

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM VIII

ZESZYT 2

1957

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Poznań),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa),
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków),
Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa),
Leonard Sosnowski (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Kazimierz Rosiński (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Ryszard Gajewski (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji.
O przyjęciu do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują
25 odbitek bezpłatnie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VIII. ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1957

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 1956 (1863-93)	Oddano do składania .II.57
Ark. wyd. 10,8; ark. druk. 9	Podpisano do druku 11 VI.57
Druk sat. V kl. 70 g. 70×100	Druk ukończono w czerwcu 1957
Cena zł 15.—	Zamówienie nr 369 B-11

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

Leonard Sosnowski
Instytut Fizyki PAN

Przejścia optyczne w półprzewodnikach*

Badania przejść optycznych związanych zarówno z absorpcją jak i emisją promieniowania stanowią od lat jedną z najważniejszych metod badania stanów elektronowych układów fizycznych. Wystarczy przypomnieć, jaką rolę odgrywało badanie przejść promienistych w poznaniu poziomów kwantowych atomów, cząsteczek, a ostatnio jąder atomowych. Niestety w odniesieniu do ciał stałych w ogólności, a półprzewodników w szczególności, optyczne metody badań do ostatnich lat zajmowały stanowisko drugorzędne i nie przyczyniły się w poważniejszej mierze do wyjaśnienia struktury pasmowej tych materiałów. Na pierwszy plan wysunęły się metody elektryczne, takie jak badanie przewodnictwa, stałej Halla itp. w funkcji temperatury. Co gorzej, wyniki stosunkowo nielicznych badań optycznych zdawały się pozostawać nieraz w sprzeczności z dobrze ustalonymi danymi uzyskanymi na drodze elektrycznej; ich interpretacja pozostawała niejasna. W tych warunkach dawało się słyszeć głosy, że możliwość wyjaśnienia właściwości optycznych półprzewodników znajduje się poza zakresem stosowalności teorii pasmowej [1]. Ponieważ teoria pasmowa stanowi wciąż główny aparat teoretyczny koordynujący materiał empiryczny w dziedzinie fizyki półprzewodników pesymizm w odniesieniu do metod optycznych wydawał się dobrze uzasadniony.

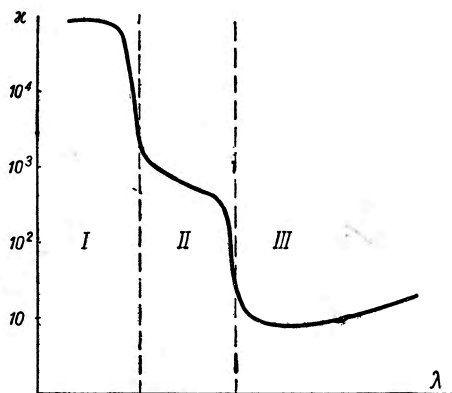
Ostatnie 2—3 lata przyniosły w tym względzie zasadniczą zmianę sytuacji. Przeprowadzono w tym czasie dokładne badania absorpcji promieniowania w typowych półprzewodnikach, otrzymanywanych w postaci dobrze wykształconych monokryształów [2, 3, 4]. Zaobserwowano również w przypadku licznych półprzewodników emisję promieniowania związanego z rekombinacją dziur i elektronów [5, 6, 7]. Równoległe do tych postępów w dziedzinie eksperymentu podjęto nowe próby teoretycznej interpretacji zjawisk optycznych w oparciu o pogłębioną znajomość teorii

* Referat wygłoszony na Międzynarodowej Konferencji Fizyki Ciała Stałego w Sopocie (5—9. XI. 1956) — (przyp. red.).

pasmowej i usunięto w dużej mierze niezrozumiałe poprzednio rozbieżności.

Sądzę, że obecnie metody optyczne mogą dostarczyć najbardziej precyzyjnych danych o strukturze pasm elektronowych w półprzewodnikach. Wykład mój chcę poświęcić temu zagadnieniu, gdyż wydaje mi się, że pogląd ten nie jest powszechnie podzielany przez kolegów pracujących w dziedzinie półprzewodników.

Zajmiemy się najpierw zagadnieniem absorpcji promieniowania przez półprzewodniki. Przebieg absorpcji w zależności od długości fali dla typowych półprzewodników, takich jak Si, Ge, PbS, czy InSb można przedstawić schematycznie, tak jak na krzywej rys. 1. Możemy wyróżnić trzy charakterystyczne obszary absorpcji. Obszar I, najbardziej krótkofalowy, charakteryzuje się współczynnikami absorpcji zawartymi w granicach $10^4 \div 10^6 \text{ cm}^{-1}$. Przylegający do niego od strony długofalowej obszar II charakteryzuje się współczynnikami absorpcji rzędu $10^2 \div 10^3 \text{ cm}^{-1}$. Zarówno obszary I jak i II są ograniczone od strony długofalowej wyraźnymi krawędziami. Obszar III o współczynnikach absorpcji rzędu $10^{-1} \div 10^2 \text{ cm}^{-1}$ związany jest z przejściami w obrębie poszczególnych pasm (walencyjnego lub przewodnictwa), to jest z tak zwaną



Rys. 1

absorpcją na wolnych nośnikach prądu i absorpcją na atomach domieszkowych [8]. Zjawiskami tymi nie będziemy się zajmowali w dalszym ciągu.

Ze względu na wysoką wartość współczynnika absorpcji badanie obszaru I jest bardzo utrudnione, gdyż zachodzi konieczność stosowania absorbentów o grubości ułamka mikrona. Stąd dane dotyczące tego obszaru są wciąż niewystarczające; materiał doświadczalny pochodzi przeważnie z badania polikrystalicznych warstewek naporowanych, o silnie zdeformowanej sieci krystalicznej.

Absorpcja w obszarze I jest właściwością samoistną półprzewodnika i tłumaczy się powszechnie na gruncie teorii pasmowej przejściami elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa.

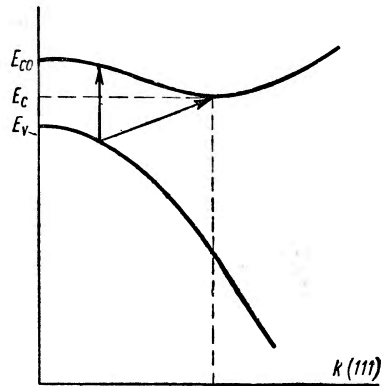
Na rys. 2 przedstawiona jest schematycznie struktura pasm dla germanu. Podany jest mianowicie przebieg funkcji $E(k)$ w kierunku [111].

Przebieg ten podany jest na podstawie rachunków przeprowadzonych przez Hermana i Callwaya [9], potwierdzonych doświadczalnie na drodze obserwacji rezonansu cyklotronowego. Dla przejść optycznych pomiędzy pasmami obowiązuje, jak wiadomo, reguła wyboru $\Delta k = 0$, będąca konsekwencją zasady zachowania pędu. Prawdopodobieństwo przejść, a zatem i współczynnik absorpcji zależy od gęstości stanów elektronowych. Dla przejść w otoczeniu $k = 0$ współczynnik absorpcji wzrasta jak $(h\nu - E_g)^{3/2}$. E_g odpowiada krawędzi pasma absorpcji (obszaru I). Wartość ta nie jest jednak równa najmniejszej odległości pomiędzy pasmami E_0 , lecz jest równa najmniejszej pionowej odległości między pasmami. Na ogół $E_g > E_0$. Tak np. dla PbS w temperaturze pokojowej $E_g = 1,12$ eV, zaś $E_0 = 0,35$ eV.

