

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK NAUKOWY POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ



P O L S K I E   T O W A R Z Y S T W O   F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI wydawane są przez Polskie Towarzystwo Fizyczne jako dwumiesięcznik. Rocznie ukazuje się jeden tom w 6 zeszytach.

Maszynopisy prac należy nadsyłać pod adresem redaktora. Wszystkie ryciny mają być zaopatrzone w krótkie objaśnienia do wydrukowania pod nimi. O przyjęciu pracy do druku rozstrzyga komitet redakcyjny. Autorzy otrzymują 50 odbitek bezpłatnie (z prac przekraczających 16 stron tylko 25).

---

## KOMITET REDAKCYJNY

### *Redaktor*

Szczepan SZCZENIOWSKI, Poznań

### *Członkowie*

Władysław KAPUŚCIŃSKI, Warszawa

Stefan PIENKOWSKI, Warszawa

Wojciech RUBINOWICZ, Warszawa

---

Adres Redakcji: Prof. Szczepan SZCZENIOWSKI, Poznań, Grunwaldzka 14  
Zakład Fizyki U. P.

## PRZEDMOWA

Przystępując do wydawania „Postępów Fizyki“ działamy w myśl przepisu naszego Statutu, który celem naszym czyni krzewienie wiedzy fizycznej w Polsce.

Na wstępie pragniemy spełnić miły obowiązek wyrażając szczerą wdzięczność Władzom Państwowym, których życzliwemu poparciu nasz nowy organ zawdzięcza materialną podstawę istnienia.

„Postępy Fizyki“ nie mają być pismem popularnym w najpełniejszym znaczeniu tego wyrażenia. Nasze nowe pismo przeznaczamy dla tych, którzy mając już pewne przygotowania i interesując się fizyką nie mogą korzystać bezpośrednio z publikacji oryginalnych, przeważnie zbyt specjalnych i trudno dostępnych.

Spodziewamy się, że „Postępy Fizyki“ podając rzetelne i ściśle informacje na temat najbardziej aktualnych zagadnień współczesnej fizyki zdobędą sobie licznych Czytelników zarówno z pośród studiującej młodzieży, jak i z pośród dorosłych.

Dziś w okresie planu sześcioletniego, który nieść ma nasz kraj na wyższy poziom kulturalny i techniczny, wiemy bardzo dobrze, że Rzeczpospolita potrzebuje wielu uczonych, lekarzy, techników, nauczycieli. Istotnym czynnikiem i koniecznym warunkiem postępu społecznego jest znalezienie wśród nich pewnej liczby jednostek sięgających ambicją ponad poziom poprawnej zawodowej rutyny i dążących do głębszego poznania i zrozumienia zjawisk przyrody, z którymi się stykają na swoich odcinkach pracy. „Postępy Fizyki“ mają być pomocą w tych dążeniach. Sądzymy, że przez to będą mogły się przyczynić do przyspieszenia tempa poprawy warunków życia w Polsce. Będzie to naszą dumą i naszą radością.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

## PRAKTYCZNY UKŁAD ELEKTROMAGNETYCZNYCH JEDNOSTEK GIORGIEGO

Fizycy używają dotychczas trzech układów jednostek elektrycznych cgs: elektrostatycznego, elektromagnetycznego i mieszanego (gaussowskiego); prócz tego używa się w wykładzie fizyki i jednostek praktycznych. Sytuacji takiej nie można uważać za zadowalającą; — utrzymuje się ona dotychczas w fizyce raczej siłą tradycji niż dzięki jakimś szczególnym zaletom wspomnianych układów jednostek.

Historycznie biorąc, układy elektromagnetyczny i elektrostatyczny jednostek powstały w pierwszej połowie XIX w. Układ elektromagnetyczny wprowadzony został około 1830 r. przez Gaussa, który oparł się na badaniach Ampère'a i Ohma, dotyczących prądu elektrycznego. Układ elektrostatyczny został wprowadzony dopiero w 20 lat później przez Webera. Oba te układy zostały uznane oficjalnie jako układy cgs dopiero w r. 1873. Układ mieszany, stosujący jednostki elektrostatyczne dla wielkości elektrycznych, elektromagnetyczne zaś dla magnetycznych, wprowadzony został przez Helmholtza i Hertza w latach osiemdziesiątych ubiegłego wieku.

Przyjrzyjmy się jeszcze nieco dokładniej sytuacji, w jakiej zostały wprowadzone do nauki zarówno elektromagnetyczny jak i elektrostatyczny układ jednostek. W okresie tym dominował jeszcze niemal wszechwładnie Newtonowski punkt widzenia, przyjmujący działanie na odległość. Faraday wprawdzie podkreślił już w swych pracach zasadnicze znaczenie pola elektrycznego i magnetycznego, rolę ośrodka i przekazywanie działań tylko od punktu do bezpośrednio sąsiadujących z nim punktów. Jednakże idee Faraday'a nie znalazły jeszcze ścisłego sformułowania matematycznego, które miał dać dopiero Maxwell w latach sześćdziesiątych. Za wzór praw rządzących wszelkimi działaniami przyjmowano Newtonowskie prawo ciążenia:

$$(1) \quad F = k \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (F \text{ — siła, } m_1 \text{ i } m_2 \text{ — masy punktowe, } k \text{ — stała proporcjonalności, } r \text{ — wzajemna odległość mas punktowych}).$$

Wobec tego zasadniczą rolę przyznawano ładunkom elektrycznym bądź też masom magnetycznym uważając pola elektryczne i magnetyczne za konstrukcje pomocnicze. Ponadto podkreślić należy jeszcze jedno. Do końca XIX w. panował w fizyce mechanistyczny punkt widzenia — wszystkie prawa fizyki starano się sprowadzić do praw mechaniki. Uważano więc, że prawa zjawisk elektrycznych i magnetycznych dadzą się też sprowadzić do praw mechaniki; w związku z tym było rzeczą naturalną dążenie do sprowadzenia jednostek elektrycznych i magnetycznych do podstawowych jednostek mechanicznych, centymetra, grama i sekundy. Toteż za punkt wyjścia układu elektrostatycznego jednostek przyjęto prawo Coulomba dla punktowych ładunków elektrycznych w próżni:

$$(2) \quad F = k \frac{Q_1 Q_2}{r^2}, \text{ gdzie } Q_1 \text{ i } Q_2 \text{ oznaczają ładunki elektryczne.}$$

Dla ustalenia jednostki ładunku w tym układzie przyjmuje się — właściwie zupełnie arbitralnie —, że  $k = 1$  i że jest to liczba niemiarowana. Przez to założenie ustalamy wymiar ładunku elektrycznego  $[Q] = g^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ sek}^{-1}$ .

Pojawiają się tu połówkowe potęgi podstawowych wymiarów; te połówkowe potęgi spotykamy w dalszym ciągu w wymiarach wszelkich niemal wielkości elektrycznych i magnetycznych. Nie spotykamy połówkowych potęg w wymiarze pojemności,  $cm$ ; jednakże przy pewnym zastanowieniu się uderza, że przecież pojemność elektrostatyczna pomimo takiego samego wymiaru jest czymś jakościowo zupełnie odmiennym od długości.

Dla opisu pola elektrycznego wprowadzamy w znany z podręczników sposób wektor  $\vec{E}$  natężenia pola elektrycznego, tak że siła jakiej doznaje nabój  $Q$  w polu o natężeniu  $\vec{E}$  jest  $\vec{F} = Q\vec{E}$  (3). Za przykładem Maxwella możemy dalej wprowadzić dla opisu działań influencyjnych pola elektrycznego wektor  $\vec{D}$ , czyli wektor przesunięcia elektrycznego (lub indukcji elektrycznej). Strumień tego wektora przez dowolną powierzchnię zamkniętą dany jest przez całkę powierzchniową rozciągniętą na tę powierzchnię, przy czym

$$(4) \quad \iint D_n \, d\mathcal{f} = 4\pi Q,$$

gdzie  $Q$  oznacza całkowity nabój zawarty wewnątrz tej powierzchni,

$D_n$  zaś — rzut wektora  $\vec{D}$  na kierunek normalnej zewnętrznej. Jeśli przez  $\rho$  oznaczymy gęstość przestrzenną naboju we wnętrzu powierzchni zamkniętej  $A$ , mamy wobec tego

$$(5) \quad \iiint D_n \, d\tau = 4\pi \iiint_A \rho \, d\tau$$

( $d\tau$  — element objętości).

Równanie (5) słuszne jest w dowolnym ośrodku; w ośrodku takim mamy  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$  (6), gdzie  $\epsilon$  oznacza stałą dielektryczną, która w układzie elektrostatycznym jest liczbą oderwaną. W próżni  $\epsilon = 1$ , a więc  $\vec{D} = \vec{E}$ .

W zasadzie więc w układzie elektrostatycznym do opisu pola elektrycznego wystarcza jeden wektor. Potencjał w polu elektrostatycznym wprowadzamy przy pomocy definicji

$$(7) \quad \int_1^2 E_s \, ds = V_1 - V_2,$$

gdzie całka oznacza całkę krzywoliniową rozciągniętą po dowolnej drodze od punktu 1 do punktu 2,  $ds$  element drogi,  $E_s$  zaś — składową natężenia pola w kierunku elementu drogi.

Inaczej mamy

$$(8) \quad E_s = -\frac{dV}{ds}.$$

Pole elektryczne powiązane jest z polem magnetycznym dwoma podstawowymi związkami. Prąd elektryczny, jak to stwierdził Oersted, otaczają linie pola magnetycznego. Prąd elektryczny może być bądź prądem przewodzonym, bądź prądem konwekcyjnym (ruchem ładunków z materią), bądź wreszcie prądem przesunięcia, polegającym na zmianie wektora  $\vec{D}$  w czasie, przy czym, jak to postulował pierwszy Maxwell, również i w próżni prąd przesunięcia wywołuje powstanie pola magnetycznego.

Dla opisu pola magnetycznego wprowadzamy wektor  $\vec{H}$  natężenia pola, którego kierunek dany jest przez igłę magnetyczną. Powiązanie wektora tego z wektorami elektrycznymi dane jest przez pierwszy wzór Maxwella

$$(9) \quad \oint \vec{H}_s \, ds = 4\pi I,$$

gdzie całka wzięta jest wzdłuż dowolnej krzywej zamkniętej  $s$  otaczającej prąd o natężeniu  $I$ . Całkowite natężenie prądu

$$(10) \quad I = \iint i_n \, d\vec{f},$$

gdzie  $\vec{i}$  jest to wektor gęstości prądu, a całka — jest to całka powierzchniowa, rozciągnięta na dowolną powierzchnię obrzeżoną krzywą  $s$ , przy czym kierunek normalnej zwrócony jest w kierunku prądu. Gęstość prądu  $\vec{i}$  składa się z gęstości  $\vec{S}$  prądu przewodzonego i z gęstości prądu przesunięcia, która w układzie elektrycznym dana jest przez  $\vec{D}/4\pi$  (kropka oznacza tu pochodną względem czasu). Mamy więc ostatecznie

$$(11) \quad \oint \vec{H}_s \, ds = 4\pi \iint \left( \frac{\vec{D}_n}{4\pi} + S_n \right) d\vec{f} = \iint (\vec{D}_n + 4\pi S_n) d\vec{f}.$$

Gdy mamy ładunki elektryczne o gęstości przestrzennej  $\rho$  poruszające się z prędkością  $\vec{v}$ , to

$$(12) \quad \vec{S} = \rho \vec{v}.$$

Z chwilą, gdy ustaliliśmy jednostkę natężenia prądu elektrycznego, wzór (9) ustala jednostkę natężenia pola magnetycznego.

Inne powiązanie pola elektrycznego z magnetycznym daje drugi wzór Maxwella, stanowiący matematyczne sformułowanie Faradayowskiego prawa indukcji elektromagnetycznej. W związku z tym wprowadzamy drugi wektor magnetyczny, tzw. wektor  $\vec{B}$  indukcji magne-

tycznej. Przez  $\Phi$  oznaczać będziemy strumień indukcji magnetycznej przez pewną powierzchnię

$$(13) \quad \Phi = \int \int B_n \, d\mathcal{f}.$$

Drugi wzór Maxwella, orzekający, że w obszarach, gdzie pole magnetyczne ulega zmianom w czasie, powstaje wirowe pole elektryczne, ma postać:

$$(14) \quad \oint E_s \, ds = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \int \int B_n \, d\mathcal{f} = - \int \int \dot{B}_n \, d\mathcal{f}.$$

Wzór ten pozwala ustalić jednostkę indukcji magnetycznej i jej wymiar; okazuje się, że wymiar ten jest inny niż wymiar  $\vec{H}$ .

W próżni mamy

$$(15) \quad \vec{B} = \frac{\vec{H}}{c^2},$$

gdzie  $c$  oznacza co do wartości i wymiaru prędkość światła.

W dowolnym ośrodku mamy

$$(16) \quad \vec{B} = \frac{\mu \cdot \vec{H}}{c^2},$$

gdzie liczba oderwana  $\mu$  oznacza przenikliwość magnetyczną ośrodka.

Elektromagnetyczny układ jednostek w swej postaci pierwotnej bierze za punkt wyjścia prawo Coulomba dla mas magnetycznych punktów w próżni

$$(17) \quad F = k \frac{P_1 P_2}{r^2}.$$

I tu dla zdefiniowania jednostki masy magnetycznej kładziemy w sposób arbitralny  $k = 1$ , wskutek czego  $P$  uzyskuje ten sam wymiar, co poprzednio  $Q$ ; jednakże  $P$  jest wielkością jakościowo zupełnie inną niż  $Q$ .



Równania Maxwella zachowują i w układzie elektromagnetycznym swą postać. Kładziemy jednak teraz w próżni  $\vec{B} = \vec{H}$ , a w dowolnym ośrodku  $\vec{B} = \mu \vec{H}$ .

Wektor  $\vec{B}$  spełnia dla każdej powierzchni zamkniętej związek

$$(18) \quad \iint B_n d\mathbf{f} = 0,$$

z którego wynika, że nie istnieje prawdziwy magnetyczny odpowiednik ładunku elektrycznego.

Do określenia wymiaru  $\vec{B}$  czy  $\vec{H}$  posłużyć może związek analogiczny do (3):

$$(19) \quad \vec{F} = P\vec{H},$$

dający siłę, z jaką pole o wartości natężenia  $\vec{H}$  działa na masę magnetyczną  $P$ . Z chwilą, gdy znamy wymiar  $\vec{H}$ , możemy z równania (9) określić wymiar  $I$ , a stąd wymiar ładunku elektrycznego, gdyż natężenie prądu przewodzonego

$$(20) \quad I = \frac{dQ}{dt}.$$

Ponieważ  $\frac{\vec{D}}{4\pi}$  ma wymiar gęstości prądu, czyli stosunku natężenia prądu do powierzchni, znajdujemy łatwo wymiar  $\vec{D}$ . Wymiar  $\vec{E}$  natomiast określa związek (14). Znajdujemy teraz dla próżni  $\vec{D} = \frac{\vec{E}}{c^2}$ , a w dowolnym ośrodku  $\vec{D} = \frac{\epsilon \vec{E}}{c^2}$ .

Możemy wreszcie powiązać wielkości magnetyczne z elektrycznymi i przy pomocy wzoru (21)  $F = IB\Delta l$  dającego wartość siły, z jaką pole magnetyczne o indukcji  $\vec{B}$  działa na prostopadły do kierunku  $\vec{B}$  odcinek długości  $\Delta l$  przewodnika, przez który płynie prąd o natężeniu  $I$ .

Przekonujemy się zatem, że w układzie elektrostatycznym należy dla opisu pola magnetycznego wprowadzić dwa różne i o różnych wymiarach wektory magnetyczne,  $\vec{B}$  i  $\vec{H}$ ; podobnie w układzie elektromagnetycznym dla opisu pola elektrycznego wprowadzamy dwa różne i o różnych wymiarach wektory  $\vec{D}$  i  $\vec{E}$ .

Prędkość światła wprowadził pierwszy do wzorów teorii pola elektromagnetycznego właściwie Maxwell; od jego też czasów datuje się zrozumienie istotnej i zasadniczej roli pól elektrycznego i magnetycznego, a nie ładunku elektrycznego i masy magnetycznej, i stopniowa zmiana budowy teorii elektryczności i magnetyzmu, idąca w kierunku podkreślenia znaczenia pola. Maxwell zwrócił też uwagę na to, że stosunek jednostki elektromagnetycznej do jednostki elektrostatycznej ładunku elektrycznego jest równy c<sup>2</sup> do wielkości i wymiaru prędkości światła.

Jak już wspomniano poprzednio, utarło się dzisiaj w fizyce teoretycznej stosowanie mieszanego (gaussowskiego) układu, korzystającego z jednostek elektrostatycznych dla wielkości elektrycznych i elektromagnetycznych dla wielkości magnetycznych.

Pociąga to za sobą konieczność wprowadzenia *explicite* prędkości światła do wzorów, które przybierają wobec tego postać:

$$(22) \quad \oint F_s ds = - \frac{1}{c} \iint \dot{B}_n d\mathcal{A}.$$

$$(23) \quad \oint H_s ds = \frac{1}{c} \iint (\dot{D}_n + 4\pi S_n) d\mathcal{A}.$$

$$(24) \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}.$$

$$(25) \quad \vec{B} = \mu \vec{H}.$$

$$(26) \quad F = \frac{IB \Delta l}{c}.$$

Pisząc wzory dla pola elektromagnetycznego w sposób powyższy, wprowadzamy właściwie dwie różne jednostki dla każdej z wielkości, występujących w tych wzorach, i musimy następnie przerachowywać jedno z tych jednostek na drugie, co właśnie powoduje pojawienie

się czynnika  $c$  we wzorach. Przyzwyczajenie stępa wrażliwość na taki stan rzeczy, trudno jednak nie zgodzić się z Sommerfeldem (4, 5), który uważa za conajmniej bardzo mało dydaktyczne stwierdzenie, że ładunek elektryczny wyrażać możemy dwiema liczbami, stojącymi w stosunku  $c$  *cm/sek* do siebie.

Jaskrawo naruszony tu jest prosty i zrozumiały postulat, by każda z wielkości fizycznych miała swój określony wymiar.

Jeśli chodzi o elektromagnetyczny układ jednostek, to należy podkreślić dużą sztuczność opierania jego budowy na prawie Coulomba dla mas magnetycznych. Prawdziwy magnetyzm nie istnieje, jak to wynika z wzoru (18); bieguny magnetyczne występują zawsze parami. Co więcej, jak wynika z ujęcia wzorów Maxwella w szczególnej teorii względności, masa magnetyczna nie jest prawdziwym skalarem a pseudoskalarem, który zmienia znak, gdy przechodzimy od prawoskrętnego do lewoskrętnego układu współrzędnych. Prawo Coulomba w magnetyzmie nie jest więc właściwą podstawą do budowy układu jednostek, a pojęcie masy magnetycznej może grać tylko rolę pomocniczą.

Daleko ważniejsze jest pojęcie momentu magnetycznego  $\vec{M}$ ; na moment magnetyczny, znajdujący się w polu magnetycznym o natężeniu  $\vec{H}$ , działa moment mechaniczny  $\vec{N} = \vec{M} \times \vec{H}$  (krzyżykiem oznaczam tu iloczyn wektorowy). Ten raczej wzór można przyjąć za podstawę dla budowy elektromagnetycznego układu jednostek.

Układy elektrostatyczny, elektromagnetyczny i mieszany cgs stosowane są w fizyce i to raczej w rozważaniach teoretycznych. W elektrotechnice i w fizyce doświadczalnej stosujemy najczęściej praktyczny układ jednostek, oparty na amperze i woltie. Om, wolt i farad wprowadzone zostały do praktyki w r. 1867. W roku 1881, na Kongresie Międzynarodowym Elektryków, wprowadzono amper, kulomb i henry. Jednostki te wiążą się ściśle z jednostkami układu elektromagnetycznego; tak więc  $1 \text{ om} = 10^9 \text{ j. em.}$ ,  $1 \text{ wolt} = 10^8 \text{ j. em.}$ ,  $1 \text{ farad} = 10^{-9} \text{ j. m.}$ ,  $1 \text{ amper} = 10^{-1} \text{ j. em.}$ ,  $1 \text{ henry} = 10^{-9} \text{ j. em.}$

W związku z wprowadzeniem jednostek praktycznych ustalono wzorce tych jednostek. Do niedawna wzorce takie, określające tzw. jednostki międzynarodowe, ustalone były w sposób następujący:

1 amper międzynarodowy — prąd wydzielający w woltametrze srebrnym z roztworu  $\text{AgNO}_3$  o określonym stężeniu 1,11800 mg srebra na sekundę.

1 om międzynarodowy — opór w  $O^0$  słupka ręci o stałym przekroju o długości w  $O^0$  1,06300 m, a o masie 14,4521 g.

Te dwie jednostki pozwalają określić volt międzynarodowy; jako pomocniczy wzorzec tego volta przyjmuje się ogniwo Westona, którego SEM w temperaturze  $20^0$  ma wynosić 1,01830 V.

