy wynosi przeto $1/6,022 \cdot 10^{23}$ g = $1,6603 \cdot 10^{-24}$ g. Jest to masa nieco mniejsza od masy atomu wodoru ^1H .

Bar. Jeden z pierwiastków mogących powstać przy pękaniu uranu. Symbol chemiczny *Ba*, numer atomowy 56. Bar posiada 7 trwałych izotopów o liczbach masowych między 130 i 138. Jest to metal należący, tak samo jak wapń, do ziem alkalicznych.

Bor — pierwiastek, liczba atomowa 5, liczby masowe izotopów 10 i 11. Pochłania silnie neutrony.

Ciężar atomowy — masa atomu wyrażona w atomowych jednostkach masy. Ciężar atomowy różni się bardzo mało od liczby masowej jądra. Ciężar atomowy, którym posługujemy się w chemii, jest średnim ciężarem atomów izotopów wchodzących w skład tego pierwiastka, przy uwzględnieniu ich procentowego udziału w składzie pierwiastka. Przykład: chlor *Cl* składa się z dwóch trwałych izotopów ^{35}Cl i ^{37}Cl o ciężarach atomowych 34,98 i 36,98, z których pierwszy stanowi 75%, a drugi 25% naturalnego chloru. Ciężar atomowy chloru wynosi przeto:

$$3/4 \cdot 34,98 + 1/4 \cdot 36,98 = 35,48$$

Ciężka woda — związek chemiczny ciężkiego wodoru z tlenem. Ciężka woda może być używana w stosach jako moderator.

Ciężki wodór — izotop wodoru o liczbie masowej 2. Jądro ciężkiego wodoru, tzw. deutron, składa się z jednego protonu i jednego neutronu. Deutony są, podobnie jak protony i neutrony, używane jako bardzo skuteczne pociski do rozbijania jąder atomowych.

Ciśnienie promieniowania. Światło padające na przedmiot materialny wywiera ciśnienie na to ciało. Dla tzw. promieniowania czarnego, tj. promieniowania będącego w równowadze cieplnej z ciałami otaczającymi o tej samej temperaturze, ciśnienie to zależy wyłącznie od temperatury i wynosi:

$$\text{ciśnienie promieniowania} = 2,61 \cdot 10^{-24} \cdot T^4 \text{ atmosfer,}$$

gdzie T jest temperaturą bezwzględną. Dla temperatur leżących poniżej 100000°C ciśnienie to jest bardzo małe, ale już dla temperatury miliona stopni wynosi ono w myśl tego wzoru 2600 atmosfer, a dla temperatury 10 milionów stopni — aż 26 milionów atmosfer.

Czas połowicznego zaniku — czas, po którym z bardzo wielkiej liczby identycznych jąder promieniotwórczych połowa z nich ulegnie samorzutnej przemianie. Średni czas życia jądra jest dłuższy i otrzymujemy go mnożąc czas połowicznego zaniku przez 1,443. Ta ostatnia wielkość jest jednak mniej używana.

Cząstka elementarna — cząstka niedająca się rozłożyć na dalsze składniki. Znamy obecnie następujące cząstki elementarne: 1. Cząstki ciężkie, tj. proton i neutron, będące właściwie dwoma stanami jednej cząstki tzw. nukleonu; 2. cząstki lekkie, tj. elektron i pozytron, mające takie same masy (równe $1/1836$ masy protonu), ale przeciwne znaki nabożów elektrycznych; 3. cząstki o masie pośredniej między masą elektronu i protonu, tj. mezony. Mezony mogą być dodatnio lub ujemnie naładowane; możliwe, że istnieją mezony neutralne. Mezony naładowane są nietrwałe.

Cząstka α — jądro helu ${}^4\text{He}$, składa się z 2 protonów i 2 neutronów.