W latach 1952—56 najdokładniej został zbadany obszar II, nazywany często dawniej „ogonem” pasma absorpcyjnego. Wykazano niewątpliwie, że absorpcja w „ogonie” charakteryzuje dany półprzewodnik; jest więc cechą samoistną półprzewodnika, a nie wynika, jak sądzono, z obecności domieszek. „Ogon” absorpcji występuje w najczystszych nawet dotychczas otrzymywanych próbkach Si i Ge [4]. Ponieważ czysty półprzewodnik nie zawiera w znaczącej koncentracji innych poziomów elektronowych poza należącymi do pasm, jasne jest, że absorpcja w obszarze II musi być związana z przejściami pomiędzy pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa. Mogą to być jednak jedynie przejścia wzbronione, to jest takie, dla których $\Delta k \neq 0$. Przejścia takie będziemy obrazowo nazywali skośnymi i w odróżnieniu od pionowych przejść dozwolonych.

W odniesieniu do PbS przypuszczenie, że wyznaczone przez Gibsona widmo absorpcji musi być związane z przejściami skośnymi, postulowałem jeszcze w roku 1953; przypuszczenie to zostało potwierdzone przez pracę Bella, Pincherlego i innych [10], w której ci autorzy znaleźli na drodze rachunkowej strukturę pasmową PbS.

W przypadku materiału mikrokryształicznego lub silnie zdeformowanych kryształów można próbować wiązać przełamywanie reguł wyboru z obecnością defektów w sieci krystalicznej. W roku 1954 Seitz [11] podjął próbę powiązania przejść skośnych z obecnością dyslokacji



Rys. 2

w kryształach. Zakłócenie periodyczności sieci jest niezbędne ze względu na konieczność przejścia różnicy pędów ($\Delta \vec{k} \neq 0$) w stanie początkowym i końcowym. Prace nad germanem wykazały jednak, że przejścia skośne występują ze znacznym natężeniem nawet w najlepiej wykształconych kryształach.

Rozstrzygające znaczenie dla omawianego problemu miała praca Halla, Bardeena, Blatta (1954) [12], wiążąca przejścia skośne z równoczesną emisją lub absorpcją fononu. Zjawisko takie zachodzić może i w idealnym kryształach; „ogon” absorpcji byłby więc rzeczywiście cechą samoistnego półprzewodnika.

Hall, Bardeen i Blatt przeprowadzili obliczenia dla germanu i oszacowali, że absorpcja w „ogonie” jest tylko o rząd wielkości mniejsza niż w paśmie głównym, w pobliżu krawędzi. Znajdują oni, że współczynnik absorpcji a w „ogonie”:

$$a \sim (E_c + h\nu - E_0)(h\nu - E_0)^2,$$

gdzie

$$E_c = \frac{h^2 k^2}{2m^*}, \quad a \quad m^* = \frac{m_d + m_e}{2}$$

Teoria Halla, Bardeena i Blatta znalazła w pełni potwierdzenie jakościowe; rzeczywiście dla Ge, PbS i PbTe $a \sim (h\nu - E_0)^n$ gdzie $2 \leq n \leq 3$, w pobliżu głównej krawędzi pochłaniania [13].

Macfarlane i Roberts w przypadku Ge i Si [13, 14] a Blount, Collaway, Cohen, Dunke i Phillips [15] dla InSb wskazali na możliwość znacznie subtelniejszego ilościowego sprawdzenia teorii Halla, Bardeena i Blatta. Rozumowanie ich polega na następującym. Powinny występować właściwe dwie krawędzie „ogona” absorpcji, związane z absorpcją i emisją fononu. Jeżeli energię fononu o pędzie hk oznaczymy przez $k\Theta^*$, to granice te wynoszą:

$E_0 - k\Theta$ w przypadku absorpcji fononu,

$E_0 + k\Theta$ w przypadku emisji fononu.

W obszarze zatem małych współczynników absorpcji w pobliżu E_0 powinniśmy zaobserwować załamanie na krzywej absorpcji, gdyż w wyrażeniach na współczynniki absorpcji

$$a \sim (h\nu - E_0 + k\Theta)^2$$

$$a \sim (h\nu - E_0 - k\Theta)^2 \text{ występują}$$

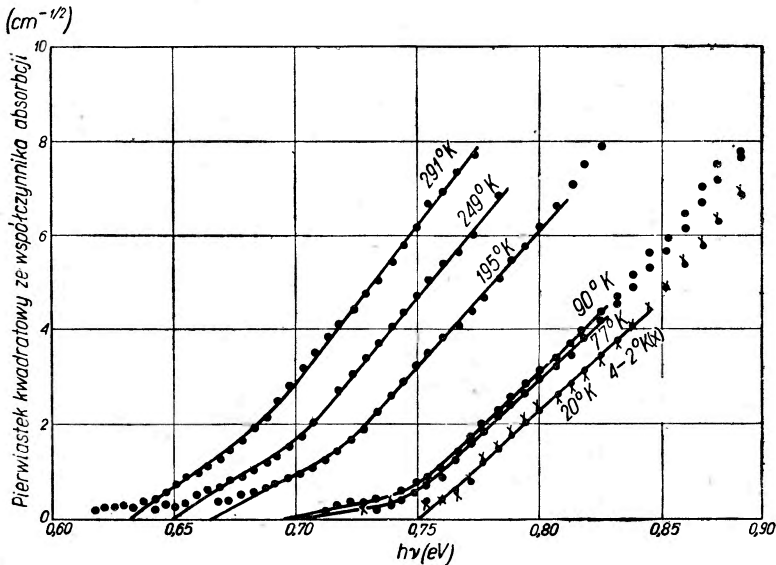
różne współczynniki proporcjonalności. Załamanie to występuje najwyraźniej, jeżeli odłożyć $a^{1/2}$ w funkcji $h\nu$.

Otrzymujemy wówczas w przybliżeniu dwa prostoliniowe odcinki, jak to wskazuje rys. 3. Z pomiarów tego typu można wyznaczyć do-

* Θ — temperatura Debya (przyp. red.).

kładnie, zarówno wartość E_0 jak i Θ , które jest miarą odstępstwa od spełnienia reguł wyboru. I tak np. z pomiarów Macfarlana i Roberta wynika, że Θ dla germanu wynosi 260°K , dla krzemu 600°K , dla InSb znaleziono dwie wartości Θ , a mianowicie 30°K i 100°K .

Należy zwrócić uwagę na dobrą zgodność wartości E_0 , wyznaczonej z tych pomiarów, z wartościami otrzymanymi na drodze pomiarów elektrycznych. Istnienie takiej zgodności było wielokrotnie kwestionowane, przy czym wysuwano argument, że w przypadku przejść promienistych jony sieci nie zdążą przemieścić się do nowych położen równowagi, od-



Rys. 3

powiadających elektronowi w stanie wzbudzonym (w paśmie przewodnictwa) [16, 17]. Argumentacja powyższa wiąże się ściśle z zagadnieniem polaryzacji sieci przez pole elektronu (teoria polaronów).