Do 1935 r. w elektrotechnice panował zwyczaj stosowania jednostek cgs do mierzenia natężeń pól elektrycznych i magnetycznych, natomiast jednostek praktycznych międzynarodowych do wielkości pozostałych. Ten sam zwyczaj przyjął się zresztą i w fizyce doświadczalnej; pociągnęło to za sobą konieczność wprowadzania dodatkowych współczynników w równaniach podstawowych pola elektromagnetycznego.

Tak więc trudno uznać stan rzeczy panujący w elektrotechnice do r. 1935 i w fizyce doświadczalnej w znacznej mierze do dzisiaj — za zadowalający. Stosuje się równocześnie kilka układów jednostek, wzory wiążące te jednostki z jednostkami układu cgs są mocno nieprzejrzyste, do równań podstawowych trzeba wprowadzać dodatkowe współczynniki, przy korzystaniu zaś z tych równań trzeba często rachowywać jednostki z jednego układu do drugiego.

W dodatku okazało się, że jednostki międzynarodowe nie pokrywają się z jednostkami teoretycznymi, tak jak to było pierwotnie zamierzone. Precyzyjne pomiary wykazały że według danych z r. 1946 mamy:

1 ohm międzynar.	= 1,00049 · 10 <sup>9</sup> j. em
1 amp. międzynar.	= 0,99985 · 10 <sup>-1</sup> j. em
1 volt międzynar.	= 1,00034 · 10 <sup>8</sup> j. em
1 wat międzynar.	= 1 A · 1 V = 1,00019 joule'a/sek.

Z tego też względu Międzynarodowy Komitet Elektrotechniczny przyjął w r. 1935 za obowiązujący układ jednostek *mksA*, zaproponowany przez Giorgi'ego jeszcze w r. 1901. Przejdziemy teraz do omówienia tego systemu.

1. Za jednostki podstawowe długości, masy i czasu proponuje Giorgi przyjąć metr, kilogram i sekundę, zamiast centymetra, grama i sekundy. Jest to właściwie nawrót do pierwotnych podstawowych wzorców, gdyż wzorcem długości jest właśnie metr, a wzorcem masy kilogram. Zmiana ta pociąga za sobą zmianę jednostek wtórnych. W szczególności jednostką siły będzie siła nadająca masie 1 kg przy-

spieszenie  $1 \text{ m/sek}^2$ . Siła taka równa jest  $10^5 \text{ dyn}$  — przyjęto dla niej nazwę newtona ( $N$ ). Jednostką pracy jest newton  $\times$  metr  $= 10^7 \text{ ergów} = 1 \text{ joule}$ .

2. Jednostek elektrycznych i magnetycznych nie sprowadzamy do jednostek mechanicznych, lecz wprowadzamy czwartą jednostkę podstawową, amper absolutny. Używa się pomocniczo również i wolta absolutnego, ale jest on sprzężony z amperem absolutnym (w dalszym ciągu mówić będziemy poprostu o amperze i woltcie) zależnością podstawową

$$(A) \quad 1 \text{ A} \cdot 1 \text{ V} = 1 \text{ W} = 1 \frac{\text{joule}}{\text{sek}}$$

Wprowadzenie czwartej jednostki podstawowej powoduje, że wszystkie wzory wymiarowe nauki o elektryczności i magnetyzmie stają się przejrzystsze i możemy z nich wyciągać wnioski metodą analizy wymiarowej. Weźmy za przykładem Sommerfelda przykład przewodnictwa właściwego  $\gamma$ . Przewodnictwo to jest odwrotnością oporu właściwego, którego wymiar jest  $\Omega \cdot \text{cm}$ . A więc

$$[\gamma]^* = [\text{ohm}]^{-1} \text{ cm}^{-1}, \text{ ale } [\text{ohm}] = \frac{[\text{wat}]}{[\text{amp}]^2} = \frac{\text{erg/sek}}{[\text{ladunek}]^2/\text{sek}^2}$$

Z drugiej strony w układzie elektrostatycznym jednostek  $[\text{ladunek}]^2 = \text{dyna} \cdot \text{cm}^2$ . Mamy więc w tym układzie:  $[\text{ohm}] = \frac{\text{erg} \cdot \text{sek}}{\text{dyna} \cdot \text{cm}^2} = \frac{\text{sek}}{\text{cm}}$ . Podstawiając, znajdziemy:

$$[\gamma] = \text{sek}^{-1}.$$

Wzór ten nic nam nie mówi o przewodnictwie właściwym.

Zobaczmy teraz, jak wygląda ta sprawa z punktu widzenia Giorgiego. Tu znów

$$\begin{aligned} [\text{ohm}] &= \frac{\text{wat}}{\text{amp}^2}, \text{ a więc: } [\gamma] = \frac{\text{amp}^3}{\text{wat} \cdot \text{n.}} = \frac{\text{amp}^2 \cdot \text{sek.}}{N \cdot \text{m}^2} = \\ &= (\text{amp} \cdot \text{sek})^2 \cdot \frac{m}{N \cdot \text{sek} \cdot \text{m}^3}. \end{aligned}$$

\*) Nawias kwadratowy oznacza wymiar wielkości w nawiasie.

Ale *amp. sek* — to jednostka ładunku, *m* — długości, *N. sek* — popędu lub pędu, wreszcie *m<sup>3</sup>* — odwrotności objętości, a więc np. liczby ładunków na jednostkę objętości. Tego rodzaju wymiar sugeruje nam zatem wprost znany z elektronowej teorii metali wzór

$$\gamma \sim \frac{e l n}{m v},$$

gdzie *e* oznacza ładunek elektronu, *l* — jego drogę swobodną, *n* — liczbę elektronów na jednostkę objętości, *mv* zaś — pęd elektronu.

Wallot (6) podaje nieco przejawiskawioną, ale pouczającą, analogię z mechaniki, ilustrującą nieusprawiedliwioną chęć sprowadzania wielkości elektrycznych i magnetycznych do czysto mechanicznych, jak to czynimy w układach elektrostatycznym i elektromagnetycznym jednostek. Wyobraźmy sobie, powiada Wallot, że ktoś chce sprowadzić jednostki mechaniczne do czysto kinematycznych, *cm* i *sek*. Wobec tego — w sposób dowolny, tak zresztą jak czynimy kładąc *k = 1* we wzorze Coulomba (2), zakłada, że dla pewnej substancji wzorcowej, np. dla miedzi, gęstość *d = 1* uważając gęstość za liczbę niemianowaną.

Ponieważ gęstość  $d = \frac{m}{v}$  (*v* = objętość), wynika stąd, że *m = v*.

A zatem wymiar masy jest równy wymiarowi objętości, czyli wynosi *cm<sup>3</sup>*. W ten sposób uzyskujemy pewien układ jednostek. Inny układ możemy uzyskać uważając wartość innej wielkości dla miedzi za 1, znów liczbę niemianowaną. Za wielkość tę oberzemy np. moduł sztywności miedzi *Q*. Ale wiemy, że prędkość fal poprzecznych sprężystych w miedzi jest  $u = \sqrt{\frac{Q}{d}}$ , czyli według naszego założenia,  $u = \frac{1}{d^2}$ . Znajdujemy więc, że  $d = \frac{1}{u^2} \frac{\text{sek}^2}{\text{cm}^2}$ . Ale  $d = \frac{m}{v}$ , a więc  $m = v/u^2$ . A zatem wymiar masy jest w tym drugim układzie jednostek równy *cm. sek<sup>2</sup>*.

Jak widzimy w naszych dwu różnych układach masa ma dwa różne wymiary. Stosunek tych wymiarów jest równy *cm<sup>3</sup>*:  $\text{cm. sek}^2 = (\text{cm/sek})^2$  — jest to więc kwadrat prędkości, a mianowicie kwadrat prędkości *u* poprzecznych fal sprężystych w miedzi. Jak widzimy, analogia do stosunków spotykanych dla układów elektrostatycznego i elektromagnetycznego jednostek jest bardzo uderzająca.

	Układ praktyczny	Układ elektrostatyczny
Równania Maxwella	$\vec{\text{rot}} E = -\dot{\vec{B}}$ $\vec{\text{rot}} H = \dot{\vec{D}} + \vec{S}$ $\vec{\text{div}} \vec{S} = -\dot{Q}$ $\vec{\text{div}} D = Q$ $\vec{\text{div}} B = 0$ $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$ $\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$ $\vec{S} = \gamma \vec{E}$	$\vec{\text{rot}} E = -\dot{\vec{B}}$ $\vec{\text{rot}} H = \dot{\vec{D}} + 4\pi \vec{S}$ $\vec{\text{div}} \vec{S} = -\dot{Q}$ $\vec{\text{div}} D = 4\pi Q$ $\vec{\text{div}} B = 0$ $\vec{B} = \mu \frac{H}{c^2}$ $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ $\vec{S} = \gamma \vec{E}$
Pojemność kondensatora płaskiego	$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 F}{l}$ faradów	$C = \frac{\epsilon F}{4\pi l}$ cm
Pojemność kuli	$C = 4\pi \epsilon \epsilon_0 r$ far.	$C = \epsilon r$ cm
Natężenie pola magnetycz- nego wewnątrz solenoidu	$H = \frac{n I}{l}$ A/m	
Gęstość energii pola magnetycznego	$W = 1/2 (ED + HB) \frac{\text{joule}}{m^3}$	
Siła działająca na ładunek w polu elektrycznym	$\vec{F} = Q\vec{E}$ N	$\vec{F} = Q\vec{E}$ dyn
Siła magneto - elektryczna działająca na ładunek elek- tryczny w ruchu	$F = QvB$ N	
Siła działająca między dwo- ma przewodnikami z prądem	$F = \frac{\mu \mu_0 I_1 I_2 \Delta l}{2\pi} N$	

## Układ elektromagnetyczny

$$\text{rot } \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{D} + 4\pi \vec{S}$$

$$\text{div } \vec{S} = -\dot{\rho}$$

$$\text{div } \vec{D} = 4\pi \rho$$

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

$$\vec{S} = \gamma \vec{E}$$

$$\vec{D} = \frac{\epsilon}{c^2} \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$H = \frac{4\pi n I}{l} \text{ oerstedów}$$

$$F = QvB \text{ dyn}$$

$$F = \frac{2 \mu I_1 I_2 \Delta l}{r} \text{ dyn}$$

## Układ Gaussa

$$\text{rot } \vec{E} = -1/c \dot{\vec{B}}$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\dot{\vec{D}}}{c} + \frac{4\pi \vec{S}}{c}$$

$$\text{div } \vec{S} = -\dot{\rho}$$

$$\text{div } \vec{D} = 4\pi \rho$$

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

$$\vec{S} = \gamma \vec{E}$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$C = \frac{\epsilon F}{4\pi l} \text{ cm}$$

$$C = \epsilon r \text{ cm}$$

$$H = \frac{4\pi r I}{c l} \text{ oerstedów}$$

$$W = \frac{1}{8\pi} (ED + HB) \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$$

$$\vec{F} = QE \text{ dyn}$$

$$F = \frac{QvB}{c} \text{ dyn}$$

$$F = \frac{2 \mu I_1 I_2 \Delta l}{c^2 r} \text{ dyn}$$



Tablica II

## Jednostki układu praktycznego Giorgi'ego.

Ładunek	$Q$	$1 C = 1 A \cdot sek$
Natężenie prądu	$I$	$1 A$
Napięcie	$V$	$1 V$
Pojemność	$C$	$1 F = 1 A \cdot sek/V$
Opór	$R$	$1 \Omega = 1 V/A$
Samoi indukcja	$L$	$1 H = 1 V \cdot sek/A$
Natężenie pola elektrycznego	$\rightarrow$ $E$	$1 V/m$
Wektor przesunięcia elektrycznego	$\rightarrow$ $D$	$1 C/m^2 = 1 A \cdot sek/m^2$
Stała dielektryczna próżni		$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} = \frac{1}{4\pi \cdot 10^{-7} c^2} \frac{A \cdot sek}{V \cdot m} = \frac{1}{4\pi \cdot 10^{-7} c^2} F/m$
Natężenie pola magnetycznego	$\rightarrow$ $H$	$1 A/m$
Strumień indukcji magnetycznej		$1 Wb \text{ (weber)} = 1 V \cdot sek$
Indukcja magnetyczna	$\rightarrow$ $B$	$1 \frac{V \cdot sek}{m^2} = 10^4 \text{ gaussów}$
Przenikliwość magnetyczna próżni		$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{V \cdot sek}{A \cdot m} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{henry}}{m}$
Siła	$\rightarrow$ $F$	$1 N = \frac{1 \text{ kg} \cdot m}{sek^2}$
Energia	$W$	$1 J = 1 W \cdot sek = 1 V \cdot A \cdot sek = N \cdot m$
Prędkość światła w próżni		$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2.09776 \cdot 10^8 \text{ m/sek} \cong 3 \cdot 10^8 \text{ m/sek}$
Impedancja charakterystyczna próżni		$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 4\pi c \cdot 10^{-7} \frac{V}{A} = 4\pi c \cdot 10^{-7} \Omega \cong 377 \Omega$

3. Układ jednostek, proponowany przez Giorgiego, jest zracjonalizowany. Racjonalizacja ta polega na opuszczeniu czynnika  $4\pi$  w pewnych wzorach, a wprowadzeniu go natomiast w innych. Chodzi o to, że wówczas, gdy mamy we wzorach do czynienia z symetrią kulistą, rzeczą naturalną jest występowanie czynnika  $4\pi$ , reprezentującego pełny kąt bryłowy, jeśli natomiast chodzi o symetrię walcową, naturalny w tym sensie jest czynnik  $2\pi$ .

Dlatego też Giorgi pisze wzory Maxwellowskie jak następuje:

$$(27) \quad \oint E_s ds = - \int \int \dot{B}_n d\mathbf{f},$$

$$(28) \quad \oint H_s ds = \int \int (\dot{D}_n + S_n) d\mathbf{f},$$

$$(29) \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H},$$

$$(30) \quad \vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E},$$

$$(31) \quad \int \int B_n d\mathbf{f} = 0,$$

$$(32) \quad \int \int D_n d\mathbf{f} = Q,$$

( $\mu$  i  $\epsilon$  — liczby niemianowane; w próżni  $\epsilon$  i  $\mu = 1$ ).

Układ ten uzupełnić należy dwoma wzorami mającymi duże znaczenie praktyczne, a wiążącymi się z równaniem (28). Chodzi tu mianowicie o pole magnetyczne we wnętrzu solenoidu i o siłę, jakiej doznaje w polu magnetycznym przewodnik, przez który płynie prąd. Jeśli mamy długi i wąski solenoid o długości  $l$  i  $n$  uzwojeniach, przez które płynie prąd o natężeniu  $I$ , to natężenie pola magnetycznego jednorodnego powstającego we wnętrzu solenoidu wyraża się wzorem

$$(33) \quad H = \frac{n I}{l},$$

kierunek zaś pola zgodny jest w osi solenoidu i związany jest z kierunkiem obiegu  $I$  regułą prawoskrętnego korkociągu.

Tablica III

Zestawienie jednostek  
(kładziemy  $c =$ 

Wielkość	Układ elektrostatyczny c g s
Ładunek elektryczny	$g^{1/2} cm^{3/2} sek^{-1} = \frac{1}{3} \cdot 10^{-9} C$
Prąd elektryczny	$g^{1/2} cm^{3/2} sek^{-2} = \frac{1}{3} \cdot 10^{-9} A$
Napięcie	$g^{1/2} cm^{1/2} sek^{-2} = 300 V$
Natężenie pola elektrycznego	$g^{1/2} cm^{1/2} sek^{-1} = 3 \cdot 10^4 V/m$
Opór	$cm^{-1} sek = 9 \cdot 10^{11} \Omega$
Pojemność elektryczna	$cm = \frac{1}{9} 10^{-11} F$
Stała dielektryczna próżni	1
Przenikliwość magnetyczna próżni	$\frac{1}{9 \cdot 10^{20}} cm^{-2} sek^2$
Strumień indukcji magnetycznej	$g^{1/2} cm^{1/2} = 300 Wb$
Natężenie pola magnetycznego	$g^{1/2} cm^{1/2} sek^{-2} = \frac{10}{4 \pi c} \frac{A}{m}$
Indukcja magnetyczna	$g^{1/2} cm^{-1/2} = 3 \cdot 10^6 \frac{Wb}{m^2}$
Wektor przesunięcia elektrycznego	$g^{1/2} cm^{-1/2} sek^{-1} = \frac{10^3}{4 \pi c} C/m^2$

elektromagnetycznych c g s  
 $3 \cdot 10^8 \text{ m/sek} = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sek}$

Układ elektromagnetyczny cgs

Układ mieszany Gaussa

$$g^{1/2} \text{ cm}^{1/2} = 10 \text{ C}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ sek}^{-1}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{1/2} \text{ sek}^{-1} = 10 \text{ A}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ sek}^{-2}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ sek}^{-2} = 10^{-8} \text{ V}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{1/2} \text{ sek}^{-1}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{1/2} \text{ sek}^{-2} = 10^{-6} \text{ V/m}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{-1/2} \text{ sek}^{-1}$$

$$\text{cm} \cdot \text{sek}^{-1} = 10^{-9} \Omega$$

$$\text{cm}^{-1} \text{ sek}$$

$$\text{cm}^{-2} \text{ sek}^2 = 10^9 \text{ F}$$

$$\text{cm}$$

$$\frac{1}{9 \cdot 10^{20}} \text{ cm}^{-2} \text{ sek}^2$$

$$1$$

$$1$$

$$1$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ sek}^{-1} = 10^{-8} \text{ Wb} \\ = 1 \text{ maxwell}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ sek}^{-1}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{-1/2} \text{ sek}^{-1} = 1 \text{ oersted}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{-1/2} \text{ sek}^{-1} = 1 \text{ oersted}$$

$$= \frac{10^3}{4\pi} \text{ A/m} = 79,6 \text{ A/m}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{-1/2} \text{ sek}^{-1} = 1 \text{ gauss} = \\ = 10^{-4} \text{ Wb/m}^2$$

$$1 \text{ gauss}$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{-3/2} = 10^5/4\pi \text{ C/m}^2$$

$$g^{1/2} \text{ cm}^{-3/2} \text{ sek}^{-1}$$

Gdy natomiast weźmiemy pod uwagę element długości  $\vec{dl}$  przewodnika, przez który płynie prąd o natężeniu  $I$ , na element ten działa siła

$$(34) \quad \vec{F} = I \vec{dl} \times \vec{B},$$

przy czym we wzorze powyższym krzyżyk oznacza iloczyn wektorowy; wektor  $\vec{dl}$  posiada kierunek przewodnika, obierany zgodnie z kierunkiem prądu.

Wreszcie wzór

(35)  $\vec{F} = Q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$  daje siłę, działającą na ładunek  $Q$ , poruszający się z prędkością  $\vec{v}$  i znajdujący się w polu elektromagnetycznym o natężeniu pola elektrycznego  $\vec{E}$  i indukcji magnetycznej  $\vec{B}$ . Dla  $\vec{v} = 0$  wzór ten redukuje się do wzoru (3), który pozwala ustalić wymiar natężenia pola.

Równanie (3), zachowane w praktycznym układzie jednostek elektromagnetycznych Giorgi'ego, można uważać za równanie definicyjne wektora  $\vec{E}$ . Wektor  $\vec{D}$  definiujemy przy pomocy influencyjnych ładunków powierzchniowych, pojawiających się na płytkach metalowych rozłączanych w polu elektrostatycznym; ładunek  $\Delta Q$ , powstający na płytce o powierzchni  $\Delta f$ , dany jest przez wzór:  $\Delta Q = D_n \Delta f$ .

Wzór (33) może być użyty do definicji wektora  $\vec{H}$  przy pomocy elementarnego solenoidu; badane pole magnetyczne kompensujemy polem odpowiednio ustawionego solenoidu, którego oś wyznacza kierunek pola magnetycznego. Wreszcie wzór (34) może połużyć do określenia wektora  $\vec{B}$ .

Inna powszechnie znana metoda określania wektora  $\vec{B}$  oparta jest na wzorze (27). Wzór ten pozwala określać  $\vec{B}$  na podstawie pomiaru ładunku przepływającego przez galwanometr balistyczny pod działaniem chwilowej siły elektromotorycznej, indukowanej skutkiem znanej zmiany strumienia indukcji magnetycznej, płynącego przez odpowiednią cewczkę próbną.

4. Pozostaje jeszcze ustalenie ampera i wolta absolutnego. Ustalenie to opiera się na umowie podstawowej (A), oraz na wzorze dającym siłę wzajemnego przyciągania się dwu przewodników.

Z wzorów podstawowych wynika, że dookoła liniowego bardzo długiego przewodnika, przez który płynie prąd o natężeniu  $I_1$ , powstaje pole magnetyczne, którego linie natężenia są kołami, otaczającymi koncentrycznie przewodnik. Natężenie pola w odległości  $r$  od przewodnika wynosi  $H = \frac{I_1}{2\pi r}$ . Jeśli równoległe do pierwszego przewodnika umieścimy w odległości  $r$  drugi również bardzo długi, przez który płynie prąd o natężeniu  $I_2$ , to na odcinek  $\Delta l$  tego przewodnika działać będzie według wzoru (34) siła przyciągająca go do pierwszego i wynosząca

$$(B) \quad I_2 \Delta l \cdot B = I_2 \Delta l \cdot \mu_0 H = \mu_0 \cdot \frac{I_1 I_2 \Delta l}{2\pi r}.$$

Amper absolutny określamy kładąc  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ .

Inaczej mówiąc jeśli przez pierwszy i drugi przewodnik płyną prądy o natężeniu 1 amp. abs. i przewodniki są do siebie równoległe znajdując się w odległości 1 m, to na odcinek jednego z nich, długości 1 metra, działa siła wynosząca

$$2 \cdot 10^{-7} \text{ N.}$$

Mając określony amper absolutny możemy z wzoru (A) określić wolt absolutny. Wymiary innych jednostek wyprowadzamy z ampera i wolta.

Tablica I zawiera zestawienie wzorów w układach praktycznym Giorgi'ego, elektrostatycznym, elektromagnetycznym i Gaussowskim. Równania Maxwella piszemy w formie różniczkowej zamiast podawanych uprzednio wzorów całkowych. Tablica II podaje jednostki elektromagnetyczne układu praktycznego z wymiarami. Wreszcie tablica III, podaje porównawcze zestawienie wymiarów jednostek elektromagnetycznych w trzech układach cgs i w układzie praktycznym.

Jak na to zwraca uwagę Sommerfeld (5), właściwsze może byłoby wprowadzenie masy magnetycznej przy pomocy wzoru (19'):  $\vec{F} = \vec{P}B$ , gdyż jak świadczy względnościowe ujęcie wzorów Maxwella, wektor  $B$

jest odpowiednikiem wektora  $\vec{E}$ . Wówczas należałoby gęstość masy magnetycznej  $\varrho_m$  wprowadzić przy pomocy wzoru:  $\operatorname{div} \vec{H} = \varrho_m$ . Analogicznie, moment magnetyczny  $\vec{M}$  określony byłby przez wzór  $\vec{N} = \vec{M} \times \vec{B}$ . To nieco odmienne ujęcie masy magnetycznej nie zmieni jednak w niczym przeprowadzonych tu rozważań.

Poznań, lipiec 1949 r.

Zakład Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Poznańskiego

### Literatura

1. BODEA EUGEN. *Giorgis rationales MKS—Mass—System mit Dimensionskohärenz*, Basel 1949.
2. CORNELIUS P. *Le système rationalisé de Giorgi à volt et ampère absolus en électrotechnique*, *Rev. Techn. Philips* **10**, 79—86 (1948).
3. DE GROOT W. *La genèse du système d'unités dit de Giorgi*, *Rev. Techn. Philips* **10**, 55—60 (1948).
4. SOMMERFELD, A. *Über die Dimensionen der elektromagnetischen Grössen*, *Zs. f. Techn. Physik* **16**, 420—426 (1935).
5. SOMMERFELD A. *Vorlesungen über theoretische Physik*, B. III, *Elektrodynamik*, Wiesbaden und Leipzig 1948.
6. WALLOT J. *Die physikalischen und technischen Einheiten*, *Elektrotechn. Zs.* **43**, 1329—1333; 1381—1386 (1922).

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI

## ROZSZCZEPIANIE CIĘŻKICH JĄDER ATOMICZNYCH WYWOŁANE FOTONAMI

Odczyt wygłoszony na Zjeździe P. T. Fizycznego dnia 8 maja 1948 r.

### 1. Pierwsze doświadczenia

Już w najbliższych miesiącach po opublikowaniu przez *Hanna i Strassmanna* (6) w styczniu 1939 r. pierwszych komunikatów o wykryciu rozszczepiania jąder uranu, wywołanego neutronami, została teoretycznie przewidziana możliwość wywołania rozszczepiania najcięższych jąder za pomocą promieni  $\gamma$  o dostatecznej energii (2,4). Jednocześnie też niemal zostały podjęte prace doświadczalne mające na celu wykrycie tego zjawiska.

Historycznie pierwszymi są dwie prace: *Heyna, Atena i Bakker* (10) w Laboratorium Fizycznym firmy Philips w Eindhoven oraz praca *Robertsa, Meyera i Hafstada* w Departamencie Magnetyzmu Ziemskiego, Carnegie Institution of Washington. W pierwszej z tych prac naświetlano uran promieniami  $\gamma$  (o maksymalnej energii ok. 17 MeV) z litu bombardowanego protonami. W drugiej do naświetlania uranu i toru używano promieni  $\gamma$  z litu (maks. energia 17 MeV) i z fluoru (maks. energia 6,3 MeV) bombardowanych protonami o energii 1 MeV i natężeniu wiązki 3  $\mu$ A. W obydwóch tych pracach nie uzyskano żadnych pozytywnych wyników, co tłumaczono raczej zbyt małym natężeniem stosowanych promieni  $\gamma$  aniżeli ich zbyt małą energią.

### 2. Ogólne uwagi teoretyczne

Teoria rozszczepiania ciężkich jąder, oparta na modelu kropowym jądra atomowego i przyjmująca jako siły decydujące o rozszczepieniu napięcie powierzchniowe jądra-kropki i coulombowskie odpychanie pomiędzy protonami, została podana w połowie 1939 roku przez *Bohra i Wheelera* (2). Zgodnie z tą teorią rozszczepianie jąder najcięższych pierwiastków spowodowane neutronami odbywa się w dwóch stadiach, następujących po sobie w czasie nie większym niż  $10^{-14} - 10^{-13}$  sek.:



1. Utworzenie jądra pobudzonego przez doprowadzenie do niego energii przekraczającej krytyczną wartość charakterystyczną dla każdego typu jądra (energię progową pękania  $E_f$ ), która do chwili rozszczepienia jądra pozostaje rozdzielona pomiędzy różne stany energetyczne nukleonów zawartych w jądrze, i 2. takie przekształcenie dostatecznej części tej energii na energię potencjalną przy deformacjach kształtu jądra, które prowadzi do jego rozszczepienia na dwa (a niekiedy na trzy, lub nawet więcej) ciężkie fragmenty (odłamki).

Bohr i Wheeler podają wzór na obliczenie energii  $E_f$  tego progu potencjału, który ma być przekroczony przy rozszczepieniu jądra, oparty na obliczeniu wypadkowego efektu zwiększania się energii powierzchniowej podczas deformacji przy wzroście powierzchni jądra-kropki i jednoczesnego malenia energii elektrostatycznej jądra przez zmniejszanie się coulombowskiego odpychania bardziej oddalonych od siebie protonów.

W związku z rozważaniem rozszczepiania spowodowanego neutronami Bohr i Wheeler obliczyli wartość krytyczną energii  $E_f$  dla kilku najcięższych jąder złożonych (compound nuclei) powstałych po wchłonięciu jednego neutronu przez jądro. Jeżeli przy tworzeniu się takiego jądra złożonego energią wiązania neutronu  $E_n$  i jego energia kinetyczna, które razem stanowią energię doprowadzoną do jądra, przekraczają wartość energii progowej  $E_f$  tego nowoutworzonego jądra złożonego, to wówczas może nastąpić rozszczepienie jądra (obok możliwości reemisji neutronu oraz powrotu jądra do stanu normalnego połączony z emisją  $\gamma$ ). W razie niedostatecznego wzbudzenia nowoutworzone jądro wzbudzone może np. przejść do stanu podstawowego przy emisji jednego lub kilku fotonów promieniowania  $\gamma$ .

Z jąder naturalnych tylko jądro  ${}_{92}^{235}\text{U}$  posiada energię wiązania neutronu  $E_n > E_f$  jądra złożonego  ${}_{92}^{236}\text{U}$  ( $E_n$  wynosi 6,4 MeV,  $E_f$  zaś tylko 5,3 MeV), a więc może podlegać rozszczepieniu przez wchłanianie termicznych neutronów.

Obliczone na podstawie pracy Bohra i Wheelera wartości energii progowej  $E_f$  przedstawione są w tabl. 1 (str. 23). Dla wywołania rozszczepienia ciężkiego jądra przez foton promieni  $\gamma$  energia pochłoniętego przez jądro fotonu winna przekraczać energię krytyczną rozszczepienia tego jądra  $E_f$ . W wypadku tym rozszczepieniu ulega jądro, pochłaniające foton, a nie jądro złożone – izotop jądra pierwotnego o liczbie masowej o jednostkę

większej, jak w wypadku rozszczepienia spowodowanego neutronami. Są to dwa dość różne zjawiska\*).

Bohr i Wheeler (2) podają wzór na przekrój czynny  $\sigma_f$ , który jądro posiada dla rozszczepiania wywołanego przez fotony promieni  $\gamma$ . Wzór ten pozwala na ilościowe porównanie przekroju

Tablica 1.

Jądro złożone	Energia krytyczna $E_f$ w MeV
${}_{92}^{235}\text{U}$	5,0
${}_{92}^{236}\text{U}$	5,5
${}_{92}^{239}\text{U}$	5,9
${}_{91}^{232}\text{Pa}$	5,4
${}_{90}^{231}\text{Th}$	6,5
${}_{90}^{233}\text{Th}$	6,9

czynnego  $\sigma_f$  z przekrojem czynnym  $\sigma_n$  tego samego jądra dla efektu fotojądrowego ( $\gamma, n$ ). Stosunek obu tych przekrojów czynnych ma być równy  $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ , gdzie  $\frac{\Gamma_t}{h}$  i  $\frac{\Gamma_n}{h}$  ( $h=h/2\pi$ ) oznaczają odpowiednio prawdopodobieństwa procesów rozszczepienia i emisji neutronu w przeciągu jednostki czasu (1 sek.). A więc:  $\sigma_f = \left(\frac{\Gamma_t}{\Gamma_n}\right) \sigma_n$ .

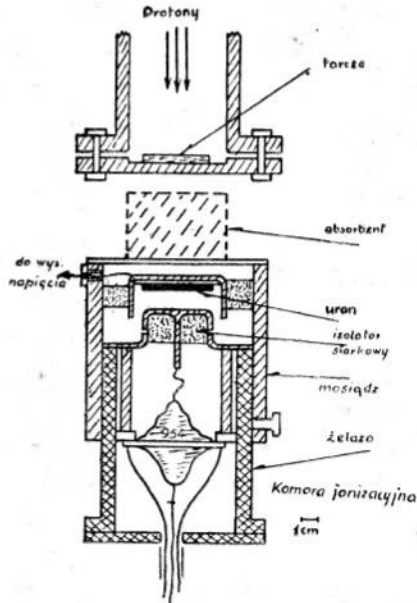
Przyjmując na  $\sigma_n$  około  $10^{-26}$   $\text{cm}^2$ , wartość otrzymaną przez Bothe'go i Gentnera (3) dla ciężkich jąder nasświetlanych promieniami  $\gamma$  o energii 17 MeV z reakcji Li ( $p, \gamma$ ), Bohr i Wheeler oszacowują  $\sigma_f$  dla „foto-rozszczepienia“  ${}_{92}^{238}\text{U}$  na około  $10^{-27}$   $\text{cm}^2$  i dla  ${}_{90}^{233}\text{Th}$  na około  $10^{-28}$   $\text{cm}^2$ .

### 3. Odkrycie przez Haxby i współpracowników rozszczepiania wywołanego fotonami

Haxby, Shoupp, Stephens i Wells (9, 10) byli pierwszymi, którym udało się w roku 1940 wykryć możliwość rozszczepiania ciężkich jąder wywołanego fotonami promieni  $\gamma$ .

\* Haxby, Shoupp, Stephens i Wells (9) zaproponowali nawet dla odróżnienia tych zjawisk terminem „fission“ oznaczać tylko rozszczepianie spowodowane neutronami „foto-rozszczepianie“ zaś nazywać terminem „phission“, co się zresztą nie przyjęło.

Autorowie ci wytwarzali promienie  $\gamma$  bombardując protonami, przyspieszonymi w polu wytworzonym przez ciśnieniowy generator elektrostatyczny, tarczą z krystalicznego fluorytu ( $\text{CaF}_2$ ). Stosowali oni napięcia od 1 do 3,4 MeV przy prądzie protonów do 0,5  $\mu\text{A}$ . Powstają przy tym promienie  $\gamma$  o energii 6,3 MeV. Promieniami tymi poprzez różne absorbenty naświetlali płytkę z metalicznego uranu o pow. 12  $\text{cm}^2$ , która umieszczona była wewnątrz komory jonizacyjnej (zob. ryc. 1). Komora jonizacyjna, o głąbo-



Ryc. 1

kości 1 cm, wypełniona była powietrzem o ciśnieniu atmosferycznym i posiadała napięcie przyłożone do kolektora 2.000 V. Kolektor komory połączony był przez wzmacniacz proporcjonalny z oscyloskopem, na którego ekranie obserwowano wizualnie wychylenia spowodowane przez produkty rozszczepienia uranu, znacznie większe od wychyleń spowodowanych przez przejście przez komorę cząstek  $\alpha$ . Notowane były przy pomocy licznika ręcznego tylko takie wychylenia, które przeszło dwukrotnie przekraczały tło spowodowane przez cząstki  $\alpha$  nawet w tych wypadkach, kiedy przez przypadkową koincydencję dwóch cząstek była wytworzona silniejsza jonizacja  $\alpha$ . Sprawdzone przy tym, że obecność

intensywnego promieniowania  $\gamma$  nie wpływała na liczbę i rozkład impulsów, pochodzących od cząstek  $\alpha$ . Natężenie promieniowania  $\gamma$  było mierzone przy pomocy licznika G.-M. odpowiednio osłoniętego ołowiem.

Dla potwierdzenia tego, że jonizujące odłamki rozszczepionych jąder uranu, które dawały wychylenia obserwowane na ekranie oscyloskopu, powstawały w związku z promieniami  $\gamma$  a nie z neutronami, zostało w szeregu systematycznie i starannie przeprowadzonych doświadczeń sprawdzone, że:

1. z tarczy bombardowanej protonami wychodziło zbyt mało neutronów, ażeby mogły one spowodować obserwowane rozszczepienia;

2. liczba rozszczepień w jednostce czasu była proporcjonalna do natężenia promieniowania  $\gamma$ ;

3. absorpcja promieniowania powodującego rozszczepianie była podobna do absorpcji promieni  $\gamma$  o dużej energii, a nie do absorpcji neutronów.

1. Neutrony, powstające przy bombardowaniu protonami tarczy z  $\text{CaF}_2$ , wykrywane były przy pomocy komory jonizacyjnej wypełnionej  $\text{BF}_3$  i połączonej ze wzmacniaczem liniowym. Liczone były neutrony wytworzone w jednostce czasu w zależności od napięcia przyspieszającego protony. Stwierdzono przy tym istnienie progu produkcji neutronów dla energii protonów około  $1,8 \text{ MeV}$ . Wydajność tego procesu była około 800 razy mniejsza od wydajności reakcji  $L_1(p, n)$  (7). Neutrony liczone pochodziły prawdopodobnie z reakcji  $\text{Ca}(p, n)$  (lub może także od małych zanieczyszczeń litem). Jednakże nie obserwowano wcale rozszczepiania uranu naświetlanego w identycznych warunkach doświadczalnych, kiedy płytką z metalicznego wapnia była bombardowana protonami. Ponadto rozszczepianie było obserwowane przy energii protonów bombardujących  $\text{CaF}_2$  już od  $1 \text{ MeV}$ , a więc znacznie niższej od  $1,8 \text{ MeV}$  — progu energii dla wytwarzania neutronów. Jako dalsze potwierdzenie, przy użyciu tarczy z  $\text{AlF}_3$  obserwowano rozszczepienia, których nie było wcale gdy używano tarczy z czystego metalicznego glinu.

2. Natężenie promieniowania  $\gamma$  autorowie zmieniali w zależności od energii bombardujących protonów; przy czym przy zmianie jej od  $1 \text{ MeV}$  do  $3,4 \text{ MeV}$  natężenie promieni  $\gamma$  wzrastało 70-krotnie (równocześnie natężenie prądu protonów też się zmieniało). Zmieniali oni także natężenie promieni  $\gamma$  w zależności od natężenia prądu

protonów przy ich stałej energii. We wszystkich tych przypadkach mierzone natężenie promieniowania  $\gamma$  zmieniało się w tym samym stosunku, co liczba rozszczepień jąder uranu obserwowanych w jednostce czasu.

3. Współczynniki absorpcji promieniowania powodującego rozszczepienie w parafinie, glinie, żelazie, i ołowiu, mierzone dla warstw pochłaniających o różnych grubościach, porównane zostały z obliczonymi teoretycznie współczynnikami absorpcji promieniowania  $\gamma$  o energii 6 MeV. Wyniki przedstawione są na tablicy 2.

Tablica 2.

Absorbent	Współczynnik absorpcji w $cm^{-1}$	
	obserwowany	obliczony dla promieni $\gamma$ o energii 6 MeV
Parafina	$0.01 \pm 0.07$	0.04
Aluminium	$0.14 \pm 0.07$	0.07
Żelazo	$0.28 \pm 0.07$	0.26
Ołów	$0.55 \pm 0.08$	0.50

Możliwość innych wtórnych reakcyj, które by mogły istotnie wpływać na przebieg i wyniki doświadczeń, autorowie szczególnie dyskutują i wykluczają po szeregu przeprowadzonych doświadczeń kontrolnych.

Stwierdzone więc zostało w tej pracy rozszczepianie jąder uranu spowodowane fotonami promieni  $\gamma$  o energii 6,5 MeV. Autorowie nie czynią żadnych uwag co do tego, czy to wszystkie izotopy uranu  ${}^{238}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{235}_{92}\text{U}$  i  ${}^{234}_{92}\text{U}$  obecne w naturalnym uranie, czy też tylko niektóre z nich, ulegają przy tym rozszczepieniu.

Po zastąpieniu płytki uranowej płytką z toru stwierdzone zostało w podobny sposób także rozszczepianie jąder  ${}^{232}_{90}\text{Th}$ , wywołane fotonami promieniowania  $\gamma$  o energii 6,5 MeV.

Haxby, Shoupp, Stephens i Wells w pracy swej obliczyli także przekrój czynny jąder atomów uranu (licząc średnio dla wszystkich izotopów uranu) i toru ( ${}^{232}_{90}\text{Th}$ ) dla rozszczepienia spowodowanego promieniami  $\gamma$  z reakcji F ( $p, \gamma$ ) o energii 6,5 MeV. Na przekroje te otrzymali liczby następujące:

$$\text{dla uranu } \sigma_1 = (5,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$$

$$\text{„ toru } \sigma_1 = (1,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2.$$

Liczby te, szczególnie dla toru, są nieco większe od przewidzianych przez Bohra i Wheelera. Niezgodność tę autorowie tłumaczą tym, że Bohr i Wheeler (2) przyjęli za punkt wyjścia w obliczaniu  $\sigma_f$  przekrój czynny dla reakcji  $(\gamma, n)$  dla ciężkich jąder wartości  $10^{-26} \text{ cm}^2$ , a więc rzędu wielkości znalezionej przez Bothego i Gentnera dla promieni  $\gamma$  z reakcji Li ( $p, \gamma$ ) o energii  $17 \text{ MeV}$ . Przy tak znacznych energiach pobudzenia jądra emisja neutronu jest znacznie prawdopodobniejsza aniżeli powrót jądra do stanu niewzbudzonego przy emisji fotonu. Dla promieni  $\gamma$  z reakcji F ( $p, \gamma$ ) o energii mniejszej  $6,5 \text{ MeV}$  tak nie jest. Przekrój czynny jądra na emisję neutronu dla tych promieni  $\gamma$  należy przyjąć wobec tego odpowiednio mniejszy aniżeli podany przez Bothego i Wheelera. Prócz tego winien on być jeszcze dodatkowo zredukowany, ponieważ prawdopodobieństwo fotonowego pobudzenia jądra (w przedziale ciągłego widma poziomów energetycznych) zmienia się w przybliżeniu proporcjonalnie do sześcianu energii fotonu, a więc w danym przypadku jak  $\left(\frac{6,5}{17}\right)^3$ ; daje to na  $\sigma_f$ :

$$\sigma_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma} \left(\frac{6,5}{17}\right)^3 \cdot 5 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2.$$

(gdzie  $\frac{\Gamma_\gamma}{h}$  oznacza prawdopodobieństwo pobudzenia jądra dla emisji promieniowania  $\gamma$  obliczone na jedną sekundę).

Dla  ${}^{238}_{92}\text{U}$ , gdzie można przyjąć  $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma} \approx 1$ , znajdujemy wartość  $\sigma_f = 2,5 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ , dla jądra zaś  ${}^{232}_{90}\text{Th}$ , gdzie liczba  $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma}$  zawarta jest między 0 a 1, wartości na  $\sigma_f$  od 0 do  $2,5 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ , co w pierwszym przypadku jest dość bliskie znalezionej doświadczalnie dla uranu wartości  $(3,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$  na  $\sigma_f$ .