Defekt masy — różnica między sumą mas składników jądra a masą jądra związanego. Wprowadzając oznaczenia Z = ilość protonów w jądrze, N = ilość neutronów w jądrze, m = masa jądra w atomowych jednostkach masy, d = defekt masy w tychże jednostkach mamy:

$$d = 1,00758 Z + 1,00893 N - m$$

Defekt masy jest miarą energii wiązania jądra atomowego.

Drobina — cząsteczka, najmniejsza jednostka związku chemicznego. Drobinę tworzy szereg atomów połączonych siłami wiązania chemicznego.

Dyfuzja — nieuporządkowany ruch cząsteczek gazu lub cieczy, zmierzający do wyrównania różnic koncentracji lub temperatury.

Dzielnosc (moc) — praca wykonana w ciagu jednej sekundy albo energia wydzielona w jakiejkolwiek postaci w ciagu jednej sekundy. Jednostka dzielnosci jest wat = joule/sek = 10^7 erg/sek, lub tez kilowat = 1000 watow.

Elektron — czastka elementarna, bardzo lekka (masa elektronu = $9,108 \cdot 10^{-28}$ g, a w atomowych jednostkach masy = 0,00055) i naladowana ujemnie. Naboj elektronu jest najmniejszym nabojem wystepujacym w przyrodzie (naboj elementarny). Elektryony tworza powloke atomu neutralizujac dodatni naboj jadra. We wnetrzu metalu elektryony sa swobodne, dzieki czemu metale przewodza prad elektryczny. Elektryony o duzej energii sa wysylane przez niektore ciala promieniotworcze przy rownoczesnej przemianie neutronu na proton w jadrze.

Energia — cos, co mozna zamienic na prace mechaniczna. Energia moze wystepowac w bardzo roznych postaciach, np. jako:
 energia kinetyczna, energia, ktora cialo posiada dzieki swojemu ruchowi = masa \times kwadrat prędkosci/2;
 energia potencjalna zalezy od wzajemnego polozenia czesci tworzacych uklad;
 energia cieplna, energia przekazywana przy kontakcie termicznym. W szerszym znaczeniu uzywamy tego terminu dla okreslenia energii ruchu bezladnego (ruch cieplny);
 energia promienista, energia, ktora niesie promienowanie elektromagnetyczne (swiatlo, promienie Roentgena, promienowanie γ).

Wg Einsteina kazda energia posiada bezwladnosc, czyli mase. Mase odpowiadajaca danej energii otrzymujemy dzielac energie przez kwadrat prędkosci swiatla: $m = E/c^2$. Na odwrot tez kazda masa przedstawia pewne skupienie energii wg rownania $E = mc^2$. Jednostki energii — to jednostki pracy mechanicznej. Jednostka podstawowa 1 erg = energia kinetyczna ciala o masie 2 g i prędkosci 1 cm/sek. Jednostka praktycznie uzywana jest kilowatgodzina (kWh), przy czym 1 kWh = $3,60 \cdot 10^{13}$ ergow. Energie cieplna mierzymy czesto w kaloriach. Mala kaloria (cal) jest rowna $4,18 \cdot 10^7$ ergow. Tzw. duza kaloria (Kal) jest rowna 1000 cal.

W fizyce atomowej stosowana jest najczesciej inna jednostka energii, elektronowolt (eV). Jest to energia kinetyczna, ktora nabywa w polu elektrycznym czastka niosaca naboj elementarny (tzn. naboj elektronu lub protonu) przebiegajac roznicę potencjalow 1 wolt. W fizyce jadra atomowego uzywa sie jednostki milion razy wiekszej MeV (milion elektronowoltow). Oto sposob przeliczenia jednostek:

$$\begin{aligned}
 1 \text{ erg} &= 6,24 \cdot 10^5 \text{ MeV} && = 2,78 \cdot 10^{-14} \text{ kWh} = 2,39 \cdot 10^{-8} \text{ cal} \\
 1 \text{ MeV} &= && = 1,60 \cdot 10^{-6} \text{ erg} = 4,45 \cdot 10^{-20} \text{ kWh} = 3,83 \cdot 10^{-14} \text{ cal} \\
 1 \text{ kWh} &= 2,25 \cdot 10^{19} \text{ MeV} = 3,60 \cdot 10^{13} \text{ erg} && = 8,60 \cdot 10^5 \text{ cal} \\
 1 \text{ cal} &= 2,62 \cdot 10^{13} \text{ MeV} = 4,18 \cdot 10^7 \text{ erg} = 1,16 \cdot 10^{-6} \text{ kWh}.
 \end{aligned}$$