Zjawiska te odgrywają istotną rolę w kryształach jonowych. W świetle podanych wyżej faktów widać, że nie są one istotne w przypadku typowych półprzewodników. Bliższa dyskusja nad tymi interesującymi zagadnieniami nie jest jednak możliwa w ramach obecnego wykładu.

Przejdziemy obecnie do rozpatrzenia zjawiska odwrotnego, to jest rekombinacji elektronów i dziur związanej z emisją promieniowania. Ze znajomości widma absorpcji możliwe jest, jak to wykazali Roosbroeck i Shockley, wyliczenie prawdopodobieństwa przejść promienistych i widma promieniowania rekombinacyjnego na drodze roz-

ważań statystyczno-termodynamicznych. Promieniowanie rekombinacyjne, wzbudzone bądź na drodze optycznej (fotoluminescencja) bądź też przez wstrzykiwanie nośników mniejszościowych (elektroluminescencja), zostało zaobserwowane dla szeregu typowych półprzewodników w latach 1952—56 [5, 6, 7]. Promieniowanie to przypada z reguły w podczerwonej części widma; jego odkrycie było związane z postępami w dziedzinie promieniowania podczerwonego, przede wszystkim z zastosowania jako detektorów fotokomórek oporowych, z PbS i PbTe.

Odkrycia te wykazały, że zdolność fotoluminescencji jest dość powszechną cechą półprzewodników, że zatem przejścia promieniste mogą odgrywać w zagadnieniach rekombinacji dziur i elektronów większą rolę, niż poprzednio przypuszczano.

Jeżeli przez R oznaczymy liczbę przejść promienistych w jednostce czasu i objętości, to, jak łatwo pokazać, czas życia ze względu na te przejścia wyniesie w materiale samoistnym: $\tau_i = \frac{n_i}{2R}$, gdzie n_i jest koncentracją nośników samoistnych. Czas ten jest górną granicą czasu życia nośników w danym półprzewodniku.

Roosbroeck i Shockley opierają się w swych rozważaniach na prawie równowag szczegółowych. Zakładają oni, że w stanie równowagi termodynamicznej liczba zaabsorbowanych fotonów musi być równa liczbie fotonów emitowanych na skutek rekombinacji dziur i elektronów. Można wykazać, że prawdopodobieństwo emisji: $W(\nu)d\nu \sim n^3 \kappa U d\nu$

n — współczynnik załamania, $\kappa = \frac{ac}{4\pi\nu}$ — urojony współczynnik załamania.

U — jest uniwersalną funkcją parametru

$$u = \frac{h\nu}{kT}, \quad \text{mianowicie } U = \frac{u^3}{e^{u-1}}$$

Całkując po całym widmie otrzymujemy liczbę przejść, a stąd i czas życia. Jak widać z powyższego, do jego obliczenia potrzebna jest znajomość współczynnika załamania $n(\nu)$ i współczynnika absorpcji $a(\nu)$, które traktujemy jako znane z doświadczenia. Prosty rachunek wykazuje, że maksimum w widmie świecenia rekombinacyjnego przypada zawsze w pobliżu długofalowej granicy pasma pochłaniania. Obliczone w ten sposób widmo rekombinacji zgadza się dobrze z danymi doświadczalnymi.

Chociaż obliczenia oparte na metodzie Roosbroeck'a i Shockley'a nie są zbyt dokładne, przede wszystkim ze względu na nie zawsze

dostateczną znajomość stałych empirycznych, można już obecnie wysnuć z nich interesujące wnioski. τ_i wynosi dla germanu 0,75s, dla PbS: 40 μ s [19]. Są to czasy znacznie dłuższe od zazwyczaj obserwowanych czasów rekombinacji dla tych półprzewodników. Dowodzi to, że w normalnych warunkach przeważa w tych materiałach rekombinacja bezpromienista. Dla PbS istnieją dane, że dominująca jest rekombinacja zderzeniowa.

Dla InSb, obliczone τ_i wynosi zaledwie 0,75 μ s [20], dla PbTe — 0,8 μ s, dla PbSe — 0,6 μ s [19]. Rzeczywiście, dla materiałów tych obserwowany czas życia wstrzykniętych nośników jest zawsze bardzo krótki. Czasy relaksacji fotoprzewodnictwa w PbSe mierzone przez mnie i M. Chmielewskiego zawierały się w granicach 0,3 — 0,8 μ s [21]. Można przypuszczać, że w tych warunkach rekombinacja promienista jest procesem dominującym. Ostatnio Moss i Hawkins [7] znaleźli fotoluminescencję w InSb i oszacowali co prawda ze znacznym błędem, że stosunek liczby rekombinacji promienistych do całkowitej liczby rekombinacji jest bliski 1.

Kończąc na tym ten niepełny przegląd zagadnień przejść optycznych w półprzewodnikach, pragnę wyrazić przekonanie, że w najbliższej przyszłości możemy oczekiwać od badań optycznych istotnego wzbogacenia naszej wiedzy o strukturze pasmowej półprzewodników i nowego oświetlenia zagadnień kinetyki procesów niestacjonarnych.

Literatura

1. S. I. Piekar, Konferencja Półprzewodnikowa, Leningrad 1956.
2. A. F. Gibson, Proc. Phys. Soc. B, **65**, 378 (1952).
3. H. B. Briggs, J. Opt. Soc. Am. **42**, 686 (1952).
4. W. C. Dash i R. Newman, Phys. Rev. **99**, 1151 (1955).
5. J. R. Haynes i H. B. Briggs, Phys. Rev. **86**, 647 (1952).
6. J. R. Haynes i W. C. Westphal, Phys. Rev. **101**, 1676 (1956).
7. T. S. Moss i T. H. Hawkins, Phys. Rev. **101**, 1609 (1956).
8. H. Y. Fan, W. Spitzer i R. J. Collins, **101**, 566 (1956).
9. F. Herman i J. Callaway, Phys. Rev. **89**, 518 (1953).
10. D. G. Bell, L. Pincherle i inni, Proc. Roy. Soc. A. **217**, 71 (1953).
11. Seitz, Materiały Konferencji w Bristolu, 1954.
12. L. H. Hall, J. Bardeen i F. J. Blatt, Phys. Rev. **95**, 559 (1954).
13. G. G. Macfarlane i V. Roberts, Phys. Rev. **97**, 1714 (1955).
14. G. G. Macfarlane i V. Roberts, Phys. Rev. **98**, 1865 (1955).
15. E. Blount, J. Callaway, M. Cohen, W. Dunke, J. Philips, Phys. Rev. **101**, 563 (1956).

16. N. F. Mott, R. W. Gurney, *Procesy elektronowe w kryształach jonowych*, Warszawa 1956.
17. A. F. Joffe, *Półprzewodniki w fizyce współczesnej*, Warszawa 1956.
18. W. Van Roosbroeck i W. Shockley, *Phys. Rev.* **94**, 1558 (1954).
19. J. M. Mackintosh, *Proc. Phys. Soc. B*, **69**, 115 (1956).
20. J. M. Mackintosh i J. W. Allen, *Proc. Phys. Soc. B*, **68**, 985 (1955).
21. L. Sosnowski i M. Chmielewski, *Bull. Ac. Pol. II*, **1**, 119 (1953).