Co do wysokości barier potencjałowych na rozszczepienie  $E_f$ , to zdaniem Haxby, Shouppa, Stephensa i Wellsa, na podstawie dokonanych również przez nich nowych pomiarów progowych wartości energii neutronów powodujących rozszczepienie (7,8), na które znaleźli dla  ${}^{238}_{92}\text{U} - 0,3 \text{ MeV}$  i dla  ${}^{232}_{90}\text{Th} - 1,1 \text{ MeV}$ , (energia tych neutronów jest równa  $E_n - E_f$ , gdzie  $E_f$  jest energią krytyczną rozszczepienia, a  $E_n$  — energią wiązania neutronu w jądrze złożonym, powstałym po wchłonięciu neutronu), krzywą

Bohra i Wheelera należy obniżyć o około  $0,5 \text{ MeV}$ , czyli również zmniejszyć o tyleż wszystkie wartości energii krytycznej rozszczepienia  $E_f$  obliczone ze wzoru Bohra i Wheelera.

Wydaje się zresztą, że doświadczalne wyniki Haxby'ego i współpr. można pogodzić z liczbami uzyskanymi ze wzoru Bohra i Wheelera, jeśli się uwzględni, że w tym wzorze  $E_f$  oznacza całkowitą wysokość bariery potencjałowej jądra na rozszczepienie, oraz że najniższy możliwy energetyczny stan jądra może wynosić połowę kwantu energii wibracyjnej jądra, co się równa około  $0,4 \text{ MeV}$ . A więc energia, która ma być dostarczona jądro dla przekroczenia progu energii na rozszczepienie, może być mniejsza o tę wartość zerowej energii jądra. Zresztą, niepewność w oznaczaniu energii wiązania neutronu w ciężkich jądrach, wynosi w rozważaniach Bohra i Wheelera około  $0,2 \text{ MeV}$ .

Po poprawieniu wartości energii krytycznej rozszczepienia  $E_f$  obliczonej ze wzoru Bohra i Wheelera przez obniżenie jej o  $0,5 \text{ MeV}$ , na krytyczną energię pęknięcia  $E_f$  znajdujemy dla jądra  ${}_{92}^{238}\text{U}$   $5,2 \text{ MeV}$ , dla  ${}_{90}^{232}\text{Th}$  zaś  $6,1 \text{ MeV}$ . Obydwie te wartości są mniejsze od wynoszącej  $6,5 \text{ MeV}$ , energii promieni  $\gamma$  z reakcji  $F(n, \gamma)$ , które powodują rozszczepianie jąder uranu i toru.

#### 4. Praca Baldwina i Kocha

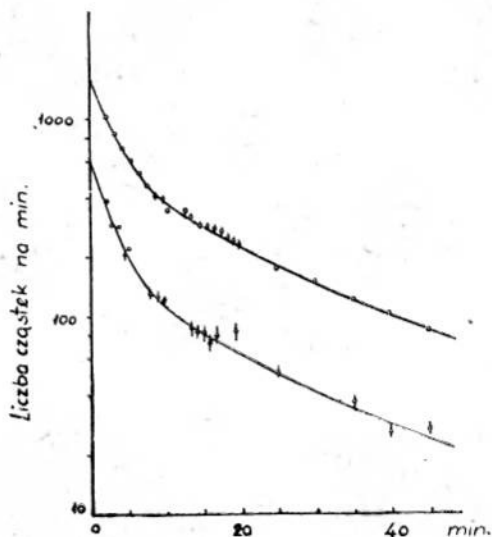
Do końca 1947 roku w literaturze fizycznej brak dalszych prac doświadczalnych, poświęconych specjalnie rozszczepianiu jąder najcięższych pierwiastków, wywołanemu fotonami. Pracą, która między innymi tymi zagadnieniami się zajmuje, jest praca Baldwina i Kocha (1) dotycząca pomiaru progowych wartości energii dla zjawiska foto-jądrowego ( $\gamma, n$ ).

W pracy tej promienie  $X$  o dużej energii z betatronu, w którym elektrony mogły być przyspieszane do energii około  $20 \text{ MeV}$ , używane były do wyznaczania progu reakcji ( $\gamma, n$ ) dla szeregu pierwiastków do  $Z=47$ . Praca zawiera rozdział dotyczący przeprowadzonych przez autorów doświadczeń nad foto-rozszczepianiem. Tlenek uranu był rozmieszczony na zewnętrznej powierzchni kształtu cylindrycznego. Odrzucone produkty rozszczepienia uranu zbierane były na wewnętrznej powierzchni papierowego cylindra otaczającego cylinder pierwszy w odległości  $1 \text{ mm}$  od powierzchni warstwy tlenku uranu. Uran był naświetlany po 10 minut przy różnych maksymalnych energiach promieni  $X$ ; aktywność osadu odrzuc-

nych odłamków była mierzona przy pomocy cylindrycznych liczników G.—M., na które były nakładane papierowe cylindry.

Próby wykonane z naświetlaniem promieniami X czystego papieru (na którym zbierano odrzucone odłamki jąder uranu) wykazywały próg aktywności przy energii promieni X wynoszącej  $(16,5 \pm 0,4) \text{ MeV}$ . Była to aktywność  $^{15}\text{O}$  o czasie połowicznego zaniku 2,1 min., wytworzonego w reakcji  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$ .

Zanik aktywności odłamków rozszczepienia mierzony był przez 45 min, po naświetlaniach promieniami X o energiach 13 i 15 MeV. Krzywe pokazane na ryc. 2 pozwalają na stwierdzenie wystę-



Krzywe zaniku odłamków uranu powstałych przy foto-pękaniu.

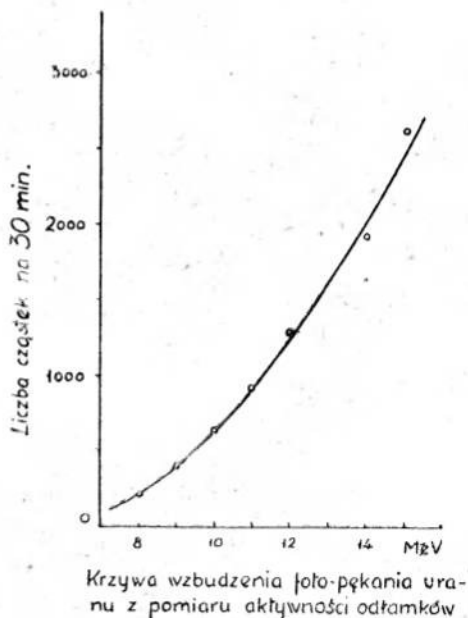
Ryc. 2

powania nałożonych na siebie dwóch wykładniczych zaników o czasach połowicznego zaniku wynoszących 2,2 i 18 minut. Cała krzywa zaniku jest bardziej skomplikowana, jednakże zbyt mała aktywność nalotów nie pozwalała na jej dokładniejsze rozdzielanie na inne obecne w nalocie składniki o zanikach wykładniczych.

Na ryc. 3 przedstawiona jest krzywa wyrażająca zależność liczby policzonych w przeciągu 30 minut cząstek  $\beta$  (po odjęciu tła, które wynosiło 500 cząstek), przeliczanej na natężenie promieni X wynoszące 1R na minutę (co odpowiadało dawce 10R), od maksymalnej



energii promieni X z betatronu. Poniżej energii promieni X wynoszącej 8 MeV aktywność zbieranych nalołów stawała się zbyt słaba, ażeby można było ją mierzyć.



Ryc. 3

Z przebiegu krzywej widoczne jest, że próg energii rozszczepiania leży poniżej 7 MeV. Jest to zgodne z wynikami pracy Haxby, Shouppa, Stephensa i Wellsa oraz z teoretycznie przewidywaną wartością dla  $^{238}_{92}\text{U}$ :  $E_t - 0,4 \approx 5,2 \text{ MeV}$ .

Baldwin i Koch czynili przy pomocy tej metody próby zaobserwowania foto-rozszczepiania jąder ołowiu. Jednakże aż do energii promieni X wynoszącej 16 MeV, przy której aktywowany był bezpośrednio kolektor papierowy, próby te były [bezsukteczne.

Kraków, maj 1948 r.

II Zakład Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Jagiellońskiego

## Literatura

1. G. C. BALDWIN i H. W. KOCH, *Phys. Rev.* **67**, 1 (1945).
2. N. BOHR i J. A. WHEELER, *Phys. Rev.* **56**, 426 (1939).
3. W. BOTHE i W. GENTNER, *ZS. f. Phys.* **112**, 45 (1939).
4. E. FEENBERG, *Phys. Rev.* **55**, 504 (1939).
5. S. FRANKEL i N. METROPOLIS, *Phys. Rev.* **72**, 914 (1947).
6. O. HAHN i F. STRASSMANN, *Naturwiss.* **27**, 11, 89 (1939).
7. R. O. HAXBY, W. E. SHOUPP, W. E. STEPHENS i W. H. WELLS,  
*Phys. Rev.* **57**, 348 (1940).
8. " " " " *Phys. Rev.* **57**, 1088; **58**, 199 (1940).
9. " " " " *Phys. Rev.* **58**, 92 (1940).
10. " " " " *Phys. Rev.* **59**, 57 (1940).
11. F. A. HEYN, H. H. W. ATEN jun. i C. J. BAKKER, *Nature* **143**, 576 (1939)
12. R. B. ROBERTS, R. C. MAYER i L. R. HAFSTAD, *Phys. Rev.* **55**, 416 (1939)

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI

## ROZSZCZEPIANIE SIĘ SAMORZUTNE JĄDER NAJCIEŹSZYCH PIERWIASTKÓW

Odczyt wygłoszony na Zjeździe P. T. Fizycznego dnia 8 maja 1948 r.

### 1. Wstęp teoretyczny

Teoria samorzutnego rozszczepiania się najcięższych jąder atomowych została po raz pierwszy podana w roku 1939 przez B o h r a i W h e e l e r a (1). W pracy ich, na podstawie teorii opartej na kroplowym modelu jądra, a uwzględniającej współdziałanie sił napięcia powierzchniowego i coulombowskiego odpychania pomiędzy protonami, podane zostały również oszacowania ilościowe wartości energii krytycznej jądra dla procesu rozszczepienia, jak również stałe zaniku dla rozszczepiania się samorzutnego.

W teorii tej decydujące znaczenie posiada wartość stosunku  $\frac{Z^2}{A}$  (gdzie  $Z$  jest numerem porządkowym,  $A$  zaś liczbą masową jądra). Jądro, chociażby nawet b. krótkotrwałe, może wogóle istnieć tylko wówczas, jeśli istnieje pewien wał potencjałowy, który zapewnia trwałość jądra podczas deformacyj, jakich doznaje oscylujące jądro-kropla, a to zachodzi tylko wtedy, jeżeli krytyczny parametr  $x = 0,0209 \frac{Z^2}{A}$  jest  $< 1$ , a więc zanik bariery potencjałowej zachodzi dopiero dla granicznej wartości  $\frac{Z^2}{A} = 47,8$ .

Dla jąder o wartościach  $\frac{Z^2}{A}$  bliskich tej granicy nietrwałości, czyli dla parametrów  $x$  bliskich 1 (ale  $< 1$ ), B o h r i W h e e l e r podają następujący wzór na wartość energii krytycznej jądra na rozszczepienie, czyli na wysokość jego wału potencjałowego:

$$E_f = \left( \frac{A}{235} \right)^{3/4} [386 (1-x)^3 - 175,8 (1-x)^4] \text{ MeV. } ^1)$$

<sup>1)</sup> Dla uranu na parametr  $x$  wynikają liczby od 0,74 do 0,75.

Przybliżony wzór na średni czas życia jądra względem rozszczepienia w jego stanie podstawowym ( $t_f$ ), wyprowadzony również przez Bohra i Wheelera na podstawie przyjęcia efektu „tunelowego”, podobnie jak w teorii Gamowa rozpadu alfa, wygląda jak następuje:

$$t_f = \frac{1}{\lambda_f} = 10^{-21} \exp\left(\frac{\sqrt{2ME_t \cdot \alpha}}{h}\right) \text{ sek.}$$

gdzie  $\lambda_f$  oznacza stałą zaniku dla rozszczepienia się jądra,  $M$  — masę rozważanego jądra,  $\alpha$  zaś jest szerokością bariery potencjałowej, która według Bohra i Wheelera zawarta jest pomiędzy  $R$  i  $2R$ , gdzie  $R$  jest promieniem jądra.

Bohr i Wheeler obliczyli ten średni czas życia względem rozszczepienia  $t_f$  dla jądra  ${}_{95}^{239}\text{U}$ , przyjmując  $E_t = 6 \text{ MeV} = \text{ca. } 10^{-7} \text{ erg}$ , zaś  $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$  i otrzymali  $t_f \approx 10^{30} \text{ sek} \approx 10^{22} \text{ lat}$ .

Jak grube jest to oszacowanie, podkreśla Flügge (4) podając, że niepewność  $\pm 20\%$  w stałej  $\alpha$  daje niepewność wartości  $t_f$  o czynnik  $10^{10}$ .

Ostatnio Frankel i Metropolis (5) zastosowali do obliczania wielkości otrzymywanych z kroplowego modelu jądra wg Bohra i Wheelera dokładniejsze rachunki (wykonane przy użyciu kalkulatora elektronowego ENIAC). Podają oni na średni czas życia jądra  $t_f$  względem samorzutnego rozszczepiania się następujący wzór:

$$t_f = \frac{10^{-21}}{G} \text{ sek.}$$

gdzie  $G = 10^{-7,85 \Delta E}$ , jest to prawdopodobieństwo przejścia „tunelowego” wg Gamowa,  $\Delta E$  zaś oznacza, wyrażoną w  $\text{MeV}$ , wysokość bariery potencjałowej jądra na rozszczepianie ponad zerową wartością energii wibracyjnej jądra, która wynosi około  $0,4 \text{ MeV}$ , czyli

$$\Delta E = (E_i - 0,4) \text{ MeV.}$$

Na czas ten i na  $\Delta E$  otrzymali oni w zależności od wartości parametru  $x$  dla  ${}_{92}^{238}\text{U}$ :

Tablica 1

$x$	$\Delta E \text{ (MeV)}$	$t_f \text{ (lat)}$
0,74	6,97	$10^{26}$
0,75	6,07	$10^{17}$

Jeśli przyjmiemy na  $x$  dla  ${}_{92}^{238}\text{U}$  wartość 0,74, którą obliczyli Present, Knipp i Reines (15) i którą Frankel i Metropolis uważają za najbardziej prawdopodobną, to otrzymamy dla  ${}_{92}^{238}\text{U}$  wartość  $t_f = 10^{26}$  lat, czyli  $10^1$  razy więcej aniżeli podali Bohr i Wheeler.

## 2. Pierwsze prace doświadczalne

Pierwszym, który podjął dyskusję nad możliwością rozszczepiania się samorzutnego najcięższych jąder oraz wykonał odpowiednie doświadczenia, był Libby (7) w Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley.

Według niego istnienie samorzutnego rozszczepiania się najcięższych jąder wykryte być może na trzech drogach. Po pierwsze przez stwierdzenie występowania w naturalnych uranie i torze domieszek promieniotwórczych odłamków pochodzących z rozszczepienia. Po drugie, przez wykrycie naturalnej emisji przez U i Th neutronów, których 2 — 3 powstaje przy rozszczepieniu tych jąder. Po trzecie, przez dyskusję niezgodności w określeniu wieku najstarszych skał na podstawie obliczeń przeprowadzonych na różnych drogach, a opartych na pomiarach względnej zawartości poszczególnych pierwiastków i zwykłej promieniotwórczości uranu i toru.

Libby wykonał szereg doświadczeń dodając jod do tlenku uranu, ekstrahując go następnie na drodze chemicznej i umieszczając przy cienkościennym liczniku Geigera - Müllera. Nie stwierdził przy tym obecności promieni  $\beta$  z izotopu jodu powstającego z pękających jąder uranu. Z doświadczeń tych wynika, że jeśli naturalne pęknięcie jąder uranu istnieje, to jego czas połowicznego zaniku winien być większy od  $10^4$  lat. Ten sam wynik uzyskał dla toru.

W celu wykrycia możliwej naturalnej emisji neutronów z uranu i toru licznik wypełniony  $\text{BF}_3$  oraz osłonięty warstwą parafiny Libby otaczał  $7\frac{1}{2}$  molami soli uranowych. Znalazł przy tym mniej niż 2 cząstki na minutę, podczas gdy źródło neutronowe złożone z 200 mg  $\text{RaBr}_2$  z proszkiem berylowym, umieszczone w tej samej pozycji, dawało 4.600 cząstek na minutę. Przyjmując, że co najmniej 1 neutron jest wysyłany przy każdym rozszczepieniu, otrzymał Libby na dolną granicę czasu połowicznego zaniku uranu przez rozszczepienie tę samą wartość  $10^{14}$  lat, dla toru zaś liczbę dwukrotnie mniejszą  $5 \times 10^{13}$  lat.

Zgodność pomiędzy określeniami wieku starych skał opartymi na uranie i na torze, a także zgodność tych danych z innymi da-

nymi, np. ze stosunkiem zawartości  $^{87}\text{Sr}$  i  $^{87}\text{Rb}$ , określonym przez Hahna, Strassmanna i Willinga (6) dla pewnych skał z Kanady, wskazuje na to, że wiek Ziemi wynosi co najmniej  $2 \times 10^9$  lat i że nie zachodzi samorzutne rozszczepianie się jąder uranu i toru z czasem połowicznego zaniku krótszym od  $5 \times 10^9$  lat, jeśli wykluczamy procesy ziemskie w których uran i tor są ponownie tworzone.

Wyniki pracy Libby'ego były więc ujemne.

### 3. Odkrycie samorzutnego rozszczepienia uranu przez Flerowa i Pietrzaka

Flerow i Pietrzak (3) pierwsi uzyskali dodatnie wyniki doświadczalne wykrywając w r. 1940 istnienie spontanicznego rozszczepiania się uranu.

Stosowali oni dużą komorę jonizacyjną, zawierającą wewnątrz 15 płyt o łącznej powierzchni  $6.000 \text{ cm}^2$ , na której umieszczona była warstwa  $\text{U}_3\text{O}_8$  o gęstości powierzchniowej od 10 do 20 mg uranu na  $1 \text{ cm}^2$ ; komora połączona była ze wzmacniaczem proporcjonalnym. Stwierdzili przy tym występowanie silnych uderzeń jonizacyjnych w nieobecności obcego źródła neutronów. Przeprowadzone przez nich bardzo staranne doświadczenia kontrolne wykazały, że tymi silnie jonizującymi cząstkami mogły być tylko odłamki jąder uranu i że powstawały one przy samorzutnych rozszczepieniach tych jąder. Czas połowicznego zaniku jąder uranu przez samorzutne rozszczepienie, licząc średnio dla wszystkich izotopów uranu, obliczyli oni na  $4 \times 10^{16}$  lat podając jako błąd  $\pm 25\%$ .

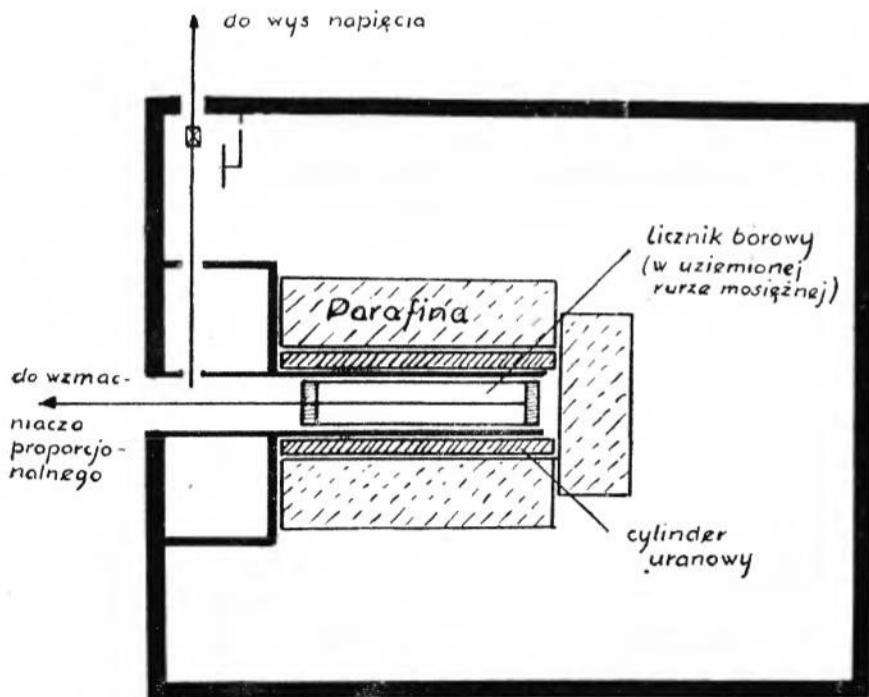
Rozszczepienia samorzutnego jąder toru Flerow i Pietrzak wykryć nie zdołali i na podstawie dyskusji tego ujemnego wyniku określili dolną granicę na czas połowicznego zaniku toru przez samorzutne rozszczepianie się na  $10^8$  lat.