Energia wiązania jądra — energia potrzebna do rozłożenia jądra na jego składniki elementarne: protony i neutrony. Miarą energii wiązania jest defekt masy jądra. Energię wiązania przypadającą na jedną cząstkę otrzymujemy dzieląc energię wiązania przez liczbę masową jądra.

Fala monochromatyczna — fala o określonej zupełnie długości fali; (dosłownie termin ten oznacza „fala jednobarwna“, ponieważ dla fal świetlnych o barwie światła decyduje wyłącznie długość fali).

Fluor — pierwiastek (liczba atomowa 9, liczba masowa 19). Gaz należący do chlorowców.

Izotopy — atomy o tej samej liczbie atomowej, ale o różnych liczbach masowych (te same własności chemiczne, jądra izotopów różnią się jedynie liczbą neutronów).

Jądro promieniotwórcze — jądro nietrwale, po pewnym czasie zamienia się samorzutnie na inne jądro. Jądra promieniotwórcze wyrzucają bądź 1) elektron (zamiana neutronu na proton w jądrze), bądź 2) pozytron (zamiana protonu na neutron w jądrze), bądź 3) cząstkę α . Ostatnia przemiana zachodzi tylko dla jąder bardzo ciężkich. Przemianom tym może towarzyszyć wysyłanie promieniowania γ .

Jon — atom elektrycznie naładowany lub naładowana elektrycznie drobina (dodatnio lub ujemnie).

Kadm — pierwiastek (liczba atomowa 48, liczby masowe 106—116), metal, silnie pochłania powolne neutrony.

Liczba atomowa (numer atomowy) — liczba elektronów krążących naokoło jądra = liczba protonów w jądrze = numer porządkowy pierwiastka w układzie periodycznym.

Liczba Avogadra — liczba atomów (wzgl. drobin) w jednym molu. Liczba ta wynosi $A = 6,022 \cdot 10^{23}$. Liczba atomów w jednym gramie pierwiastka jest więc dana przez ułamek: $A/\text{ciężar atomowy}$.

Liczba masowa — liczba nukleonów (protonów + neutronów) w jądrze atomu. Umieszczamy ją przy symbolu pierwiastka u góry z lewej strony, np ^{12}C , ^{35}Cl , ^{238}U .

Mnożnik neutronów — liczba wyrażająca stosunek neutronów pewnej generacji do ilości neutronów generacji poprzedniej. Jeśli mnożnik jest k , to liczba neutronów powstałych z N neutronów pierwotnych po n generacjach wynosi Nk^n .

Moderator — materiał zawierający pierwiastki o lekkich i nie-pochłaniających neutrony jądrach, przeznaczony do zmniejszenia prędkości neutronów wylatujących przy pękaniu jąder. Dobrymi moderatorami okazały się węgiel i ciężka woda.

Mol — gramatom (wzgl. gramicząsteczka) — ilość gramów pierwiastka (wzgl. związku chemicznego) równa liczbowo ciężarowi atomowemu (lub cząsteczkowemu).

Nabój elementarny — nabój elektronu (oznaczamy e) $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ kulombów. Przepływ naboju 1 kulomba w sekundzie daje prąd o natężeniu 1 ampera.

Neptun — niewystępujący w przyrodzie pierwiastek w liczbie atomowej 93. Symbol chemiczny Np . Wytwarzany jest sztucznie z izotopu uranu ^{238}U . Jądro ^{238}U przez pochłonięcie neutronu przechodzi w ^{239}U . Ten izotop uranu zamienia się samorzutnie na neptun przez wyrzucenie z jądra elektronu. Jądro ^{239}Np jest promieniotwórcze. Czas połowicznego zaniku wynosi 23 minuty.