Paulina Jaszczyn
Instytut Fizyki PAN

Niektóre zagadnienia elektroluminescencji fosforów krystalicznych

Świecenie fosforów krystalicznych pod działaniem stałego lub zmiennego pola elektrycznego [1], jak również wpływ pola na świecenie ekranów fosforyzujących wywołane przez inne czynniki (nadfiolet, promienie X, promienie α i β) są ostatnio tematem bardzo wielu badań. Doświadczenia wykonuje się najczęściej na siarczku cynku nieaktywowanym lub aktywowanym. Stosuje się przy tym ZnS bądź w postaci zawiesiny proszku w masie dielektryka — jak to było w pierwszych klasycznych doświadczeniach Destriau nad elektroluminescencją — bądź w postaci monokryształów, czy wreszcie cienkich warstw, naparowywanych na przewodzącą powierzchnię materiału przezroczystego.

Jak wiadomo, wzbudzenie aktu luminescencji w typowym lumino-forze o tzw. świeceniu rekombinacyjnym polega na wywołaniu wewnątrz zjawiska fotoelektrycznego: od „centrum świecenia” oderwany zostaje elektron; powrotowi elektronu do centrum, jego rekombinacji z centrum towarzyszy emisja kwantu świetlnego. Wzbudzenie fosforu działaniem silnego pola nastąpić może albo przez bezpośrednią elektrostacyjną jonizację centrów, albo przez zderzenia centrów z szybkimi elektronami. W pierwszym przypadku silne pochylenie pasm energetycznych przez pole umożliwiłoby elektronom tunelowe przejście z centrów do pasma przewodnictwa; jednak proces ten wymagający pól o natężeniu 10^7 V/cm, a więc przewyższającym znacznie wartości przebicio-we, nie odgrywa prawdopodobnie większej roli w elektroluminescencji fosforów. Wydaje się natomiast, że zasadnicza rola przypada drugiemu z wymienionych mechanizmów, a mianowicie przyspieszeniu swobodnych elektronów przez pole rzędu 10^5 V/cm; elektrony te jonizują następnie centra przez zderzenie [2]. Wyrzucane z centrów elektrony podlegają z kolei przyspieszeniu i zanim zrekombinują, mogą wzbudzić następne centra. Dalszy rozwój tego łańcucha stwarza niebezpieczeństwo przebi-

cia dielektrycznego. Dlatego też pola o natężeniu przewyższającym 10^5 V/cm mogą istnieć tylko w niewielkich obszarach. Zagadnienie natury fizycznej tych obszarów, w których panują silne pola lokalne, jest ciągle jeszcze przedmiotem gorących dyskusji. Piper i Williams wysunęli koncepcję występowania w kryształach siarczku cynku wysokooporowej bariery katodowej, na którą przypadałby prawie cały spadek napięcia w kryształach. G. Destriau przekonał się natomiast, że obróbka chemiczna kwasami HCl+HNO₃ badanych przez niego kryształów ZnS mało wpływa na ich elektroluminescencję, co wskazuje, że natura powierzchni nie gra tu istotnej roli. W. Lehmann wykazał nawet, że przez mechaniczne zmieszanie luminoforu, nie świecącego pod działaniem pola, ze sproszkowanym półprzewodnikiem lub metalem można otrzymać materiał elektroluminescencyjny; w tym więc przypadku warunki geometryczne i duże różnice przewodnictwa materiałów spowodowały dostateczną niejednorodność pola. Niemniej jednak doświadczenie często potwierdza słuszność koncepcji barierowej Pipera i Williamsa, która okazała się bardzo płodna.

Tak na przykład, P. Zalm [3] zauważył, że luminescencja zawiesiny siarczku cynku w izolatorze wzrasta dwukrotnie, jeśli zastąpić jednokierunkowe pole pulsujące przez pole zmienne. Powierzchnię ziaren ZnS pokrywa, według Zalma, cienka warstwa Cu₂S. Ponieważ poziom Fermiego w Cu₂S leży niżej niż w ZnS, więc pewna liczba elektronów dyfunduje z ZnS do Cu₂S i w obszarze granicznym ZnS powstaje bariera prostująca. Dzięki istnieniu tej bariery kryształki pod działaniem pola pulsującego świecą tylko z jednej strony, ze strony katody. Zalm znajduje wyrażenie na maksymalne natężenie pola w barierze przy założeniu, że jej rozmiary odpowiadają największemu spadkowi napięcia

$$F_{bm} = 0,7 F_0^{2/5} d^{2/5} \rho^{2/5} \quad (1)$$

F_0 — natężenie pola niezaburzonego

d — krawędź kryształu

$\rho = 8\pi eN/\varepsilon$; Ne — gęstość ładunku przestrzennego

ε — stała dielektryczna ZnS.

Dla $V = 10^5$ V/cm, $d = 10^{-3}$ cm, $\varepsilon = 10$ i $N = 10^{18}$ centrów/cm³ znajduje się $F_{bm} = 1,8 \cdot 10^6$ V/cm.

Liczbę elektronów wtórnych powstałych między x , a $x + dx$ Zalm wyznacza ze wzoru

$$dn = \frac{n}{\mu \tau F(x)} \exp \left[-\frac{\text{const}}{F(x)} \right] dx \quad (2)$$

Czynnik wykładniczy wskazuje, jaka część wszystkich zderzeń prowadzi do jonizacji;

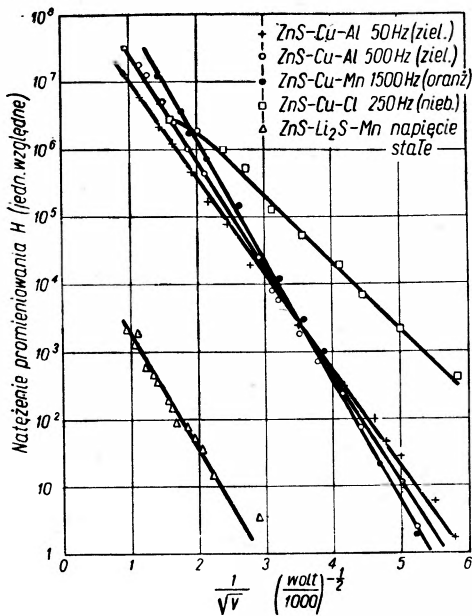
$$\mu = \text{ruchliwość}$$

$$\frac{1}{\tau} = \text{częstość zderzeń.}$$

Po zastosowaniu szeregu przybliżeń Z a l m uzyskuje następującą zależność natężenia luminescencji od przyłożonego napięcia

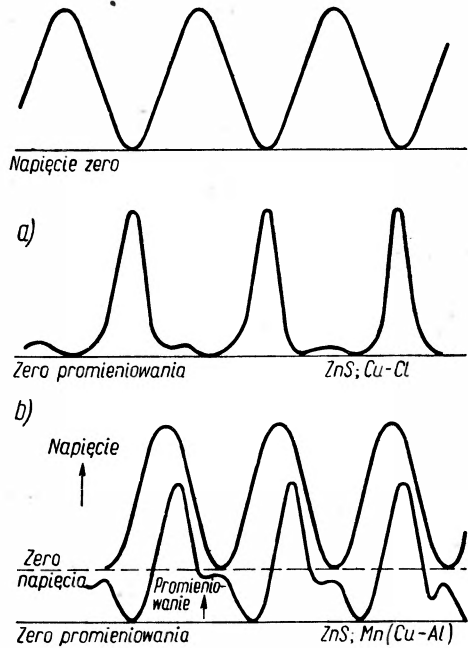
$$H \sim \exp\left(-\frac{b}{V^{1/2}}\right) \quad (3)$$

Jak wynika z rys. 1, doświadczenia Z a l m a dobrze potwierdziły tę zależność.