W późniejszej pracy Panasiuk i Flerow (9) kontynuowali pracę z torem przy stosowaniu tej samej metody i, uzyskując ponownie wynik ujemny, podnieśli o jeden rząd wielkości dolną granicę dla czasu połowicznego zaniku jąder toru przez samorzutne rozszczepienie do  $10^{19}$  lat.

### 4. Praca Maurera i Pose'go

Maurer i Pose (8) w r. 1945 badali zjawisko samorzutnego rozszczepienia się jąder uranu przez liczenie neutronów powstających w procesie rozszczepienia.

W pracy swej. dla uzyskania bardziej dokładnych wyników, starali się oni możliwie zwiększyć czułość metody. Używali w tym celu rury licznikowej o powierzchni czynnej około  $700 \text{ cm}^2$ , wypełnionej argonem pod ciśnieniem  $7 \text{ cm Hg.}$  z wewnętrznymi ściankami wyłożonymi cienką warstwą bezpostaciowego boru: wyzyskiwali przy tym proces  $^{10}_5\text{B} (n, \alpha) ^7_3\text{Li}$  i liczyli powstające cząstki  $\alpha$ . Elektrode wewnętrzną rurki licznikowej łączyli ze wzmacniaczem proporcjonalnym i pracowali przy napięciu na liczniku o 150 woltów niższym od progu „plateau”. Rurę licznikową otaczali cylindrem zawierającym około  $9 \text{ kg}$  metalicznego uranu, ten zaś znów mogli otaczać cylindrem z parafiny dla spowolniania neutronów (zob. ryc. 1). Czułość i stałość pomiarów sprawdzali przy pomocy standardowego źródła neutronów.



Ryc. 1

W tabelicy 2 przedstawione są wyniki ich pomiarów trwających 3 miesiące; w liczbach podanych uwzględnione są także wyniki pomiarów efektu zerowego.

Tablica 2

1. Licznik + parafina	$1,24 \pm 0,02$ cząstek / min
2. Licznik + cylinder uranowy	$1,31 \pm 0,02$ „ „
3. Licznik + cylinder uranowy + parafina	$11,7 \pm 0,04$ „ „

Wyniki te wskazują na to, że uran wysyła neutrony i to przede wszystkim neutrony szybkie, które dopiero zwolnione przy przejściu przez warstwę parafiny wykazują znacznie większy efekt w procesie B (*n. a*) Li.

W celu usunięcia możliwych podejrzeń co do innego pochodzenia neutronów aniżeli z procesów rozszczepienia jąder uranu Maurer i Pose wykonali szereg doświadczeń, mających na celu stwierdzenie, czy nie zachodził tu proces (*a, n*) w zanieczyszczeniach uranu i w samym uranie. W tym celu wpuścili do pudła metalowego otaczającego licznik z cylindrem z uranu, którego było około  $6 m$  Curie,  $5-4 m$  Curie radonu. Nie zaobserwowali przy tym wzrostu mierzonego efektu, podczas gdy w razie występowania efektu (*a, n*) musiałoby to od razu zostać wykryte.

Dalsze kontrolne doświadczenia przeprowadzili Maurer i Pose dla wykazania, że obserwowane słabe promieniowanie neutronowe z uranu nie pochodziło właściwie z promieniowania kosmicznego, czy to jako neutrony dochodzące do aparatury z zewnątrz, czy też jako neutrony wytworzone w masie uranu przez promieniowanie kosmiczne. W doświadczeniach tych, przy których stosowana była warstwa boru otaczająca licznik dla absorbowania powolnych neutronów. Maurer i Pose wykazali, że istotnie część obserwowanego efektu zerowego (zob. Tab. 2: licznik + parafina), wynosząca  $0,45$  cząstki/min., pochodziła od neutronów dochodzących z zewnątrz, prawdopodobnie pochodzenia kosmicznego. Resztę zerowego efektu  $1,24 - 0,45 = 0,81$  cząstek/min. stanowiły cząstki *a* pochodzące z zanieczyszczeń ścianek licznika. Stosując preparat neutronowy do naświetlania licznika otoczonego tylko parafiną oraz cylindrem z uranu i parafiną, znaleźli zmniejszenie się efektu w drugim przypadku o  $40\%$ . Taki więc ułamek neutronów dochodzących do licznika z zewnątrz absorbował cylinder uranowy. Wobec tego, Maurer i Pose zredukowali efekt zewnętrznych neutronów przy osłonięciu licznika cylindrem uranowym z  $0,45$  cząstek/min. o  $40\%$  czyli do  $0,2$  cząstki/min. Daje to wraz z efektem od zanieczyszczeń:  $0,8 + 0,2 = 1,0$  cząstek/min.



Wobec tego na efekt, przypisywany neutronom pochodzącym z rozszczepienia jąder uranu, Maurer i Pose przyjmują  $11,7 - 1,0 = 10,7 \pm 0,5$  cząstek/min zakładając przy tym, że pękanie jąder, indukowane np. przez promieniowanie kosmiczne, w warunkach ich doświadczenia mogło nie byćbrane pod uwagę.

Zakładając, że na każde rozszczepienie jądra uranu jest emitowany jeden neutron, Maurer i Pose obliczyli czas połowicznego zaniku uranu przez samorzutne rozszczepianie (licząc średnio na sumę wszystkich izotopów uranu) na  $2,5 \cdot 10^{15}$  lat  $\pm 25\%$ .

Poszukiwania naturalnej aktywności neutronowej Pb, Th, Au i Pt dało negatywny wynik. Maurer i Pose podają jako dolną granicę na czas połowicznego zaniku przez samorzutne rozszczepienie:

dla Pb	$2 \cdot 10^{16}$ lat
„ Th	$10^{16}$ „
„ Pt	$2 \cdot 10^5$ „
„ Au	$2 \cdot 10^5$ „

### 5. Doświadczenia Posego w kopalni

Pose (12) powtórzył doświadczenia wykonywane przedtem z Maurerem w kopalni położonej 485 m poniżej poziomu gruntu. Miało to na celu lepsze odizolowanie możliwych wpływów promieniowania kosmicznego. Istotnie, efekt zerowy obserwowany z licznikiem nieosłoniętym i osłoniętym absorbentem z boru nie wykazywał różnicy, co wskazywało na brak dostrzegalnej liczby neutronów pochodzenia kosmicznego.

W doświadczeniach tych Pose oprócz uranowego używał również cylindra z toru o masie ok. 10 kg, którym otaczał licznik. Geometryczne rozmieszczenie cylindrów z uranem i torem oraz warstw parafiny było nieco odmienne od stosowanego w pracy z Maurerem, co dało też inne wyniki liczbowe. Średnie wartości tych wyników liczbowych podane są w tablicy 5.

Tablica 5

Efekt zerowy	$0,77 \pm 0,01$ cząstek/min.
Efekt zerowy + efekt uranu	$7,41 \pm 0,05$ „
Efekt uranu czysty	$6,64 \pm 0,05$ „
Efekt zerowy + efekt toru	$0,89 \pm 0,01$ „
Efekt toru czysty	$0,12 \pm 0,02$ „
Efekt zerowy + efekt toru, bez parafiny	$0,78 \pm 0,02$ „
Efekt toru, bez parafiny czysty	$0,01 \pm 0,02$ „

Liczby z ostatniego wiersza tab. 3 wskazują na brak wpływu na liczenie neutronów promieni  $\gamma$  toru, co należało sprawdzić ze względu na nieznaczny efekt uzyskany z torem. Na podstawie uzyskanych wyników doświadczalnych P o s e, przyjmując również emisję jednego neutronu na każde rozszczepienie, obliczył średnie czasy życia  $t_f$  i czasy połowicznego zaniku  $T_f$  dla uranu (licząc średnio dla wszystkich izotopów) i toru ( $^{232}_{90}\text{Th}$ ) względem samorzutnego rozszczepienia, znajdując następujące liczby:

$$\text{dla uranu} \quad t_f = 4,5 \cdot 10^{15} \text{ lat}, \quad T_f = 3,1 \cdot 10^{15} \text{ lat}$$

$$\text{„ toru} \quad t_f = 2,4 \cdot 10^{17} \text{ lat}, \quad T_f = 1,7 \cdot 10^{17} \text{ lat}$$

Błąd statystyczny pomiarów wynosił dla uranu mniej niż 10 %, dla toru zaś około 20 %.

## 6. Praca Scharff-Goldhabera i Klaibera

W roku 1946 ukazała się notatka o pracy, którą w roku 1942 wykonali Scharff-Goldhaber i Klaiber (14) w celu wykrycia spontanicznego rozszczepiania się jąder uranu. Stosowali oni komorę jonizacyjną wypełnioną wodorem, która pozwalała na wykrywanie neutronów o energiach większych od 100 keV i stwierdzili za jej pomocą samorzutną emisję neutronów z uranu, obserwując przy tym neutrony o energii do 800 keV. Szereg doświadczeń kontrolnych pozwolił wykluczyć źródła możliwych błędów. Przy założeniu, że jeden tylko neutron jest emitowany przy każdym rozszczepieniu, autorowie ci znaleźli, że stała zaniku przez pękanie dla „średniego atomu uranu” wynosi około  $7 \cdot 10^{-24} \text{ sek}^{-1}$ . Daje to po przeliczeniu na średni czas życia i na czas połowicznego zaniku jąder uranu przez samorzutne rozszczepienie:

$$t_f = 4,4 \cdot 10^{15} \text{ lat}, \quad T_f = 3 \cdot 10^{15} \text{ lat}.$$

## 7. Pomiary Perfiłowa wykonane metodą emulsyj fotograficznych

Perfiłow (10) w Instytucie Radowym Akademii Nauk ZSRR opracował metodę rejestrowania cząstek typu odłamków jąder uranu przy pomocy płyt fotograficznych. Metoda jego polega na tym, że naświetlona różnymi cząstkami płyta fotograficzna o grubości emulsji od 50 do 60  $\mu$  jest przed wywołaniem kąpana w wodnych roztworach pewnych kwasów (przeważnie stosowano  $\text{CrO}_3$ ) o odpowiedniej koncentracji. Wówczas działanie utleniające pochłoniętego przez emulsję kwasu usuwa z emulsji wirtualne obrazy torów wytworzonych przez cząstki  $\alpha$ , a nie usuwa śladów

torów ciężkich i bardziej powolnych odłamków rozszczepionych jąder uranu. Tory te następnie mogą być obserwowane w emulsji płyty po jej wywołaniu. Granicą stosowalności tej metody jest maksymalna gęstość torów promieni  $\alpha$  wynosząca  $10^3$  torów na  $1 \text{ cm}^2$  (przy cząstkach  $\alpha$  o zasięgu w powietrzu około  $4 \text{ cm}$ ), gdyż po przekroczeniu tej gęstości w emulsji powstawało tło punktowe ziaren pobudzonych wielokrotnym przejściem przez nie cząstek  $\alpha$ .

Metodę tę zastosował Perfiłow (11) w r. 1947 do pomiarów stałych samorzutnego rozszczepiania się jąder uranu i toru.

W tym celu umieszczał na polerowanej płytce mosiężnej warstwę  $\text{U}_3\text{O}_8$  o gęstości powierzchniowej około  $1 \text{ mg/cm}^2$  w odległości 1 do 2 mm od powierzchni emulsji płyty fotograficznej. Przy tej gęstości warstwy uranu tło, o którym jest mowa wyżej, nie wystąpi przy czasie ekspozycji trwającym kilka miesięcy. Płyta i warstwa tlenku uranu oraz podobna druga płyta fotograficzna i warstwa toru umieszczone były w kasetach wyłożonych kadmem dla izolacji od termicznych neutronów, które by mogły pochodzić z zewnątrz. Kasety były połączone ze zbiornikiem o pojemności około 6 litrów, w którym zmniejszono ciśnienie powietrza do około 1 mm Hg. Aparatura była umieszczona w jednej za stacyj metra moskiewskiego na głębokości 50 m poniżej poziomu gruntu dla osłabienia wpływu promieni kosmicznych. Naświetlanie płyt trwało 70 dni i 4 godziny.

Płyty naświetlone po wykapaniu w roztworze kwasu chromowego i wywołaniu były następnie oglądane systematycznie pod mikroskopem. Znalaziono przy tym na powierzchni płyty o polu  $5,67 \text{ cm}^2$  96 śladów cząstek pochodzących ze spontanicznego rozszczepienia się jąder uranu, oraz na powierzchni drugiej płyty o polu  $4,95 \text{ cm}^2$  5 śladów cząstek będących odłamikami jąder toru.

Perfiłow wykonał szereg doświadczeń i pomiarów kontrolnych, które pozwoliły na wprowadzenie niedużej poprawki na absorpcję odłamków w warstwie tlenku. W przypadku toru przedyskutowana została możliwość zanieczyszczenia go uranem.

Liczby otrzymane na czas połowicznego zaniku przy samorzutnym rozszczepianiu się, obliczone przez Perfiłowa na podstawie tych doświadczeń, wyglądają jak następuje:

$$\begin{aligned} \text{dla uranu *) } T_f &= 1,5 \cdot 10^{13} \text{ lat } \pm 15 \%, \\ \text{,, toru } T_f &= 4 \cdot 10^{17} \text{ lat } \pm 60 \%. \end{aligned}$$

\*) Perfiłow zakłada przy tym, że obserwowane ślady torów pochodzą tylko od produktów rozszczepienia jąder najpospolitszego izotopu uranu  $^{238}_{92}\text{U}$ .

## 8. Zestawienie wyników doświadczalnych i dyskusja

Zestawienie wyników doświadczalnych na czas połowicznego zaniku jąder uranu i toru przez samorzutne rozszczepianie się, uzyskanych przez wymienionych wyżej badaczy różnymi metodami, podane jest w tablicy 4.

Tablica 4

Rok	A u t o r	$T_f$ w latach		Metoda pomiaru
		U	Th	
1939	Libby	$>10^{14}$	$>10^{14}$	aktywność produktów pękania
1939	..	$>10^{14}$	$>5 \times 10^{13}$	liczenie neutronów licznikiem z borem
1940	Flerow i Pietrzak	$4 \cdot 10^{15} \pm 25 \%$	$>10^{19}$	liczenie odłamków komorą jonizac.
1945	Maurer i Pose	$2,5 \cdot 10^{15} \pm 25 \%$	$>10^{16}$	liczenie neutronów licznikiem z borem
1945	Pose	$3,1 \cdot 10^{15} \pm 10 \%$	$1,7 \cdot 10^{17} \pm 20 \%$	liczenie neutronów licznikiem z borem w kopalni
1942/46	Scharff-Goldhaber i Klaiber	$3 \cdot 10^{15}$	—	liczenie neutronów komorą jonizac. z wodorem
1947	Perfiłow	$1,3 \cdot 10^{16} \pm 15 \%$	$4 \cdot 10^{17} \pm 60 \%$	Liczenie odłamków metodą emulsyj fot.

Zgodność dość znaczna wykazują wyniki różnych badaczy osiągnięte metodą liczenia neutronów. W pracach tych jednak przyjmowane było dość dowolne założenie, że przy każdym rozszczepieniu powstaje tylko jeden neutron, podczas gdy liczne dane doświadczalne wskazują na przeciętnie 2—3 neutronów przypadających na jedno rozszczepienie (obejmuje to także tak zwane „opóźnione” neutrony, obserwowane nawet w kilkadziesiąt sekund po rozszczepieniu jądra, które są wysyłane przez niektóre promieniotwórcze odłamki, produkty rozszczepienia atomów uranu i toru). Przyjęcie większej liczby neutronów aniżeli 1 na jedno rozszczepienie musiałoby spowodować przyjęcie odpowiednio dłuższego czasu połowicznego zaniku przez rozszczepianie się samorzutne, co by zbliżyło wyniki osiągnięte tą metodą do liczb otrzymanych metodami, przy których liczone były same odłamki

rozszczeplenia. Te ostatnie metody są bardziej bezpośrednie, więc mniej narażone na możliwość przypadkowych oraz systematycznych błędów, jednakże wyniki osiągnięte dotychczas tymi metodami obciążone są zbyt dużymi błędami statystycznymi.

Jeśli chodzi o zgodność doświadczalną otrzymanych wyników z oszacowaniami przewidywanymi teoretycznie, to Frankel i Metropolis (5) twierdzą, że wyniki doświadczalne otrzymane w większości prac tutaj referowanych nieźle zgadzają się z teoretycznymi przewidywaniami na podstawie przeprowadzonych przez nich nowych kalkulacji opartych na teorii Bohra i Wheelera (1). Nie możemy jednak nie uważać takiego twierdzenia za dość znaczną przesadę. Wystarczy bowiem zwrócić uwagę na niezwykle czułość metody obliczania średniego czasu życia jąder względem samorzutnego rozszczepiania się  $t_f$  na małe zmiany parametru  $x$ , o którym była mowa w ustępie 1. Zmiana tego parametru z 0,74 na 0,75 przy takiej samej wartości  $\frac{Z^2}{A}$  i małych różniach wartościach  $\Delta E$  daje skok  $t_f$  z  $10^{26}$  na  $10^{17}$  lat. Wszelkie więc dopasowywanie parametru  $x$  do wyników uzyskanych doświadczalnie dają dla innych obliczonych wielkości dość problematyczną dokładność.

Jedno z takich dopasowań (do wzorów Bohra i Wheelera) przeprowadził Flügge (4) wychodząc z uzyskanej przez Maurera i Pose'go liczby na czas życia względem rozszczepienia samorzutnego dla normalnej mieszaniny izotopów uranu. Podstawiając tę liczbę do wzoru Bohra i Wheelera na  $t_f$  obliczył on wartość stałej  $\alpha$ , na którą uzyskał  $1,2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$  zamiast  $1,3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$ , które przyjęli Bohr i Wheeler. Zakładając jeszcze dodatkowo, że promień jądra  $R$ , a więc  $\alpha \sim A^{1/2}$ , uzyskał Pose między innymi następujące wyniki.

Dla poszczególnych naturalnych izotopów uranu znalazł on następujące wartości na średni czas życia względem samorzutnego rozszczepiania się:

$$\begin{array}{ll} \text{dla } {}_{92}^{234}\text{U} & t_f = 9,1 \times 10^{19} \text{ sek.} = 2,9 \cdot 10^{12} \text{ lat} \\ \text{,, } {}_{92}^{235}\text{U} & t_f = 8,7 \times 10^{20} \text{ sek.} = 2,8 \cdot 10^{13} \text{ lat} \\ \text{,, } {}_{92}^{238}\text{U} & t_f = 8,3 \times 10^{23} \text{ sek.} = 2,6 \cdot 10^{16} \text{ lat.} \end{array}$$

Po wzięciu pod uwagę względnej zawartości tych trzech naturalnych izotopów uranu:  $\frac{1}{17000} : \frac{1}{139} : 1$  daje to następujące liczby

na ich udział w ogólnej wspólnej aktywności uranu przez samorzutne rozszczepianie się:

$${}^{234}\text{U} \text{ — } 6\%.$$

$${}^{235}\text{U} \text{ — } 82\%.$$

$${}^{238}\text{U} \text{ — } 12\%.$$

Niestety, brak jest danych doświadczalnych, pozwalających potwierdzić, że w aktywności spontanicznego rozszczepiania się jąder uranu największy jest udział izotopu  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , który jedyny z tych trzech izotopów wykazuje rozszczepianie się pod działaniem termicznych neutronów.

W podobny sposób Flügge obliczył dla toru ( ${}^{232}_{90}\text{Th}$ )

$$t_f = 8.5 \cdot 10^{26} \text{ sek.} = 2.7 \cdot 10^{18} \text{ lat,}$$

która to liczba jest o rząd wielkości większa od uzyskanej przez Pose'go.

Kraków, maj 1948 r.

II Zakład Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Jagiellońskiego

### Literatura

1. N. BOHR i J. A. WHEELER, *Phys. Rev.* **56**, 426 (1939).
2. B. W. DODSON i R. D. FOWLER, *Phys. Rev.* **55**, 880 (1939).
3. G. N. FLEROV i K. A. PETRZHAK, *Journal of Physics USSR* **3**, 275 (1940)  
К. А. ПЕ́РЖАК и Г. И. ФЛЕ́РОВ, *ЖЭТФ*, **10**, 1015 (1940).
4. S. FLÜGGE, *ZS. f. Phys.* **121**, 298 (1943).
5. S. FRÄNKEL i N. METROPOLIS, *Phys. Rev.* **72**, 914 (1947).
6. O. HAHN, F. STRASSMANN, i E. WILLING, *Naturwiss.* **25**, 189 (1937).
7. W. F. LIBBY, *Phys. Rev.* **55**, 1269 (1939).
8. W. MAURER i H. POSE, *ZS. f. Phys.* **121**, 285 (1943).
9. И. ПАНАСЮК и Г. Н. ФЛЕ́РОВ, Доклады Академии Наук СССР, **30**, 699 (1940).
10. Н. А. ПЕРФИЛОВ, *ЖЭТФ*, **16**, 285 (1946)
11. Н. А. ПЕРФИЛОВ, *ЖЭТФ*, **17**, 476 (1947).
12. H. POSE, *ZS. f. Phys.* **121**, 293 (1943).
13. R. D. PRESENT, J. K. KNIPP i F. REINES, *Phys. Rev.* **70**, 557 (1946).
14. G. SCHARFF-GOLDHABER i G. G. KLÄIBER, *Phys. Rev.* **70**, 229 (1946).