Neutrony opóźnione — neutrony, które nie są wyrzucane w chwili pękania jądra, a dopiero przez jądra powstałe przy pękaniu. Jądra te mają różne czasy połowicznego zaniku ze względu na wyrzucane neutrony. Wyznaczono następujące czasy połowicznego zaniku: 57 sek., 24 sek., 7 sek., 2,55 sek.

Pęd — masa \times prędkość: $p = mv$. Wyrażając pęd przez energię kinetyczną i masę, mamy

$$p = \sqrt{2mE}$$

(p = pęd, m = masa, E = energia kinetyczna).

Pluton — niewystępujący w przyrodzie pierwiastek o liczbie atomowej 94. Symbol chemiczny Pu . ^{239}Pu powstaje przy samorzutnym rozpadzie ^{239}Np . Pluton łatwo pęka pod wpływem powolnych neutronów. Pluton może służyć jako materiał wybuchowy w bombie atomowej lub jako potężne źródło energii do celów przemysłowych.

Pole elektryczne — pole występujące w otoczeniu ciał naładowanych elektrycznie, np. między okładkami naładowanego kondensatora. Kierunek pola elektrycznego jest kierunkiem siły wywieranej na ciało dodatnio naładowane, znajdujące się w tym polu.

Pole magnetyczne — stan przestrzeni powstający w otoczeniu magnesów i przewodników, w których płynie prąd. Stan ten powoduje, że 1) igła magnetyczna ustawia się w określonym kierunku (kierunek pola magnetycznego), 2) na poruszający się ładunek elektryczny działa siła prostopadła zarówno do prędkości, jak i kierunku pola. Najsilniejsze pola magnetyczne otrzymujemy przy pomocy elektromagnesów.

Pozytron — cząstka o tej samej masie co elektron. Nabój pozytronu jest równy co do wielkości naboju elektronu, lecz przeciwnego znaku. Pozytrony spotykamy w promieniach kosmicznych, poza tym pozytrony są wysyłane przez niektóre ciała promieniotwórcze otrzymane na drodze sztucznej. Przy spotkaniu pozytronu z elektronem obie cząstki giną wysyłając promieniowanie γ .

Prędkość rezonansowa neutronu — wyróżniona prędkość neutronu, na którą dane jądro jest szczególnie „wrażliwe”. Przykład: jądro ^{238}U , szczególnie łatwo pochłania neutrony o prędkości około 85 km/sek.

Prędkość światła; prędkość światła wynosi $2,99774 \cdot 10^{10}$ cm/sek., czyli w przybliżeniu 300.000 km/sek. Jest to wielkość o podstawowym znaczeniu w teorii względności Einsteina, wg której prędkość żadnego ciała nie może przekroczyć prędkości światła. Masa ciała, którego prędkość zbliża się do prędkości światła, musi rosnać nieograniczenie, w przeciwnym bowiem przypadku można by ciału nadać prędkość większą od prędkości światła. Ta zależność masy ciała od jego prędkości, a więc też jego energii, doprowadziła Einsteina do odkrycia fundamentalnego związku między masą i energią (§ 1).

Promienie kosmiczne — bardzo przenikliwe promienie dochodzące do Ziemi z wszechświata. Obserwowane na Ziemi promienie kosmiczne — to przeważnie promienie wtórne, wytworzone w atmosferze przez promienie pierwotne. W promieniach kosmicznych odkryto po raz pierwszy pozytron i mezon.

Promieniowanie γ — promieniowanie złożone z fal elektromagnetycznych (podobnie jak światło). Długość fali promieniowania γ jest miliony razy mniejsza aniżeli długość fali światła widzialnego. Wskutek tego promieniowanie γ jest bardzo przenikliwe i przechodzi jeszcze przez kilka centymetrów ołowiu. Jądro atomowe o większym zasobie energii niż ta, którą posiada w stanie normalnym (jądro pobudzone), może oddać ten nadmiar energii na zewnątrz w postaci promieniowania γ . Promieniowanie γ spotykamy również w promieniach kosmicznych jako promieniowanie wtórne.