Rys. 1.

Opisany model barierowy wyjaśnia również postać fali elektroluminescencyjnej obserwowanej przez Z a l m a. Przyłożenie napięcia powoduje powstanie w barierze przykathodowej centrów zjonizowanych i pędzącej w kierunku anody lawiny elektronów. W obszarze bariery elektrony przebywają zaledwie 10^{-12} — 10^{-13} sec; prawdopodobieństwo rekombinacji w tym czasie wynosi (dla jednego elektronu) 10^{-8} — 10^{-9} . Dopiero, gdy napięcie spadnie do zera, elektrony wrócą do bariery, nastąpi rekombinacja i emisja światła. Rys. 2A wykazuje, że istotnie

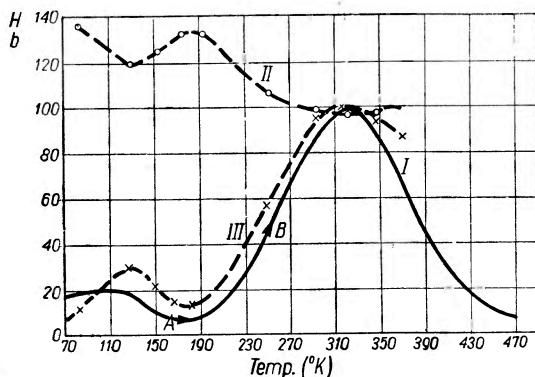


Rys. 2.

Wzbudzenie napięciem sinusoidalnym. a) Oscylogram ZnS elektroluminescencyjnego aktywowanego Cu i Cl (pasmo niebieskie), b) Oscylogram ZnS elektroluminescencyjnego aktywowanego Mn(Cu-Al) — pasmo oranżowe.

ZnS — Cu świeci najsilniej, gdy przyłożone napięcie spada do zera. Natomiast w ZnS — Mn prócz centrów rekombinacyjnych istnieją ponadto centra Mn, tzw. charakterystyczne, które po wzbudzeniu (przez zderzenie) przechodzą do stanu metatrwałego, przy czym elektron pozostaje w obrębie centrum. Z aktywatorem Mn związane jest właśnie świecenie niewiele przesunięte w stosunku do maximum napięcia (o czas życia stanu wzbudzonego). Wydajność promieniowania tych centrów znacznie przewyższa wydajność centrów rekombinacyjnych.

Zmiana temperatury wpływa po pierwsze na koncentrację elektronów pierwotnych („pierwszych ogniów łańcucha”), a po drugie na ładunek



Rys. 3. Zależność elektroluminescencji ZnS-Cu,Cl od temperatury. Krzywa I — Krzywa doświadczalna $H=f(T)$. Krzywa II — Zależność b od temperatury. Punkty doświadczalne. Krzywa III — Elektroluminescencja wyznaczona teoretycznie na podstawie krzywej II. Krzyżyki odpowiadają punktom doświadczalnym krzywej II.

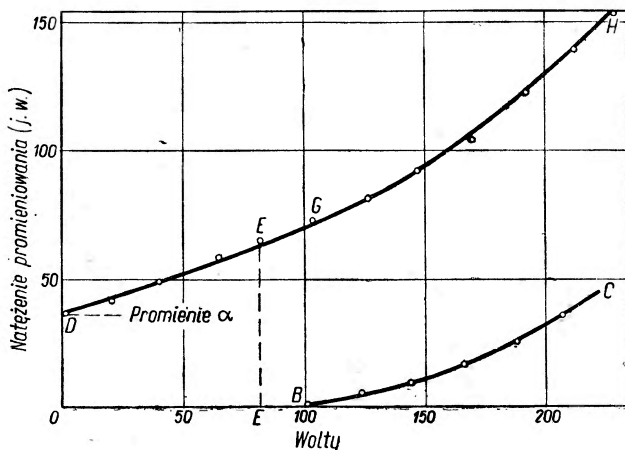
Mogą to być elektrony wyrzucone termicznie lub elektrostatycznie z płytkich poziomów lokalnych lub też elektrony wyzwalane z centrów świecenia przez różne czynniki wzbudzające jak nadfiolet, promienie X lub promienie α . Jeśli na przykład kwant nadfioletu wyzwoli fotoelektron, a przyłożone pole elektryczne przyspieszy ten fotoelektron do dostatecznie wysokiej energii, to może on wzbudzić względnie zjonizować przez zderzenie następnie centrum.

Ten mechanizm odgrywa prawdopodobnie rolę w działaniu wzmacniającym pola na luminescencję wywołaną na przykład przez promienie X (G. Destriau i M. Destriau [4a] 1954) lub na scyntylacje α (J. Mattler [4]). W obu wypadkach luminoforem był siarczek cynku aktywowany przez dodanie Mn i Cl. Destriau stoso-

dotadni bariery, zależny od obsadzenia pułapek. Ten drugi czynnik decyduje o zależności temperaturowej parametru b we wzorze (3), jak również — na co wskazuje rys. 3 — o zależności temperaturowej elektroluminescencji badanej przez Z a l m a.

Mechanizm wzbudzenia przez zderzenie zakłada obecność w kryształach pewnej liczby elektronów pierwotnych, które mogłyby podlegać przyspieszeniu przez pole. Pochodzenie tych elektronów jest oczywiście różne w różnych przypadkach.

wał kondensatorowe komórki elektroluminescencyjne, przy czym luminofor znajdował się w postaci zawiesiny w izolatorze. J. Mattler umieszczał proszek fosforu między elektrodą ze szkła przewodzącego

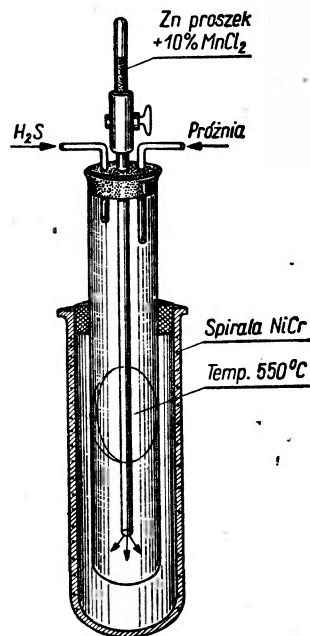


Rys. 4. BC — promieniowanie pod działaniem pola
DH — promieniowanie pod działaniem pola i bombardowania α .

i elektrodą srebrową, przez którą następowało bombardowanie cząstkami α . Wzmocnienie uzyskane w tym przypadku ilustruje rys. 4.