WIKTOR KEMULA

## PIERWIASTKI TRANSURANOWE

(„TRANSURANY“)

Odczyt wygłoszony na Zjeździe P. T. Fizycznego, dnia 7. maja 1948 r.

Kiedy Döbereiner w roku 1817 stwierdził istnienie „triad“, pierwiastków o analogicznych własnościach chemicznych, których ciężary atomowe różniły się o stałą wartość, a następnie Newlands (1865) ogłosił „prawo oktaf“, nikt jeszcze nie podejrzewał doniosłości uogólnienia, które niezależnie zrobili: Dymitr Mendelejew i Lothar Meyer w roku 1868.

Szczególnie idee Mendelejewa odegrały doniosłą rolę dla chemii. Analogie własności chemicznych i fizycznych pierwiastków wystarczały do ustalenia ostatecznej formy układu okresowego, nie wyjaśniły jednak pewnych istniejących sprzeczności. Dopiero teoria Bohra (w wiele lat później) dała nam wyjaśnienie tych sprzeczności i trudności, na które natknęli się chemicy.

Jedną z takich trudności było zagadkowe zachowanie się pierwiastków trzeciej grupy — lantanowców. Są to pierwiastki o liczbie porządkowej  $Z$  do 58 do 71.

Wszyscy dziś wiemy, że podobieństwo ich chemicznych własności polega na tym, że rozbudowuje się w tych pierwiastkach elektronowa powłoka  $4f$ , czyli trzecia od zewnątrz. Ponieważ własności chemiczne tkwią we własnościach elektronów zewnętrznych — walencyjnych, a układ ich pozostaje w tym przypadku niezmienny, stąd też wybitne podobieństwo ich własności chemicznych.

Z biegiem czasu, dysponując większą ilością dokładniejszych faktów i opierając się na analogiach, chemicy zauważyli dziwną anomalie we własnościach pierwiastków podgrup: IVa, Va, VIa układu periodycznego.

Dla przykładu rozpatrzmy i porównajmy grupy IVa i VIa (p. Tablica I).

Tablica I

Symbol pierwiastka	Grupa IVa				Grupa VIa			
	${}_{22}\text{Ti}$	${}_{40}\text{Zr}$	${}_{72}\text{Hf}$	${}_{90}\text{Th}$	${}_{24}\text{Cr}$	${}_{42}\text{Mo}$	${}_{74}\text{W}$	${}_{92}\text{U}$
$\Delta Z$	18	32	18		18	32	18	
Gęstość	4,5	6,4	13,3	11,5	7,1	10,2	19,1	18,7
Temp. topn. °C.	1800	1930	2227	1850	1570	2600	3400	1700
Temp. wrzenia °C.	3000	2900	3200	3000	2200	3700	5900	3500

Widzimy, że Th i U mają inne własności aniżeli by się spodziewać należało biorąc pod uwagę ich większy ciężar atomowy: zarówno ich gęstość, jak i temperatura topnienia oraz wrzenia są niespodziewanie mniejsze od gęstości hafnu Hf i wolframu W. Gdyby postąpić analogicznie jak Döbereiner np. z następującymi po sobie pierwiastkami o Z od 72 do 92, opierając się na dotychczasowym, ustalonym przez Mendelejewa układzie periodycznym, zauważymy, że począwszy od toru Th o liczbie porządkowej  $Z=90$  nagle zmienia się zarówno różnica Z, jak i  $\Delta$  c. at. a mianowicie: z wartości  $\Delta Z=32$  na 18, a  $\Delta$  c. at. z wartości ok. 90 na ok. 54 (Tablica II):

Tablica II

Hf — Zr	178,6 — 91,22 = 87,38
Ta — Nb	180,88 — 92,91 = 87,97
W — Mo	183,92 — 95,95 = 87,97
Os — Ru	190,2 — 101,7 = 88,5
Ir — Rh	195,1 — 102,91 = 90,19
Pt — Pd	195,23 — 106,7 = 88,53
Au — Ag	197,2 — 107,88 = 89,32
Hg — Cd	200,61 — 112,41 = 88,21
Tl — In	204,39 — 114,76 = 89,63
Pb — Sn	207,2 — 118,7 = 88,51
Bi — Sb	209,00 — 121,76 = 87,24
Rn — X	222,0 — 131,3 = 90,7
Ra — Ba	226,05 — 137,36 = 88,69
Ac — La	(227) — 138,92 = (86,08)
Th — Hf	232,12 — 178,6 = 53,52 (!)
Pa — Ta	(231) — 181,5 = (49,5) (!)
U — W	238,1 — 184,0 = 54,2 (!)

Tak więc, począwszy od toru Th, stałość różnic  $\Delta Z$  i  $\Delta$  c. at. nagle się zmienia bez widocznych powodów z wartości ok. 90 do wartości ok. 53.

Co by wynikło, gdybyśmy przyjęli, że stałość różnic jest prawidłowością?



Wtedy konsekwentnie należałoby przyjąć, że analogiami toru będą pierwiastki o c. atomowym mniejszym o wartość, wynoszącą około 90.

A więc dla toru 232,12 — ok. 90 = ok. 142,12, dla protaktynu (231) — ok. 90 = ok. (141) i dla uranu 238,2 — ok. 90 = ok. 148,2.

Tak więc analogiem toru jest — cer o c. at. 140,14, a nie hafn o c. at. 178,6; protaktynu — prazeodym o c. at. 140,92, a nie tantal o c. at. 180,88 i uranu — neodym o c. at. 144,27, a nie wolfram o c. at. 183,92. Jak się przekonamy niżej, obecny stan naszych wiadomości potwierdza te wnioski.

A więc trzeba przyjąć, że analogicznymi są pierwiastki następujące, — stanowiące grupy tzw. lantanowców i aktynowców:

Lanta-	<sup>57</sup> La	<sup>58</sup> Ce	<sup>59</sup> Pr	<sup>60</sup> Nd	<sup>61</sup> Pm	<sup>62</sup> Sm	<sup>63</sup> Eu	<sup>64</sup> Gd	<sup>71</sup> Cp
nowce	138,92	140,15	140,92	144,27	147	150,45	152,0	156,9	174,99
Akty-	<sup>89</sup> Ac	<sup>90</sup> Th	<sup>91</sup> Pa	<sup>92</sup> U	<sup>93</sup> Np	<sup>94</sup> Pu	<sup>95</sup> Am	<sup>96</sup> Cm	<sup>103</sup> X
nowce	227	232,12	231,0	238,07	237	239	241	242	

Pierwiastki analogiczne różnią się o stałą wartość  $\Delta Z = 32$ .

Takie są wyniki, otrzymane na drodze najprostszyc analogii chemicznych; pokrywają się one z teoretycznymi wynikami Goep-pert-Mayer (1). Badaczka ta obliczała, że wypełnienie warstwy 5f powinno rozpocząć się od pierwiastka o liczbie porządkowej  $Z =$ około 90, co odpowiada właśnie aktynowcom ( $Z = 91$  i wyżej). Dopiero wytworzenie pierwiastków transuranowych, zwanych poprostu „transuranami“, sprawę tę posunęło ogromnie naprzód.

Zagadnieniem tym zajmiemy się obecnie.

O ile jeszcze przed wojną (Fermi (1935), Strassmann, Meitner i Hahn (1939)), istniały pewne doświadczalne wyniki, wskazujące na możliwość powstawania transuranów, o tyle jednak sprawa ta nie była jasna do czasu, kiedy rozpoczęto intensywne badania, mające na celu otrzymanie bomby atomowej. Mendelejewska forma układu periodycznego wprowadziła nawet w błąd badaczy.

I tak: Strassmann, Meitner i Hahn (3) poszukiwali nowego pierwiastka o  $Z = 93$ , jako chemicznego analogu renu <sup>75</sup>Re sądząc, że się ma strącić, jak to jest z renem w kwaśnym roztworze, działaniem H<sub>2</sub>S! No i nie znaleźli, gdyż należy go szukać w grupie lantanowców, jak to wynika z wywodów na wstępie.

Znany badacz E. Segrè (2) wykrył ciało beta-aktywne o okresie półtrwania = 2,3 dni, ale uznał je za jeden z izotypów pierwiastków ziem rzadkich, powstających w procesie rozszczepienia jądra dla tych samych powodów.

Odkrycie pierwszego pierwiastka transuranowego zawdzięczamy E. M. Mac Millanowi i P. H. Abelsonowi w maju 1940 roku.

Wykazali oni na drodze chemicznej i fizycznej, że neutrony, otrzymywane z cyklotronu Lawrence'a, zderzając się z  ${}_{92}\text{U}^{238}$  dają szereg przemian, a mianowicie:



Tak został otrzymany neptun.

Oddzielili oni to ciało na drodze chemicznej od ziem rzadkich (w środowisku silnie utleniającym).

K. Starke na drodze chemicznej wzbogacił  $10^5$  razy uran w izotop  $\text{U}^{235}$ , a następnie neptun Np potwierdzając wyniki Mc Millana i Abelsona.

Dla chemików szczególnie ważnym okazał się izotop neptunu  ${}_{93}\text{Np}^{237}$ , jako najtrwalszy z transuranów, a więc i najmniej szkodliwy dla zdrowia. Otrzymany został na innej drodze później.

Chemiczne własności otrzymanego neptunu są następujące: występuje on w VI, V, IV i III stopniu utlenienia, przy czym niższe stopnie utlenienia są trwalsze niż w uranie.

Na wyższym stopniu utlenienia (VI, V?) neptun jest zbliżony własnościami do uranu  $\text{U}^{\text{VI}}$ , na niższym — do  $\text{U}^{\text{IV}}$  i Th.

Neptun nie ma własności analogicznych do renu, jak to pierwotnie przypuszczano (p. praca Strassmanna, Meitnera i Hahna).

Amoniak (bez węglanu) strąca całkowicie neptun Np jako wodrotlenek, który nie roztwarza się w nadmiarze KOH.

Z mieszaniny U, Th i Np można dwa pierwsze strącić (w słabo zakwaszonym kw. octowym roztworze) 8 — oksychinoliną; w roztworze pozostaje czysty Np.

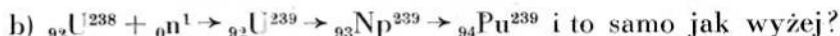
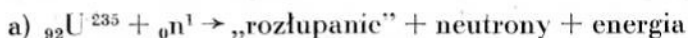
Charakterystyczne osady neptun daje z kw. podfosforowym, w obecności soli fluoru, z kw. szczawiovym, fosforowym itd. bez lub w obecności „nośnika” na którym się absorbuje.

Fakt, że pluton  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$  powstały z  ${}_{93}\text{Np}^{239}$ , rozpada się pod działaniem powolnych neutronów analogicznie jak  ${}_{92}\text{U}^{235}$ , czyli ulega rozszczepieniu, był ogromnie ważny, gdyż rozpętał pogoń za metodami otrzymywania właśnie tego izotopu. Należało się spodziewać łatwości

oddzielenia tego izotopu plutonu od uranu i powstałych z niego produktów „rozłupywania“, gdyż różnią się one własnościami chemicznymi, natomiast chemiczne oddzielenie  ${}_{92}\text{U}^{235}$  od  ${}_{92}\text{U}^{238}$  jest ogromnie trudne, mają one bowiem te same własności chemiczne.

Podówczas w Ameryce zagadnienie postawiono w sposób następujący:

1. Czy jest możliwe, aby bombardując neutronami zwykły uran, złożony z izotopów  ${}_{92}\text{U}^{235}$  (0,7%/o) i  ${}_{92}\text{U}^{238}$  (99,3%/o), wywołać reakcję łańcuchową na wielką skalę w myśl przemian:



2. Czy będzie możliwe oddzielić na techniczną skalę  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$  od reszty, tj. od uranu i licznych produktów rozszczepienia?

To były dwa najważniejsze zagadnienia „Plutonium Project”. Obydwa zagadnienia były potraktowane niezależnie. Najtężsi fizycy, technicy i chemicy pracowali nad tymi zagadnieniami. Nie będę tutaj wchodził w sprawę budowy i działania „stosów atomowych” — „reaktorów”. Jak wiemy została ona rozwiązana przez zastosowanie grafitu, zwalniającego szybkość neutronów bez ich absorbowania.

Pluton otrzymuje się dzisiaj w skali przemysłowej, na drodze szeregu reakcji chemicznych z mieszaniny zawierającej uran i produkty rozszczepienia, wykorzystując dwa różne stopnie utlenienia plutonu, analogicznie jak u neptunu.

Trafność doboru i skuteczność metody rozdzielania tych pierwiastków były wypróbowywane przy pomocy metod fizycznych, np. badaniem natężenia emisji  $\beta$  licznikiem Geigera-Müllera przy zastosowaniu tzw. metody śladów (traces), a i dziś jest ta metoda niemal jedyną do kontroli skuteczności rozdzielania chemicznego.

Na podstawie tych prac wykonanych na minimalnych ilościach plutonu powstały laboratoria i Zakłady w Clinton, Tennessee, Hanford, Los Alamos, New Mexico itd., w których poczęto fabrykować pluton. Tak więc po raz pierwszy w historii zaczęto naświetlać duże ilości uranu neutronami z cyklotronów celem otrzymania większej ilości nowego, nieznanego pierwiastka.

Po długich miesiącach pracy cyklotronów, otrzymane zostały wprawdzie małe, ale „do zważenia” ilości plutonu: były to zaledwie mikrogramy!

Praca z tymi ilościami musiała być wykonywana innymi metodami niż dotychczas. Opracowano „ultramikrochemię“ (P. L. Kirk i A. A. Benedetti-Pichler), której cechą charakterystyczną jest, że pracuje się normalnymi stężeniami, ale w mikroaparaturze. Jest to ważny fakt, gdyż strącenie osadu itd. zależy od jego rozpuszczalności, tym samym od stężenia. Zamiast biuret stosowano np. rurki kapilarne, pozwalające mierzyć objętości rzędu  $10^{-1}$  do  $10^{-5}$  ml! Dokładność pomiaru była jednak rzędu 1%. Obserwowano mierzenie pod lupą 30-krotnie powiększającą.

Ważenie osadów odbywało się przy pomocy wagi z uginającym się włóknem kwarcowym. Pozwalała ona ważyć do 20  $\mu\text{g}$ , z czułością 0,02  $\mu\text{g}$ , przy maksymalnym obciążeniu 0,5 mg = 500  $\mu\text{g}$ .

Druga zastosowana waga — torsyjna — była jeszcze czulsza: pozwalała ona zważyć do 300  $\mu\text{g}$  lub mniej, również z dokładnością 0,02  $\mu\text{g}$  ( $2 \cdot 10^{-8}$ g), gdy całkowita masa do ważenia mogła wynosić 25 mg = 25.000  $\mu\text{g}$ .

Włókno kwarcowe było tak cienkie, że dla gołego oka nie widzialne.

Posługując się takimi urządzeniami B. B. Cunningham i L. B. Werner, otrzymali w Metallurgical Laboratory w Chicago pierwsze czyste preparaty plutonu 18. 8. 1942 r. Było tego zaledwie kilka miligramów. Otrzymano więc poraz pierwszy syntetyczny nowy pierwiastek bombardując uran neutronami.

Okazało się, że najtrwalszym był IV stopień utlenienia plutonu.

W. M. Latimer, A. C. Wahl, I. W. Hamaker i E. G. Shelton wykazali, że istnieje VI — wartościowy pluton, a R. E. Connick ustalił istnienie III stopnia.

Do końca roku 1943 cyklotrony w Berkeley, Waszyngtonie i St. Louis razem „narobiły“ 1 miligram plutonu!

Na tej ilości sprawdzono metody rozdzielania, które następnie zastosowano w olbrzymich zakładach w Hanford.

Cunningham, Werner, Miller i Perlman właściwie byli tymi, którzy tę drogę ostatecznie ustalili.

W Hanford zwiększono w krótkim czasie produkcję  $10^{10}$ -krotnie, otrzymując pluton w „stosach atomowych“.

Związki plutonu zbadano wszechstronnie, a nawet oznaczono jego liczbę porządkową z położenia linii widm rentgenowskich (Zachariasen, Chicago).

P. L. Kirk i U. L. Baumbach zbadali metaliczny pluton. Dziś pluton jest dostępny w ilościach kilogramowych i jest pierwiastkiem może lepiej zbadanym od wielu innych — „starszych“.

Ostatecznie wiemy, że pluton ma VI, IV i III stopień utlenienia, w porównaniu do neptunu i uranu ma on o wiele trwalszy III stopień, niż dwa poprzednie.

Na niższym stopniu utlenienia pluton jest podobny do ziem rzadkich i strąca się jako fluorek, na wyższych stopniach jako fluorek się już nie strąca.

Rozdzielenie plutonu (analogicznie do neptunu) składa się z kilkakrotnych utlenień i redukcji przy wykorzystaniu różnic rozpuszczalności związków plutonu w różnych stopniach utlenienia w porównaniu do innych ciał.

W Hanford rozdzielanie następuje w przeszło 30 reakcjach.

Weźmy przykład oczyszczania plutonu:

Początkowo pluton strąca się na nośniku  $\text{LaF}_3$ , jako  $\text{PuF}_3$  — fluorki rozkłada się odparowując z  $\text{H}_2\text{SO}_4$  lub  $\text{HClO}_4$ , rozcieńcza wodą, utlenia za pomocą  $\text{KMnO}_4$  na gorąco do  $\text{Pu}^{\text{VI}}$ . Po tym lantan strąca się jako  $\text{LaF}_3$ . — Przez odparowanie usuwa się  $\text{HF}$ , a następnie 6% kwasem  $\text{H}_2\text{SO}_3$  redukuje się  $\text{Pu}^{\text{VI}}$  do  $\text{Pu}^{\text{III}}$  i strąca  $\text{Pu}(\text{OH})_3$  działaniem  $\text{NH}_3 \cdot \text{aq}$ .

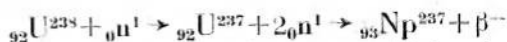
Z kolei  $\text{Pu}(\text{OH})_3$  roztwarza się w  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , odparowuje do suchości, przy tym pluton utlenia się do  $\text{Pu}^{\text{IV}}$  i strąca jako jodan. Te czynności powtarza się do uzyskaniażądanego stopnia czystości. Najtrwalszym stopniem utleniania plutonu jest  $\text{Pu}^{\text{IV}}$ . Powietrze na ciepło utlenia  $\text{Pu}^{\text{III}}$  do  $\text{Pu}^{\text{IV}}$ .

Roztwory soli  $\text{Pu}^{\text{III}}$  są jasno-niebieskie. Związki  $\text{Pu}^{\text{IV}}$  są bladoróżowe, roztwór  $\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$  jest zielony.

$\text{Pu}^{\text{IV}}$  strąca się w odróżnieniu od  $\text{Pu}^{\text{III}}$  w obecności Zr jako fenylarsenian i m-nitrobenzoesan.

Związki  $\text{Pu}^{\text{VI}}$ : plutonian amonu  $(\text{NH}_4)_2\text{PuO}_4$  — jest żółto-brązowy. Sole  $\text{Pu}^{\text{VI}}$  przez analogię do uranu nazwano „solami plutonylu“.

Dopiero później, po otrzymaniu czystego plutonu, otrzymano większe ilości innego izotopu czystego neptunu, mianowicie  ${}_{93}\text{Np}^{237}$ , korzystając z wykrytej przez G. T. Seaborga i A. C. Wahla przemiany.



Otrzymano ten izotop początkowo w cyklotronie. — Jest on b. trwały ( $\tau_{1/2} = 2,25 \cdot 10^6$  lat).

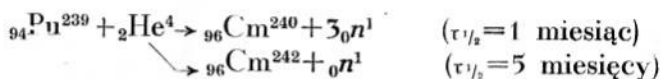
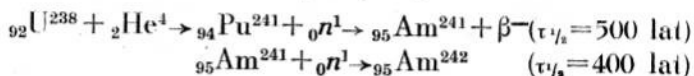
Dziś i ten izotop produkowany jest na dużą skalę w Clinton.

Pomiary z ilością 100 mg potwierdziły poprzednio otrzymane wyniki: neptun ma również VI, (V?), IV i III stopień utlenienia, ale III stopień jest mniej trwały aniżeli u plutonu.

Po poznaniu własności neptunu i plutonu obecnie wykryto te pierwiastki w przyrodzie, a mianowicie w blendzie uranowej i w karnotycie, ale tylko w bardzo małych ilościach (1 : 10<sup>14</sup>).

Pozostały by nam dwa dalsze pierwiastki do omówienia: ameryk i kiur.