Reakcja łańcuchowa — reakcja, która, rozpoczęta w pewnym punkcie, sama stwarza w sąsiednich punktach warunki do dalszego jej biegu. Przykłady: spalanie węgla, pękanie jąder w stosie lub bombie atomowej.

Rozmiary jądra. Nie jest to wielkość ściśle zdefiniowana. W modelu „kropłowym” jądra przyjmujemy, że nukleony są gęsto ułożone i promień jądra jest wówczas proporcjonalny do pierwiastka trzeciego stopnia z liczby masowej jądra. Promień jądra $= 1,5 \cdot \sqrt[3]{\text{liczba masowa}} \cdot 10^{-13}$ cm. Gęstość materii w jądrze przy takich rozmiarach jest ogromna i wynosi około 140 milionów ton na cm^3 . Mała gęstość materii, z któ-

rażamy do czynienia, pochodzi stąd, że odległości między jądrami są ogromne wobec rozmiarów jądra atomowego.

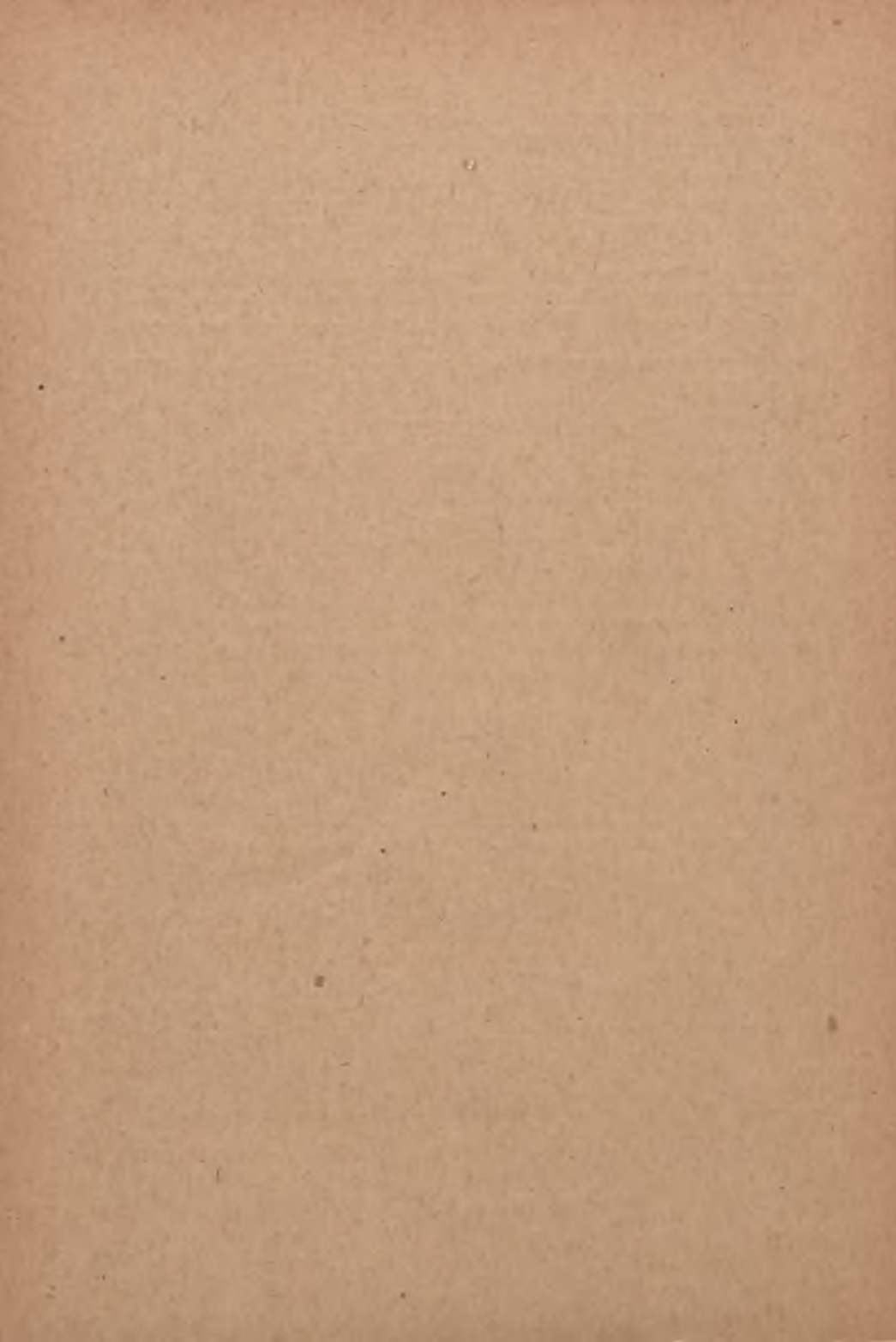
Ruch cieplny — nieuporządkowany ruch cząsteczek gazu, cieczy lub ciała stałego. Średnia energia kinetyczna cząsteczki w ruchu cieplnym jest proporcjonalna do temperatury bezwzględnej i wynosi