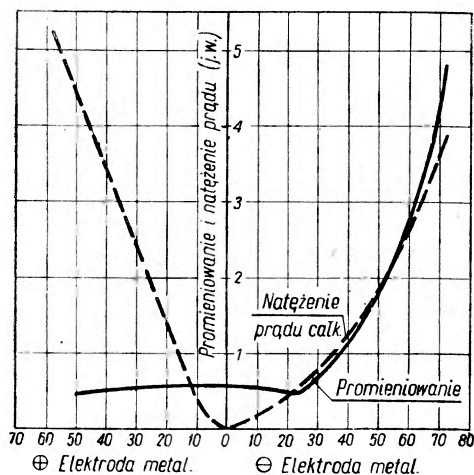
Piękny przykład działania pola elektrycznego na fosfor wzbudzany optycznie znajdujemy w pracy Cusano i Williamsa [5, 6, 7]. Cusano uzyskał znaczne wzmocnienie luminescencji dzięki spreparowaniu specjalnej cienkiej warstwy fosforu, jednorodnej pod względem optycznym i elektrycznym i bardzo ściśle przylegającej do elektrody szklanej pokrytej przezroczystą warstwą przewodzącą TiO_2 , co umożliwia wytworzenie odpowiedniej bariery wysokooporowej. Rys. 5 przedstawia schemat urządzenia Cusano służącego do preparowania warstwy czulej na powierzchni szkła. Bardzo istotne okazało się stopniowe wprowadzenie $Zn + MnCl_2$ małymi porcjami w miarę przebiegu reakcji.

Zarówno fotoluminescencja, jak i elektroluminescencja takiej warstwy są słabe. Natomiast przyłożenie pola elektrycznego do warstwy wzbudzonej nadfioletem wywołuje wielo-

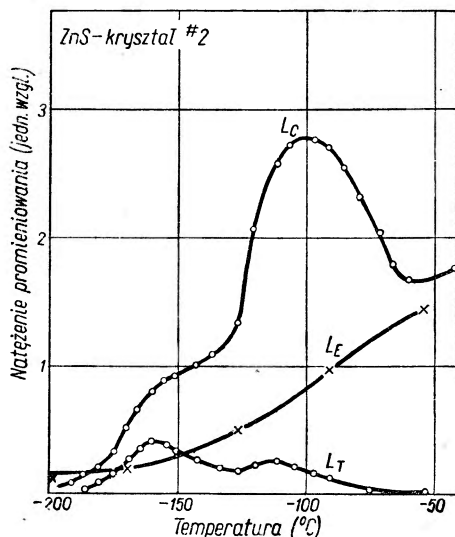


Rys. 5. Układ do naporowania cienkiej warstwy fosforu na płytce szklanej

krotny wzrost świecenia. Zasadniczą charakterystykę tej „fotoelektroluminescencji” przedstawia rys. 6. Gdy do opisanej warstwy grubości 10μ przyłożono napięcie stałe $100V$ i naświetlono nadfioletem ($\lambda = 3650\text{\AA}$) o energii $1\mu W/cm^2$, to okazało się, że na jeden zaabsorbowany kwant nadfioletu przypada 11 kwantów wyemitowanych (promieniowanie oranżowe). Fotoelektroluminescencję obserwuje się tylko wówczas, gdy



Rys. 6. Zależność natężenia promieniowania i prądu od napięcia przyłożonego do warstwy.

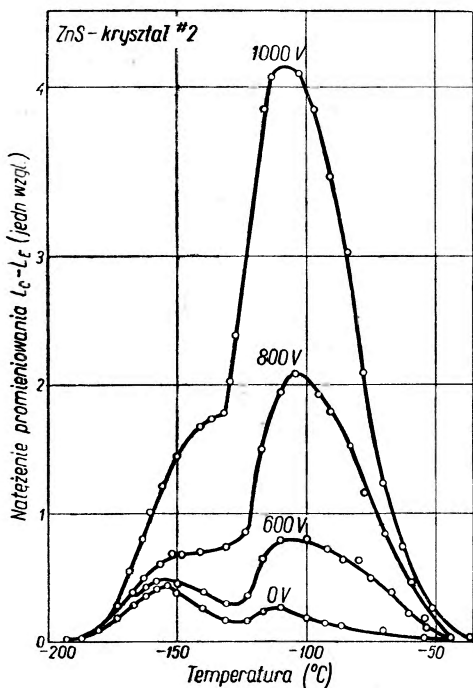


Rys. 7. Termoluminescencja z napięciem (L_C) i bez napięcia (L_T) i elektrooluminescencja (L_E) kryształu ZnS; napięcie stałe = $800V$.

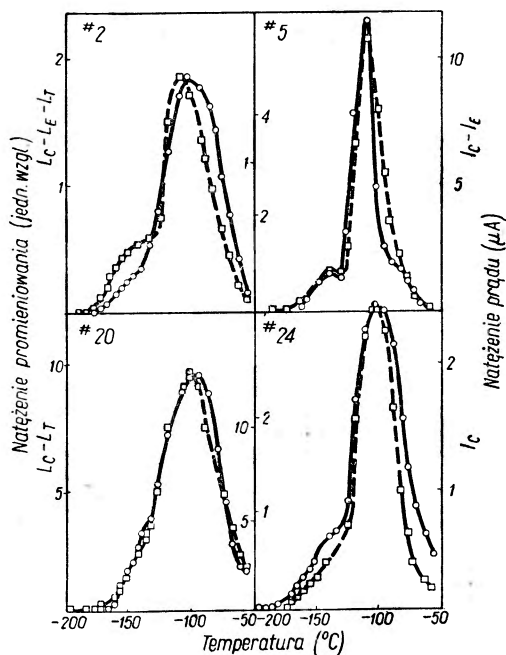
elektroda metalowa jest katodą. Według Williamsa pole w barierze przykatodowej osiąga wówczas natężenie do $10^6V/cm$. TiO_2 podobnie jak ZnS jest typu n , więc na granicy z TiO_2 nie może powstać tak silne pole lokalne). Elektrony nabierają w tym polu tak wielkich energii, że mogą one wzbudzać sieć podstawową, to jest wytwarzać pary elektron-dziura, które z kolei wzbudzają centra Mn. Fotoelektroluminescencja, którą można traktować jako elektroluminescencję kontrolowaną przez promieniowanie, znalazła już zastosowanie w tzw. wzmacniaczach światła, które w przeciwieństwie do „fotomnożników” są istotnie powielaczami fotonów.

Inny przykład wzmocnienia luminescencji przez pole elektryczne znajdujemy w pracy G. Neumark [8]. W zjawisku termoelektroluminescencji badanym przez tę autorke, przyspieszaniu w silnym polu elektrycznym podlegały elektrony, wyzwalane z pułapek bądź termicznie (por. [9]), bądź przez promieniowanie podczerwone. Monokryształy ZnS, otrzymane przez sublimacje materiału proszkowego, wzbudzano w temperaturze $-196^\circ C$ nadfioletem ($\lambda = 3650\text{\AA}$). Następnie, po prze-

rwaniu wzbudzenia, ogrzewano fosfor ze stałą prędkością, przykładając doń jednocześnie stałe napięcie lub też bez napięcia. Mierzono przy tym zarówno natężenie płynącego przez kryształ prądu, jak i natężenie emitowanego promieniowania. Otrzymano w ten sposób natężenie termoluminescencji z polem (L_C) i bez pola (L_T). Przytoczymy niektóre krzywe



Rys. 8. Termoluminescencja kryształu poddanego działaniu pola elektrycznego (od natężenia tej termoluminescencji odjęto natężenie luminescencji kryształu niewzbudzonego, wywołanej przez pole).