Ameryk (<sup>95</sup>Am) i kiur (<sup>96</sup>Cm) zostały zidentyfikowane przez G. T. Seaborga, R. A. Jamesa, L. O. Morgana i A. Ghiorso. Stwierdzili oni, że bombardując uran i pluton jonami helu o energii 40—44 MeV otrzymuje się:



Ameryk istnieje w związkach prawdopodobnie tylko jako trójwartościowy Am<sup>III</sup>. Chemicznie jest bardzo podobny do ziem rzadkich. Po wielokrotnych strąceniach otrzymano niewielką ilość czystego Am(OH)<sub>3</sub>.

Kiur znamy wyłącznie jako Cm<sup>III</sup>. Chemicznie bardzo podobny do ziem rzadkich i z trudem da się od nich oddzielić.

Jest niezwykle silnie promieniotwórczy (1 mg Cm<sup>242</sup> wydziela 10<sup>14</sup> cząstek alfa na minutę!), rozkłada wodę, wydziela dużo ciepła i jest szkodliwy dla organizmu.

Powyzsze trudności stały na przeszkodzie do otrzymania kiuru w stanie czystym.

Chemiczne właściwości czterech transuranów dowodzą niezbicie, że są to pierwiastki analogiczne do lantanowców, czyli należą do grupy aktynowców, jak to wynikało z tablicy na wstępie. W ten sposób Th, Pa, U muszą się znajdować w grupie aktynowców, a nie w grupach IVa, Va i VIa (p. periodyczny układ pierwiastków str. 53).

Wyższa wartościowość uranu, neptunu i plutonu aniżeli III pochodzi prawdopodobnie z równorzędności energetycznej stanów elektronów 5f i 6d, co pozwala przypuścić, że energia wiązania chemicznego jest już w stanie wywołać takie przesunięcie.

Dziś, na podstawie osiągniętych wyników dochodzimy do wniosku, że konfiguracja elektronów o atomach o Z od 72 do 96 wygląda następująco:

Periodyczny układ pierwiastków.

Grupy . . . . .	I		II		III		IV		V		VI		VII		VIII		O		
Wartościowość . . . . .	ECl	E <sub>2</sub> O	ECl <sub>2</sub>	EO	ECl <sub>3</sub>	E <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	EH <sub>4</sub>	EO	EH <sub>3</sub>	E <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	EH <sub>2</sub>	E <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	EH	E <sub>2</sub> O <sub>7</sub>	EJ <sub>4</sub>		0 Nn		
Podgrupy . . . . .	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	—		1.008		
Period	Rzqd																		
I	2=2·1 <sup>2</sup>	1	1 H 1·0080																2 H 4·003
II	8=2·2 <sup>2</sup>	2	3 Li 6·940	4 Be 9·02	5 B 10·82	6 C 12·010	7 N 14·008	8 O 16·0000	9 F 1·000								10 Ne 20·183		
III	8=2·2 <sup>3</sup>	3	11 Na 22·997	12 Mg 24·32	13 Al 26·97	14 Si 28·06	15 P 30·98	16 S 32·05	17 Cl 35·457								18 Ar 39·944		
IV	18=2·3 <sup>2</sup>	4	19 K 39·096	20 Ca 40·08	21 Sc 45·10	22 Ti 47·90	23 V 50·95	24 Cr 52·01	25 Mn 54·93	26 Fe, 27 Co, 28 Ni 55·85 58·94 58·69									
		5	29 Cu 63·57	30 Zn 65·38	31 Ga 69·72	32 Ge 72·60	33 As 74·91	34 Se 78·96	35 Br 79·916								36 Kr 83·7		
V	18=2·3 <sup>2</sup>	6	37 Rb 85·48	38 Sr 87·63	39 Y 88·92	40 Zr 91·22	41 Nb 92·91	42 Mo 95·95	43 Tc 99	44 Ru, 45 Rh, 46 Pd 101·7 102·91 106·7									
		7	37 Ag 107·88	48 Cd 112·41	49 In 114·76	50 Sn 117·70	51 Sb 121·76	52 Te 127·61	53 J 126·92								54 X 131·3		
VI	32=2·4 <sup>2</sup>	8	55 Cs 132·91	56 Ba 137·36	57 La*) 133·92	72 Hf 178·6	73 Ta 180·88	74 W 183·92	75 Re 186·31	76 Os, 77 Ir, 78 Pt 190·2 193·1 195·25									
		9	79 Au 197·2	80 Hg 200·61	81 Tl 204·39	82 Pb 207·21	83 Bi 209·00	84 Po 210	85 At 210								86 Rn 222		
VII	10	10	89 Fr 227	88 Ra 226·05	89 Ac**) (227)	90 Th 232·12	91 Pa 231	92 U 238·07	93 Np 239	94 Pu, 95 Am, 96 Cm 239 241 242									

58—71

\*) Lantanowce

57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Cp
133·92	140·13	140·92	144·27	147	150·43	52·0	156·9	159·2	162·46	163·5	167·2	169·4	173·04	174·99

90—96

\*\*) Aktynowce

87 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm
(227)	232·12	231	238·07	ok. 237	ok. 239	ok. 241	ok. 242

Uwaga: Liczby, poprzedzające symbol chemiczny, oznaczają liczbę porządkową Z.

Liczby, umieszczone pod symbolami, wyrażają względny ciężar atomowy A(O=16)

Pierwiastki 90—96 zostały umieszczone w układzie celem porównania ze stojącymi nad nimi (p. str. 44—46) chociaż tutaj figurować nie powinny.

Tablica III.

	n= l=	K	L	M	N	O				P		Q	
		1	2	3	4	5	s	p	d	f	s	6	7
											p	d	s
72	Hf	2	8	18	32	2	6	2			2		
73	Ta	2	8	18	32	2	6	3			2		
74	W	2	8	18	32	2	6	4			2		
75	Re	2	8	18	32	2	6	5			2		
76	Os	2	8	18	32	2	6	6			2		
77	Ir	2	8	18	32	2	6	7			2		
78	Pt	2	8	18	32	2	6	9		1			
79	Au	2	8	18	32	2	6	10		1			
80	Hg	2	8	18	32	2	6	10		2			
81	Tl	2	8	18	32	2	6	10		2	1		
82	Pb	2	8	18	32	2	6	10		2	2		
83	Ri	2	8	18	32	2	6	10		2	3		
84	Po	2	8	18	32	2	6	10		2	4		
85	At	2	8	18	32	2	6	10		2	5		
86	Rn	2	8	18	32	2	6	10		2	6		
87	Fr	2	8	18	32	2	6	10		2	6		1
88	Ra	2	8	18	32	2	6	10		2	6		2
89	Ac	2	8	18	32	2	6	10		2	6	1	2
90	Th	2	8	18	32	2	6	10	1	2	6	1	2
91	Pa	2	8	18	32	2	6	10	2	2	6	1	2
92	U	2	8	18	32	2	6	10	3	2	6	1	2
93	Np	2	8	18	32	2	6	10	4	2	6	1	2
94	Pu	2	8	18	32	2	6	10	5	2	6	1	2
95	Am	2	8	18	32	2	6	10	6	2	6	1	2
96	Cm	2	8	18	32	2	6	10	7	2	6	1	2

Z tych względów właściwe miejsce „transuranowych“ pierwiastków jest w grupie aktywności (p. periodyczny układ pierwiastków str. 52), a nie powinny one być umieszczane kolejno za uranem (p. pierwiastki VII okresu, podkreślone falistą linią).

Tak więc nowa postać układu periodycznego jest teoretycznie i doświadczalnie uzasadniona.

Warszawa, maj 1948 r.

Zakład Chemii Nieorganicznej  
Uniwersytetu Warszawskiego

#### LITERATURA

1. M. GOEPPERT MAYER. *Phys. Rev.* **60**, 184 (1941).
2. E. SEGRE. *Phys. Rev.* **55**, 1104 (1939).
3. F. STRASSMANN, L. MEITNER u. O. HAHN. *Naturw.* **30**, 256 (1942).



WŁODZIMIERZ MOŚCICKI

## OKREŚLANIE WIEKU ZABYTKÓW ORGANICZNYCH Z POMIARU NATEŻENIA PROMIENIOWANIA $\beta^-$ — IZOTOPU WĘGLA $C^{14}$

Wrześniowy zeszyt *Bulletin of the Atomic Scientists* z r. 1948 przynosi m. i. ciekawy artykuł W. F. Libby'ego pt. „The Radiocarbon Story“ (1). Z pomiędzy licznych zastosowań „radiowęгла“ jako indikatora izotopowego pozwalającego na śledzenie dróg krążenia węglą w ciele zwierzęcym, procesów asymilacji i desymilacji itp., opisanych w tym artykule, szczególnie interesująco przedstawia się zagadnienie określania daty śmierci organizmów z pomiarów nateżenia promieniowania  $\beta^-$  wysyłanego przez  $C^{14}$ .

Jest rzeczą powszechnie znaną, że zjawisko tzw. „promieniotwórczości sztucznej“ zostało odkryte w r. 1934 przez Irenę Curie i Fryderyka Joliot. W ciągu ostatnich 15 lat fizyka poczyniła ogromne postępy w tej dziedzinie. Posługując się reakcjami jądrowymi najróżniejszych typów, np. ( $\alpha, n$ ), ( $n, \alpha$ ), ( $\alpha, p$ ), ( $d, p$ ), ( $d, n$ ), ( $n, p$ ) uzyskano szereg nowych pierwiastków promieniotwórczych o promieniotwórczości typu  $\beta$  obu znaków oraz  $\gamma$ . W chwili obecnej tylko dla tulu i iterbu nie znamy jeszcze izotopów promieniotwórczych, pozostałe pierwiastki począwszy od wodoru, a kończąc na kiurze, mają przynajmniej jeden izotop promieniotwórczy. Niektóre, jak np. Sc, Sb, Te, Ce, mają aż po 9 izotopów promieniotwórczych, Ag ma ich 11, a In nawet 13.

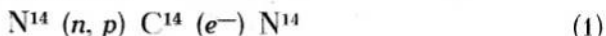
Z punktu widzenia nauk stosowanych, a w pierwszym rzędzie biologii i medycyny, najdonioślejszą rolę posiadają izotopy promieniotwórcze tych pierwiastków, które wchodzą w skład żywej komórki, a więc: węglą, wodoru, tlenu, azotu, wapnia, magnezu, żelaza, siarki, fosforu. Jak wspomnieliśmy wyżej, również i te pierwiastki posiadają izotopy promieniotwórcze. I tak izotop wodoru  $H^3$  (tritium) posiada promieniotwórczość  $\beta^-$  o okresie połówkowego rozpadu ( $T$ ) 31 lat, tlen posiada dwa izotopy promieniotwórcze  $O^{15}$  ( $\beta^+$ ,  $T=126^s$ ) i  $O^{19}$  ( $\beta^+$ ,  $T=31^s$ ); azot — dwa:  $N^{13}$  ( $\beta^+$ ,  $T=9,95$  mieś.) i  $N^{16}$  ( $\beta^-$ ,  $T=8^s$ ); wapń — cztery:  $Ca^{39}$  ( $\beta^+$ ,  $T=4,5^m$ ),  $Ca^{14}$  ( $\beta^-$ ,  $T=8,5$  dni),

$\text{Ca}^{45}$  ( $\beta^-$ ,  $T=180$  dni),  $\text{Ca}^{49}$  ( $\beta^-$ ,  $T=2,59^e$ ); magnez — dwa:  $\text{Mg}^{23}$  ( $\beta^+$ ,  $T=11,6^s$ ) i  $\text{Mg}^{27}$  ( $\beta^-$ ,  $T=10,2^m$ ); żelazo — trzy:  $\text{Fe}^{53}$  ( $\beta^+$ ,  $T=8,9$  mieś),  $\text{Fe}^{55}$  ( $\beta^-$ ,  $T=4$  lata),  $\text{Fe}^{59}$  ( $\beta^-$ ,  $T=44$  dni); siarka — dwa  $\text{S}^{31}$  ( $\beta^+$ ,  $T=3,18^s$ ) i  $\text{S}^{35}$  ( $\beta^-$ ,  $T=87,1$  dni); fosfor — jeden izotop:  $\text{P}^{32}$  ( $\beta^-$ ,  $T=14,3$  dni).

Jest rzeczą jasną, że pomiędzy pierwiastkami wchodzącymi w skład komórki zwierzęcej lub roślinnej stanowisko węgla jest zupełnie wyjątkowe. Dotychczas wykryto pięć izotopów węgla:  $\text{C}^{10}$ ,  $\text{C}^{11}$ ,  $\text{C}^{12}$ ,  $\text{C}^{13}$  i  $\text{C}^{14}$ ; pierwsze dwa odznaczają się promieniotwórczością  $\beta^+$  o bardzo krótkich okresach połowkowego rozpadu  $T = 8,8^s$  i  $20,5^m$  i wskutek tego nie odgrywają poważniejszej roli jako wskaźniki izotopowe.  $\text{C}^{12}$  i  $\text{C}^{13}$  są trwale i występują normalnie w stosunku 89,9 : 1.  $\text{C}^{14}$  wreszcie odznacza się promieniotwórczością  $\beta^-$  o okresie połowkowego rozpadu 5700 lat.

Przy procesach jądrowych prowadzących do uzyskania pierwiastków „sztucznie“ promieniotwórczych ogromną rolę odegrały odkryte w r. 1932 przez J. Chadwicka neutrony. Neutrony nie muszą przewyżczać bariery elektrostatycznej, otaczającej jądro atomowe, i mogą być wobec tego chwytnie przez jądra nawet gdy prędkość ich jest dowolnie mała.

Dzięki uzyskaniu olbrzymich źródeł promieniowania neutronowego w reaktorach atomowych, można już w tej chwili mówić o przemyśle wskaźników izotopowych. Do takich właśnie wskaźników izotopowych, których produkcja już dziś osiągnęła skalę daleko przekraczającą normalne zapotrzebowanie laboratoryjne, należy odkryty w r. 1940 przez Rubena i Kamena „radio-węgiel“ —  $\text{C}^{14}$ . Izotop ten otrzymuje się przez bombardowanie azotu neutronami. Reakcja przebiega tu w sposób następujący:



Właściwości „radiowęgla“ są już w tej chwili bardzo dokładnie zbadane i, jak powiedziano wyżej, okres jego połowkowego rozpadu  $T = 5700$  lat.

Ze znajomości okresu połowkowego zaniku wynika natychmiast, że liczba aktów rozpadu zachodzących w 1g czystego  $\text{C}^{14}$  w czasie  $\Delta t$  wynosi:

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t, \quad \text{gdzie } \lambda = \frac{\ln 2}{T} \cong 40 \cdot 10^{-13} \text{ sek.}^{-1};$$

$$\text{kładąc } \Delta t = 1 \text{ sek. i } N = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{14} \text{ mamy } \Delta N \cong 1,7 \cdot 10^{11}. \quad (2)$$

Z tego widać, że nawet przy rozcieńczeniu izotopu  $C^{14}$  trwałym izotopem węgla  $C^{12}$  w stosunku 1 :  $10^{12}$  wykrycie  $C^{14}$ , ujawniającego się w tych warunkach promieniotwórczością  $\beta^-$  dającą przeciętnie 11 elektronów na minutę na 1 g węgla, nie nastęrcza jeszcze poważniejszych trudności.

Fakt ten ma bardzo duże znaczenie ze względu na to, że pewna, niewielka stosunkowo ilość „radiowęgla“ znajduje się stale w węglu atmosferycznym. Jak okazały przeprowadzone w ostatnich latach badania, ilość „radiowęgla“ w węglu atmosferycznym (dokładniej w atmosferycznym  $CO_2$ ) jest taka sama, niezależnie od miejsca na ziemi z którego pochodziła badana próbka. Dokładnie tę samą ilość  $C^{14}$  zawierają też wszelkie węgle pochodzące z organizmów żyjących obecnie. Węgłe natomiast bardzo stare — kopalniane lub uzyskane z ropy naftowej nie wykazują promieniotwórczości  $\beta$  charakteryzującej obecność  $C^{14}$ .

Skąd bierze się „radiowęgiel“ w węglu atmosferycznym? Jaki jest mechanizm przedostawania się jego do organizmów żywych? Czemu przypisać fakt nie występowania tego promieniotwórczego izotopu w węglach bardzo starych?

Na pytania te daje odpowiedź Libby w cytowanym na wstępie artykule. Jak okazały badania składu promieniowania kosmicznego przeprowadzone w ostatnim dziesięcioleciu, w skład tego promieniowania wchodzi m. i. i neutrony. Natężenie promieniowania neutronowego w promieniowaniu kosmicznym szacuje się na ok. 2 neutrony na sek. na  $cm^2$  powierzchni Ziemi. Promieniowanie to zostaje bardzo silnie pochłaniane w górnych warstwach atmosfery, tak że do powierzchni Ziemi dochodzi zaledwie mniej niż 1% pierwotnej ilości neutronów. Głównym czynnikiem pochłaniającym neutrony jest atmosferyczny azot, przy czym reakcja jądrowa, przebiegając według wspomnianego już wyżej schematu (1), prowadzi do powstania  $C^{14}$ .

Gdyby  $C^{14}$  było izotopem trwałym, ilość jego na ziemi wzrastałaby nieograniczenie w miarę dopływu neutronów. Ponieważ jednak tak nie jest, część wytworzonych atomów  $C^{14}$  ulega rozpadowi, przy czym liczba rozpadów jest proporcjonalna do liczby wytworzonych już jąder  $C^{14}$ . Przyrost liczby jąder  $C^{14}$  na sekundę wyrazi się wzorem

$$\frac{dN_c}{dt} = N_n - \lambda_c N_c, \quad (3)$$

gdzie  $N_n$  jest to całkowita liczba dopływających do atmosfery w jednostce czasu neutronów i  $N_c$  — liczba istniejących już jąder  $C^{14}$ .

Przyjmując bardzo prawdopodobne założenie, że liczba  $N_n$  nie ulega zbyt silnym fluktuacjom i jest w dużym czasokresie stała, otrzymuje się na liczbę obecnych na Ziemi atomów  $C^{14}$  pochodzących z reakcji  $N^{14}(n, p)C^{14}$  zainicjowanych przez składową neutronową promieniowania kosmicznego

$$N_c = \frac{N}{\lambda_c} (1 - e^{-\lambda_c t}). \quad (4)$$

Według panujących obecnie przekonań natężenie promieniowania kosmicznego istotnie nie ulega zbyt wielkim zmianom na przestrzeni bardzo długich czasokresów, rzędu setek tysięcy lat. Jeśli więc proces wytwarzania się  $C^{14}$  sięga aż tak dużego czasokresu, to wyraz  $e^{-\lambda_c t}$  można pominąć wobec 1 i mamy

$$N_c = \frac{N_n}{\lambda_c}. \quad (5)$$

Z drugiej strony całkowitą liczbę neutronów dochodzących do powierzchni Ziemi w promieniowaniu kosmicznym można ocenić wychodząc ze średniego natężenia składowej neutronowej tego promieniowania i znanej wartości powierzchni Ziemi. Ocena ta daje okrągło

$$N_n = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^2 \times 2 \text{ neutr/cm}^{-2} \text{ sek}^{-1} = 10^{19} \text{ neutr/sek}^{-1}. \quad (6)$$

Kładąc według (2)  $\lambda \cong 40 \cdot 10^{-13} \text{ sek}^{-1}$  otrzymujemy na liczbę obecnych na Ziemi atomów „radiowęgla“  $C^{14}$ :  $N_c = 10^{19} \cdot \frac{1}{40 \cdot 10^{-13}} = \frac{1}{40} 10^{32}$  (7) atomów  $C^{14}$ .

Przeliczając to na jednostki masowe otrzymamy

$$\frac{1}{40} \cdot 10^{32} \cdot 14 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} = 0,55 \cdot 10^8 \text{ g} \cong 55 \text{ ton } C^{14}. \quad (8)$$

Z drugiej strony ocena całkowitej ilości węgla atmosferycznego i węgla wchodzącego w skład organizmów obecnie żyjących prowadzi do liczby  $5 \cdot 10^{13}$  ton. A więc jeden atom  $C^{14}$  przypada średnio na  $10^{12}$  atomów trwałego  $C^{12}$  1).

Jak powiedzieliśmy wyżej, „radiowęgiel“ powstaje w górnych warstwach atmosfery. Zostaje on utleniony przez tlen atmosferyczny na

<sup>1)</sup> Przy dokładniejszym przerechowaniu otrzymuje się (zgodnie z danymi doświadczalnymi) nieco mniejsze „rozcieńczenie“  $C^{14}$  ok. 1: 8, 3.  $10^{11}$ .

CO<sub>2</sub> i na skutek różnych procesów meteorologicznych przedostaje się do powierzchni Ziemi. Tu, wchodząc w skład atmosferycznego dwutlenku węgla, zostaje zasymilowany przez świat rośliny i, wchodząc w skład pożywienia roślinnego, przedostaje się również do organizmów zwierzęcych.

Jak okazały badania przeprowadzone metodami wskaźników izotopowych, procesy asymilacji i desymilacji atomów różnych pierwiastków przez różne części organizmów zwierzęcych i roślinnych odbywają się bardzo szybko i następują w czasokresach sięgających od kilku tygodni do kilku miesięcy. Z tego względu każde ciało zwierzęce i roślinne czerpiące nowe zapasy węgla z węgla atmosferycznego posiada dokładnie taką samą koncentrację C<sup>14</sup> w nieradioaktywnym węglu co i atmosferyczny CO<sub>2</sub>, a więc 1 : 10<sup>12</sup>.