$$E = f \frac{1}{2} k T$$

f = stała, zależna od rodzaju cząsteczki; dla ciała stałego i gazu jednoatomowego $f = 3$, dla gazu dwuatomowego $f = 5$, k = stała Boltzmanna = $1,3807 \cdot 10^{-16}$ erg/stopień C, T = temperatura bezwzględna.

Temperatura bezwzględna — temperatura liczona od $- 273^{\circ}$ C (zero bezwzględne).





SPIS TREŚCI

Część I

PODSTAWY FIZYCZNE

	Str.
§ 1. Wstęp	3
§ 2. Równoważność masy i energii	4
§ 3. Budowa atomu	5
§ 4. Uran	8
§ 5. Proton i neutron	10
1. Oddziaływanie między neutronem i jądrem atomu	10
2. Nukleon	12
3. Jądra promieniotwórcze	14
§ 6. Granice obrazu cząsteczkowego	15
§ 7. Siły jądrowe	19
§ 8. Energia wiązania jądra	22
1. Defekt masowy	22
2. Analogia z klubem	24
3. Rozszczepienie ciężkiego jądra jako źródło energii	27
4. Zależność energii wiązania od ilości cząstek	27

Część II

MOŻLIWOŚCI WYZYSKANIA ENERGII JĄDRA ATOMOWEGO

§ 9. Reakcje łańcuchowe	29
§ 10. Pękanie jądra uranu	31
§ 11. Warunki powstawania reakcji łańcuchowej przy pękaniu	37
§ 12. Zależność reakcji łańcuchowej od objętości i składu	40
1. Wpływ powierzchni	40
2. Absorpcja neutronów	42
§ 13. Dwie drogi otrzymania reakcji łańcuchowej	43
Hamowanie neutronów	44
§ 14. Stos	46
§ 15. Bomba atomowa i stos	48
§ 16. Pluton	51
1. Powstawanie i własności plutonu	51
2. Produkcja plutonu w stosie	53

REALIZACJA PRAKTYCZNA		56
§ 17. Praktyczna realizacja stosu		56
1. Zapalenie i regulacja stosu. Rola neutronów opóźnionych		58
2. Stosy w Chicago, Clinton i Hanford		58
§ 18. Otrzymywanie ^{235}U		62
1. Metoda elektromagnetyczna		63
2. „ dyfuzji gazowej		65
§ 19. Zagadnienie bomby atomowej		66
§ 20. Zakończenie		68
Przypisy		71

CENA ZŁ 95.—

3
285

PEDAGOGICZNA
BIBLIOTEKA
WOJEWÓDZKA

Gdańsk-Wrzeszcz
Al. Gen. J. Hallera 14



14582