Rys. 9. Porównanie dodatkowego promieniowania ($L_C - L_T - L_E$), za które odpowiedzialne są elektrony wyzwalane z pułapek ($-O-$) z natężeniem prądu ($-□- I_C - I_E$), za który odpowiedzialne są elektrony wyzwalane z pułapek.

obrazujące wyniki tych doświadczeń: Rys. 7 wskazuje, że w polu elektrycznym podobnie jak bez pola elektrony są wyzwalane z pułapek przez energię termiczną. Z porównania krzywych L_C i L_T wynika dalej, że pole elektryczne w z m a c n i a termoluminescencję, przy czym wzmacnia w różnym stopniu maxima odpowiadające różnym temperaturom, a więc różnym głębokościom opróżnianych pułapek. Ta ostatnia prawidłowość występuje szczególnie wyraźnie na wykresach rys. 8, gdzie na osi rzędnych odłożono różnicę natężeń promieniowania: $L_C - L_E$ (termoluminescencja — elektroluminescencja niewzbudzonego fosforu). Okazuje się więc, że pole przyspiesza szczególnie efektywnie elektrony, po-

chodzące z głębokich pułapek. Krzywe rys. 9 wskazują na zgodność przebiegu dodatkowej luminescencji, wynikającej z rozmnażania wyzwalanych termicznie elektronów z przebiegiem natężenia prądu „dodatkowego” $I_c - I_E$ (I_c = natężenie prądu płynącego przez fosfor uprzednio wzbudzony; I_E = natężenie prądu w fosforze niewzbudzonym).

Dlaczego elektrony wyzwalane z płytkich pułapek nie są dostatecznie przyspieszane przez pole, by zapoczątkować „łańcuch wzmocnienia”? Być może, że pułapki te są lokalnie związane z centrami tak, że elektron po wyrzuceniu z pułapki rekombinuje z centrum bezpośrednio, nie przechodząc przez pasmo przewodnictwa. Nie może to dotyczyć wszystkich elektronów pochodzących z płytkich pułapek, bo — jak wynika z przytoczonych krzywych — niektóre z nich biorą jednak udział w przenoszeniu prądu. Być może, że w fosforze istnieją jakieś mikrobariery (makroskopową jednorodność optyczną i elektryczną badanych monokryształów stwierdzono doświadczalnie), przez które elektrony mogą przejść dopiero w wyższych temperaturach. Dane eksperymentalne nie pozwalają na razie wyjaśnić jednoznacznie tego zagadnienia jak i innego zasadniczego zagadnienia, które można by nazwać specyficzną czułością centrów lokalnych na działanie pola; a mianowicie, dlaczego pole zdolne do zjonizowania centrów świecenia (energia jonizacji = kilka elektronowoltów) nie wyzwała elektronów z pułapek o głębokości rzędu ułamka elektronowolta? Odpowiedź na to pytanie wymagałaby oczywiście dokładniejszej znajomości natury fizycznej „centrów” i „pułapek”.

Nie tylko postępy osiągnięte w badaniach nad elektroluminescencją fosforów, ale również trudności napotykanne w tej dziedzinie mogą — przez wysunięcie nowych problemów — przyczynić się do pogłębienia naszych wiadomości o ciele stałym.

Literatura

1. K. Morkowska — Postępy Fizyki 5, 293 (1954).
2. D. Curie, J. Phys. Radium, 13, 317 (1952).
3. P. Zalm, J. Phys. Radium, 17, 777 (1956).
4. J. Mattler, J. Phys. Radium, 17, 725 (1956).
- 4a. G. Destriau, M. Destriau, Spring Meeting of the Electrochemical Society, Chicago (III/1954), abstr. 39.
5. D. A. Cusano, Phys. Rev., 98, 546 (1955).
F. J. Studer, D. A. Cusano, J. O. S. A. 45, 493 (1955).
6. F. E. Williams, Phys. Rev., 98, 547 (1955).
7. F. E. Williams, D. A. Cusano, J. Phys. Radium, 17, 742 (1956).
8. G. F. Neumark, Phys. Rev., 103, 41 (1956).
9. A. Wrzesińska, Postępy Fizyki, 7, (1956).

Witold Żdanowicz

Instytut Chemii Fizycznej PAN
Katedra Fizyki Politechniki Wrocławskiej

Oczyszczanie substancji metodą topienia strefowego

Wstęp

Zagadnienie otrzymywania bardzo czystych metali, półprzewodników, czy też innych substancji nieorganicznych lub organicznych stanowi obecnie zarówno dla celów naukowych jak i produkcyjnych bardzo ważny problem. Szczególnie w przypadku półprzewodników stał się on niezwykle palący z chwilą stwierdzenia, że już minimalne zawartości obcych składników decydują o ich właściwościach elektrycznych, a zatem także o zastosowaniu do różnych celów praktycznych.

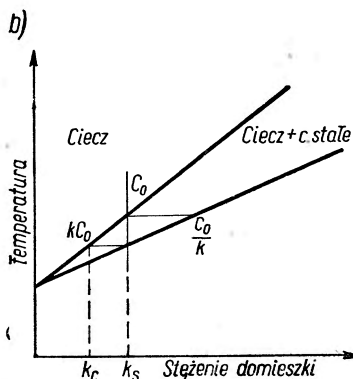
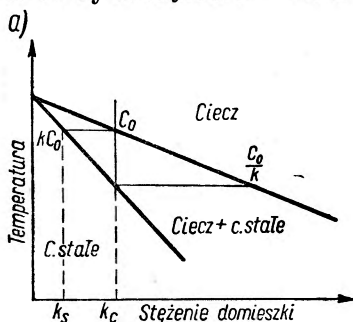
Jedną z metod otrzymywania substancji o bardzo dużej czystości została podana przez P f a n n a w roku 1952 [1]. Nosi ona nazwę metody topienia strefowego (*zone — melting*). U podstaw tej metody leży fakt, że domieszki nie rozpuszczają się na ogół jednakowo w różnych fazach rozpuszczalnika. Najczęściej rozpuszczalność jest większa w fazie ciekłej.

Metoda ta może być zastosowana do dowolnych roztworów, dla których ma miejsce dostrzegalna różnica w rozpuszczalności domieszek w fazie ciekłej i stałej rozpuszczalnika.

Podstawy teoretyczne oraz pewne fakty doświadczalne, na których opiera się ten proces, nie były nowe, znano je już prawie od stu lat. W przeciwieństwie jednak do procesu destylacji frakcjonowanej opartej na podobnych zasadach równowagi między fazą ciekłą i gazową nie został on odpowiednio do tego celu wykorzystany. Metody zaś frakcjonowanej krystalizacji ciał stałych z roztworów wodnych oparte są na innych zasadach.

Przed opisaniem metody P f a n n a należy rozpatrzyć rozkład zanieczyszczeń w kryształach pojedynczych otrzymanych np. metodą Bridgmana [2]. Jak wiadomo, polega ona na tym, że dana substan-

cja, np. metal lub związek chemiczny, zostaje najpierw stopiona, a następnie powoli oziębiona przez opuszczanie naczynia (tygielka) z przestrzeni gorącej do chłodniejszej. W wyniku otrzymuje się monokryształ, w którym stężenie substancji obcych rozpuszczonych w fazie ciekłej maleje stopniowo od jednego jego końca do drugiego.