Inaczej przedstawia się sprawa wtedy, kiedy organizm umiera i przestaje wymieniać węgiel wchodzący w skład jego organizmu. Posiadany przez zmarły organizm zapas C<sup>14</sup> wyczerpuje się wskutek procesu naturalnego rozpadu i niema już żadnej przyczyny, która by mogła zapas ten regenerować.

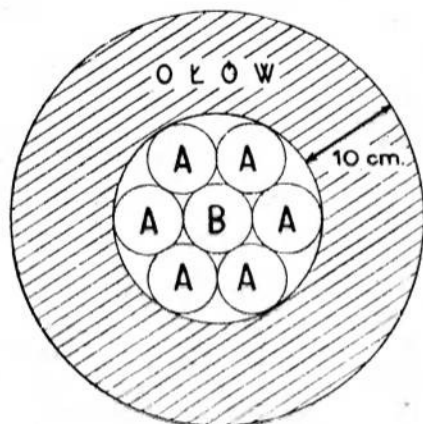
Jeśli więc, jak wyżej widzieliśmy, 1 g węgla pochodzenia organicznego, zwierzęcia lub rośliny żyjącej obecnie, wysyła średnio ok. 10 cząstek β na minutę, pochodzących z rozpadu C<sup>14</sup>, to po upływie okresu połowkowego rozpadu C<sup>14</sup>, a więc po 5700 latach będzie ich wysyłał już tylko 5 na minutę, po dalszych 5700 lat — 2,5 na minutę itd.

Libby sądzi, że posługując się metodą pomiaru ilości impulsów wysyłanych przez węgiel pochodzenia organicznego, można będzie dość dokładnie określić datę śmierci badanego zabytku. Sądzi on mianowicie, że dokładność określenia tej daty nie będzie mniejsza niż ok. 100 lat dla czasokresów od 1000 do 30.000 lat. Autor nie podaje wprawdzie metod określania ilości rozpadów C<sup>14</sup> pochodzących z badanej próbki, ale wydaje się, że najdogodniejszą metodą liczenia cząsteczek β będzie zastosowanie liczników Geigera-Müllera reagujących jak wiadomo na pojedyncze impulsy<sup>2)</sup>. Zasadniczą trudnością którą należy pokonać, jest zbyt mała częstość aktów rozpadu C<sup>14</sup> w porównaniu z częstością impulsów licznika, wyzwalanych przez promieniowanie kosmiczne. W liczniku o średnich rozmiarach notuje się średnio ok. 1 impulsu na minutę na 1 cm<sup>2</sup> powierzchni licznika, tak że

<sup>2)</sup> Niżej opisana metoda została zaproponowana przez autora na posiedzeniu Seminarium Prehistorycznego w Poznaniu w marcu 1949 r.

przy liczniku o powierzchni czynnej rzędu  $50 \text{ cm}^2$  należałoby się liczyć z ok. 50 impulsami na minutę pochodzącymi z promieniowania kosmicznego.

W tych warunkach określenie liczby stosunkowo rzadkich impulsów pochodzących z próbki wprowadzonej do licznika w formie stałej lub gazowej byłoby bardzo utrudnione, a to ze względu na fluktuacje natężenia promieniowania kosmicznego związane ze zmianami atmosferycznymi. Trudność tę można jednak usunąć osłaniając licznik zawierający próbkę osłoną ołowianą i układem antykoincydencyjnych liczników tak np., jak to pokazano na rys. 1. Filtr o-



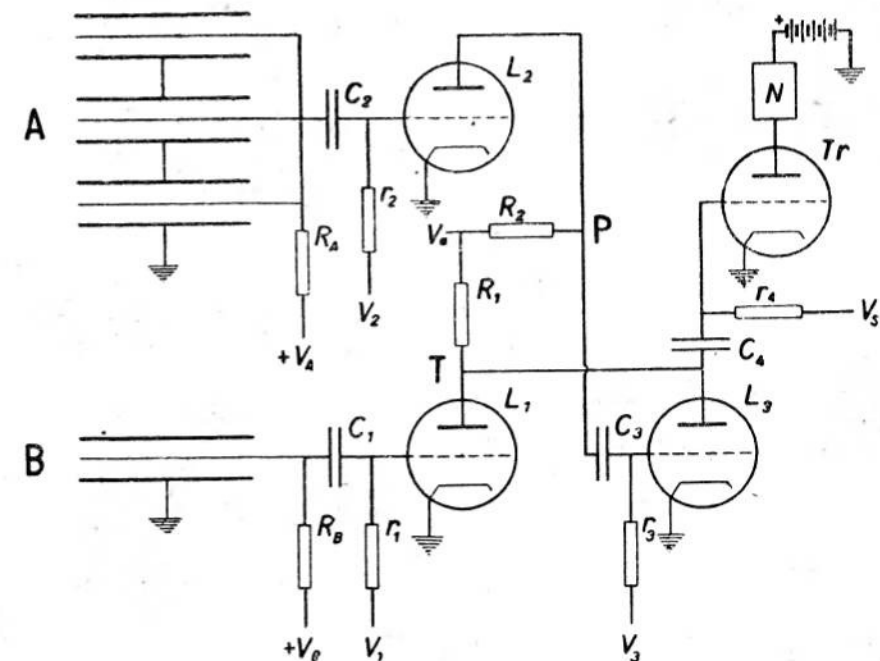
Rys. 1

wiany grubości ok. 10 cm ma za zadanie odfiltrowanie składowej „miękkiej“ promieniowania kosmicznego i niedopuszczenie jej do liczników. Liczniki A i B pracują w układzie antykoincydencyjnym, którego schemat ideowy widzimy na rys. 2.

Działanie tego układu jest następujące. Jeśli opór  $R_1$  w obwodzie anodowym przewodzącej lampy  $L_1$  jest bardzo duży w porównaniu z impedancją tej lampy, to na oporze  $R_1$  leży prawie całe napięcie anodowe  $V_a$  i potencjał anody równa się małemu ułamkowi przyłożonego napięcia anodowego. Ten sam potencjał posiada też anoda lampy  $L_3$ , zablokowanej ujemnym napięciem ( $V_3$ ) na siatce, a więc posiadającej opór nieskończenie wielki.

Jeśli w liczniku B powstanie chwilowe wylądowanie, spowodowane wyrzuceniem jonizującej cząsteczki  $e^-$  przez  $C^{14}$ , to ładunek dodatni nagromadzony na kondensatorze  $C_1$  spłynie z anody licznika na ka-

tość. Wskutek tego indukowany na drugiej okładce kondensatora ładunek ujemny spłynie przez opór  $V_1$  w obwodzie siatkowym lampy  $L_1$ , dając chwilowy impuls ujemny na siatce  $L_1$ . Impuls ten wygasi przewodzącą do tego momentu lampę  $L_1$ , powodując wzrost jej oporu do nieskończoności. W wyniku zablokowania lampy  $L_1$  potencjał anody wzrośnie do wartości napięcia anodowego. Tę zmianę napięcia w punkcie  $T_1$  można przekazać na siatkę tyratronu  $T_r$ , uruchamiającego numerator telefoniczny  $N$  („licznik“ impulsów).



Rys. 2

Jeśli jednak wyładowanie w liczniku B zostało zainicjowane przez cząsteczkę promieniowania kosmicznego, która przeszła przed tym przez którykolwiek z liczników A, to gałąź  $T_1$  obwodu anodowego wcale nie zostanie przerwana, a to dlatego, że dodatni impuls ukazujący się w punkcie  $P$  pochodzący z liczników A „zapali“ lampę  $L_3$ , która obejmie obecnie rolę lampy  $L_1$  w gałęzi  $T$  obwodu anodowego.

Metoda ta nie może jednak dać bezpośrednio pełnych 100% wszystkich impulsów pochodzących z rozpadu  $C^{14}$ , a to z następujących powodów:

1. Jeśli we wszystkich licznikach A promieniowanie kosmiczne wywołuje  $N_A$  impulsów na sek. a czas trwania pojedynczego impulsu jest  $t_0$ , to czas „martwy“ licznika B — a więc czas, w ciągu którego impulsy z licznika B nie mogą być zarejestrowane — wynosi  $t_m = N_A \cdot 2t_0$ . Wobec tego, jeśli prawdziwa liczba rozpadów  $\beta$  „radiowęglą“ w liczniku B jest  $N$  to ilość impulsów zarejestrowanych będzie

$$n = N(1 - t_m) = N(1 - 2N_A t_0). \quad (9)$$

Ponieważ jednak przy użyciu odpowiedniej aparatury czas trwania impulsu nie przekracza  $10^{-4}$  sek i  $N$  jest rzędu maximum kilkudziesięciu — liczba utraconych impulsów jest niewielka i, co ważniejsze, da się zupełnie dokładnie (ze znajomości  $t_0$  i  $N_A$ ) przewidzieć.

2. Druga poprawka wiąże się z faktem występowania w promieniowaniu kosmicznym cząsteczek niejonizujących (neutrony, neutretto, fotony). Cząsteczki te mogą po przejściu przez układ liczników A wyzwalać cząsteczki jonizujące w liczniku B. Jak się okazuje jednak, prawdopodobieństwo takiego zjawiska jest bardzo małe i poprawka wynikająca stąd jest małą wyższego rzędu.

3. Oprócz impulsów „właściwych“ — pochodzących z rozpadu  $\beta$   $C^{14}$ , należy liczyć się z możliwością występowania impulsów „błędnych“, pochodzących z radioaktywnych zanieczyszczeń materiału, z którego licznik jest zrobiony (szkło, metal). Ze względów zasadniczych impulsów „błędnych“ wyeliminować nie można. Dla tego też przed użyciem licznika G. M. do badań tego rodzaju należy dokładnie zmierzyć jego „efekt zerowy“. Można tu postąpić dwojako: albo używać liczników samowygazających się, a więc wypełnionych np. argonem z domieszką alkoholu pochodzenia syntetycznego, przy czym węgiel użyty do syntezy alkoholu nie może wykazywać śladów zanieczyszczeń  $C^{14}$ , musi to więc być węgiel bardzo stary; albo też użyć licznika wypełnionego argonem bez domieszek par związków organicznych, ale za to w układzie wygaszającym licznik z zewnątrz.

Jeżeli substancją badaną ma być gaz (np. alkohol etylowy) wówczas, jak okazują orientacyjne oceny, „efekt zerowy“ licznika (rzędu kilku impulsów na godzinę) może być tego samego rzędu co i częstość występowania impulsów „właściwych“. Z tego względu trudno z góry przewidzieć, czy korzyści wypływające z użycia gazów organicznych, jako substancji zawierających węgiel, którego promieniotwórczość chcemy badać, skompensują ujemny efekt dużego stosun-



kowo „efektu zerowego“. Nie jest wykluczone, że lepsze wyniki da się uzyskać wprowadzając do licznika węgiel w postaci stałej. Ujemne strony tej metody a mianowicie małą dokładność oznaczenia masy próbki, nieokreśloną „geometrię“ próbki, ewentualność straty dużej liczby impulsów wskutek autoabsorpcji elektronów w materiale próbki itd. można będzie skompensować dużą stosunkowo masą (a więc zwiększoną odpowiednio liczbą impulsów „właściwych“), wobec której „efekt zerowy“ nie będzie już odgrywał poważniejszej roli.

Jest rzeczą jasną, że o tym, która metoda okaże się lepsza zdecydować musi doświadczenie.

\*

W miesiąc mniej więcej po napisaniu niniejszego artykułu nadeszły sprawozdania z pierwszych prac związanych z metodami pomiaru radioaktywności  $C^{14}$ . Różni badacze stosują dwie metody. Jedna z nich, niedostępna chwilowo dla laboratoriów krajowych posługuje się bardzo silnymi preparatami (o dużej koncentracji  $C^{14}$ ). Metoda ta mogłaby być zaadoptowana dla celów badania zawartości  $C^{14}$  w węglu normalnym tylko wtedy, jeśli badaną próbkę podda się uprzednio procesowi wzbogacającemu stężenie izotopu promieniotwórczego. Wzbogacenie takie uzyskuje się znanymi metodami rozdzielania izotopów.

Uzyskaną próbkę wprowadza się do licznika G. M. w formie gazowej ( $CO_2 + CS_2$ ) lub stałej (w formie bardzo cienkiej warstewki).

Ze względu na bardzo dużą liczbę impulsów (rzędu kilku tysięcy/min.) „tło“ licznika, obracające się w granicach kilku procent całkowitej liczby impulsów, nie odgrywa zbyt ważnej roli. Niedokładności wynikają raczej z niezbyt pewnego oszacowania współczynnika wzbogacenia. Przy stosowaniu próbek stałych wyłaniają się jeszcze dodatkowe trudności, polegające na autoabsorpcji elektronów rozpadowych w materiale zawierającym radioaktywny  $C^{14}$ .

Libby, Anderson i Arnold (2) stosują drugą metodę, identyczną niemal z opisaną w niniejszym artykule z tą różnicą, że do licznika, osłoniętego ołowiem i układem antykoincydencyjnym liczników G. M. wprowadzają próbkę w stanie stałym, ale nie poddaną procesowi wzbogacenia w promieniotwórczy izotop.

W tych warunkach wyniki uzyskane przy sprawdzaniu daty wykopalisk z Egiptu, dla których określono daty z dokładnością do 10% są naprawdę pierwszorzędne i, po drobnych udoskonaleniach, rokują opi-

sanej metodzie jak najlepsze nadzieje. Takim udoskonaleniem będzie przede wszystkim używanie próbek w formie gazowej. Przy wypełnieniu licznika mieszaniną  $\text{CO}_2$  z małą domieszką  $\text{CS}_2$  przy czym  $\text{CO}_2$  musiałoby być sporządzone właśnie z badanej próbki, można spodziewać się zmniejszenia błędów przynajmniej o połowę.

Poznań, czerwiec 1949 r.

Zakład Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Poznańskiego

<sup>4)</sup>  $\text{CS}_2$  odgrywa rolę w procesie wygaszania wyładowań w liczniku.

#### LITERATURA

1. W. F. LIBBY. *Bull. of the Atomic Scientists*, **4**, 263 (1948).
2. W. F. LIBBY, E. C. ANDERSON and J. R. ARNOLD. *Science*, **109**, 227 (1949).

BRONISŁAW ŚREDNIAWA

H. A. BETHE

*Elementary nuclear theory*

New York 1947, II wydanie 1948, John Wiley, str. VI + 147.

W książce tej, napisanej na podstawie wykładów, jakie prowadził autor w Research Laboratory of the General Electric Company w Schenectady, New York, przedstawione są pewne działy teoretycznej fizyki jądrowej, głównie teoria sił jądrowych oraz teoria rozpadu  $\beta$ .

W pierwszej części książki podaje autor w sposób elementarny zasadnicze fakty z fizyki jądra atomowego. Druga część poświęcona jest teorii sił jądrowych. Autor przedstawia najpierw teorię najprostszego jądra złożonego, deuteronu. Po opisanu podstawowych własności deuteronu następuje uproszczona teoria stanu podstawowego ( $^3S$ ) tego jądra. W następnych rozdziałach omawia autor teorię zjawiska rozpraszania neutronów przez protony swobodne oraz związane. Zjawiska rozpraszania dostarczają danych odnoszących się do charakteru sił jądrowych, ich zasięgu oraz innych ich własności. Ze zjawiska rozpraszania neutronów na para- i ortowodorze wynika między innymi np., że siła działająca pomiędzy protonem i neutronem zależy od spinu, oraz że spin neutronu nie może być inny, jak tylko  $1/2$ . Doświadczenie nad rozpoznaniem neutronów na protonach prowadzi również do wniosku, że oprócz stanu podstawowego ( $^3S$ ) deuteronu, w którym spiny protonu i neutronu są równoległe, istnieje też stan wirtualny ( $^1S$ ), w którym spiny są antyrównoległe.

W dalszym ciągu przedstawiona jest teoria efektu foto-elektrycznego jądrowego deuteronu, t. j. zjawiska polegającego na tym, że foton promieniowania padając na deutron powoduje rozpad deuteronu na proton i neutron. Zjawisko to pozwala zmierzyć energię wiązania deuteronu. Siły jądrowe, działające pomiędzy protonami, bada się mierząc rozproszenie protonów na protonach. Odstępstwa wyników doświadczeń od teorii rozpraszania Coulombowskiego są właśnie spowodowane przez siły jądrowe. Pomiary te prowadzą do wniosku, że siły jądrowe działające pomiędzy protonami są takie same jak pomiędzy neutronami a protonami. W dalszych rozdziałach zajmuje się autor siłami tensorowymi (niecentralnymi) oraz siłami wymiennymi, podając tutaj rezultaty prac Wignera oraz Rarity i Schwingera. Na zakończenie teorii sił jądrowych naszkicowana jest krótko teoria mezonowa sił jądrowych.

W trzeciej części omówiona jest krótko teoria Fermi'ego rozpadu  $\beta$ . Przekutowane są przejścia dozwolone i wzbronione i podane reguły wyboru Gamowa i Tellera. Wskazane są pewne niezgodności pomiędzy teorią i doświadczeniem, autor nie wspominał jednak o głównej trudności teorii Fermi'ego, polegającej na tym, że rząd wielkości sił jądrowych obliczonych na podstawie teorii Fermi'ego jest ok.  $10^{12}$  razy za mały.

Na zakończenie przedstawia autor teorię Bohra jądra złożonego, wspomina o teorii termodynamicznej jądra i porusza zjawisko rezonansu.

Rozważania matematyczne są przeprowadzane w całej książce elementarnie, może w pewnych miejscach zbyt szkicowo, do ich zrozumienia wystarcza znajomość zasad mechaniki kwantowej. Autor odwołuje się w tekście w wielu miejscach do swoich artykułów o fizyce jądrowej w *Rewiew of Modern Physics* oraz do prac oryginalnych. Dzięki temu książka ta nadaje się dobrze jako podstawa do studiów teoretycznej fizyki jądrowej, gdyż podaje ona uproszczone rozumowanie oraz rezultaty ważnych prac, które potem łatwiej studiować w oryginale. W całej książce podawane są również krótko metody i wyniki doświadczeń i porównanie ich z wynikami teoretycznymi. Książka Bethego uzupełnia się dobrze z książką de Broglie'a: „*De la mécanique ondulatoire à la théorie du noyau*”, zwłaszcza z jej trzecim tomem, zawierającym wykład bardziej systematyczny pod względem matematycznym, ale utrzymującym znacznie luźniejszy kontakt z doświadczeniem.

Książkę kończy tabela izotopów wszystkich pierwiastków podająca ich masy, spiny i promieniotwórczość wg stanu z r. 1946.

Kraków, lipiec 1949 r.

Zakład Fizyki Teoretycznej Un. Jag.

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

---

## Zarząd

<i>Przewodniczący</i>	—	Prof. Stefan PIENKOWSKI
<i>Wiceprzewodniczący</i>	—	Prof. Czesław BIAŁOBRZESKI
<i>Sekretarz</i>	—	Dr Ludwik NATANSON
<i>Skarbnik</i>	—	Prof. Władysław KAPUŚCIŃSKI
<i>Redaktorzy</i>	—	Prof. Szczepan SZCZENIOWSKI Prof. Jan WEYSSENHOFF
<i>Członkowie</i>	—	Prof. Andrzej SOŁTAN

### *Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa*

Gdańsk:	Prof. Arkadiusz PIEKARA
Gliwice:	Prof. Marian PUCHALIK
Kraków:	Prof. Henryk NIEWODNICZAŃSKI
Lublin:	Prof. Stanisław ZIEMECKI
Łódź:	Prof. Feliks Joachim WIŚNIEWSKI
Poznań:	Prof. Szczepan SZCZENIOWSKI
Warszawa:	Prof. Wojciech RUBINOWICZ
Wrocław:	Prof. Stanisław LORIA

## TREŚĆ

Szczepan SZCZENIOWSKI: Praktyczny układ elektromagnetycznych jednostek Giorgi'ego . . . . .	1
Henryk NIEWODNICZAŃSKI: Rozszczepienie ciężkich jąder atomowych wywołane fotonami . . . . .	21
Henryk NIEWODNICZAŃSKI: Rozszczepienie się samorzutne jąder najcięższych pierwiastków . . . . .	32
Wiktor KEMULA: Pierwiastki transuranowe . . . . .	44
Włodzimierz MOŚCICKI: Określanie wieku zabytków organicznych z pomiaru natężenia promieniowania $\beta$ — izotopu $C^{14}$ . . . . .	54
Bronisław ŚREDNIAWA: Recenzja książki — Elementary nuclear theory — Bethe'ego . . . . .	64

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne, Warszawa, Hoża 69

Redaktor: Prof. Szczepan SZCZENIOWSKI, — Poznań, — ul. Grunwaldzka 14

Cena zeszytu 100—zł — Prenumerata roczna 1000—zł

Drukarnia Uniwersytetu Poznańskiego, Zam. 31/55. 7. VII. — 2. XI. 1949 — K-184