Rys. 1a. Część wykresu przedstawiającego zależność temperatury krzepnięcia i topnienia od stężenia domieszki układu dwuskładni-

$$\text{kowego, } k = \frac{k_s}{k_c} < 1$$

Rys. 1b. Część wykresu przedstawiającego zależność temperatury krzepnięcia i topnienia od stężenia domieszki układu dwuskładni-

$$\text{kowego, } k = \frac{k_s}{k_c} > 1$$

Przykładem substancji, dla których $k > 1$, jest bor rozpuszczony w germanie ($k \approx 10$) [4], który przy krzepnięciu przechodzi z fazy ciekłej do stałej, oraz krzem, gdy występuje on jako domieszka w germanie. W krzemie bor posiada $k \approx 1$, co utrudnia w dużym stopniu jego oddzielenie.

Taki rozkład zanieczyszczeń, zwany rozkładem normalnym, jest bardzo niepożądanym, gdyż utrudnia oddzielenie substancji zanieczyszczających od substancji macierzystej.

Dla bardziej ilościowego ujęcia tego zagadnienia wprowadza się pojęcie współczynnika rozdzielania k . Współczynnik ten określa stosunek stężenia substancji rozpuszczonej w fazie stałej do stężenia tej substancji w fazie ciekłej:

$$k = \frac{\text{stężenie w fazie stałej}}{\text{stężenie w fazie ciekłej}} = \frac{k_s}{k_c}$$

Jeśli domieszka rozpuszcza się lepiej w fazie ciekłej, to w miarę krzepnięcia stopu będzie ona koncentrowała się w tej części próbki, która krzepnie później, zatem jej stężenie w tej części będzie ciągle wzrastało i k będzie mniejsze od 1. (rys. 1a). Jeśli zaś domieszka rozpuszcza się lepiej w fazie stałej (znaczy to również, że podnosi ona temperaturę krzepnięcia stopu, podczas gdy w pierwszym przypadku obniża go), wówczas będzie ona koncentrowała się w częściach, które krzepną wcześniej w początkowych stadiach krzepnięcia i k będzie większe od jedności (rys. 1b) [3].

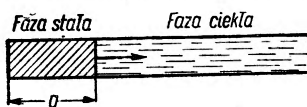
Takie pierwiastki jak Al, P, Ga, As, In, Sb, itp. rozpuszczone w germanie lub krzemie posiadają $k < 1$.

Opierając się na założeniach, że:

- 1) dyfuzja w ciałach stałych jest b. mała,
- 2) dyfuzja w roztworach jest zupełna (tzn. koncentracja w roztworze jest równomierna),
- 3) k jest wielkością stałą,
- 4) objętość ciecży jest stała (przekrój i długość próbki są stałe),

Gulliver [5], Schener [6], Hayes

Chipman [7] dla stopów, a McFee [8] dla kryształów NaCl wprowadzili wzór na stężenie substancji rozpuszczonej w fazie stałej jako funkcji g , tj. części próbki, która już zakrzepła:

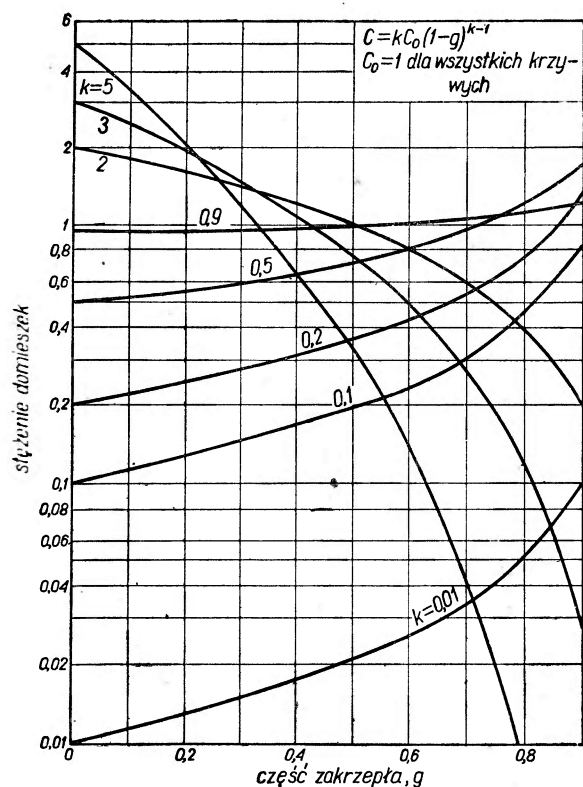


Rys. 2. Proces krzepnięcia normalnego.

$$C = kC_0(1 - g)^{k-1} \quad (1)$$

gdzie C_0 jest stężeniem początkowym ciała rozpuszczonego w cieczy (rys. 2).

Krzywe przedstawiające rozkład wzdłuż próbki stężenia C składnika rozpuszczonego dla k od 0,01 do 5 są przedstawione na rys. 3. Jak widać, proces oczyszczania przy krzepnięciu normalnym jest szczególnie wydajny, gdyż k jest małe i dyfuzja w ciele stałym ograniczona. Krzywe te wskazują również, że dla k mniejszych od 0,1 większość substancji rozpuszczonej jest skoncentrowana w ostatniej, dziesiątej części próbki.

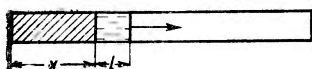


Rys. 3. Według [1]. Krzywe przedstawiające rozkład zanieczyszczeń w przypadku krzepnięcia normalnego, wykreślone na podstawie równania (1) podającego zależność stężenia domieszki w fazie stałej od długości g — zakrzepłej części próbki, dla różnych wartości współczynnika rozkładu k .

Dalsze oczyszczenie następuje przez usunięcie końca wzbogaconego w substancję rozpuszczoną, powtórne przetopienie i powtórne przeprowadzenie krzepnięcia. W zasadzie przez powtórzenie tego postępowania można uzyskać dowolny stopień czystości. Do ujemnych stron tej metody należą poza trudnościami natury technicznej, przede wszystkim duże straty materiałowe.

Metoda topienia strefowego

Udoskonaleniem metody oczyszczania przez normalne* krzepnięcie jest wspomniana już metoda topienia strefowego. W metodzie tej wąska stopiona strefa przesuwa się powoli wzdłuż oczyszczanej próbki. Proces taki przedstawia schematycznie rys. 4.



Rys. 4. Proces topienia strefowego

x — część zakrzepła próbki,
 l — długość strefy stopionej,
strzałką oznaczono kierunek
przesuwania się strefy.

Stężenie C składnika obcego w pewnej odległości x od początku próbki w topieniu strefowym jest dana wzorem:

$$C = C_0 \left[1 - (1 - k) \exp \left(\frac{-kx}{l} \right) \right], \quad (2)$$

gdzie x jest częścią próbki już zakrzepłą, a l długością przesuwaną się strefy stopionej.

Ze wzoru tego widać, że stężenie domieszek w próbce w jej części początkowej (dla $x = 0$) jest po zakrzepnięciu dane przez wzór:

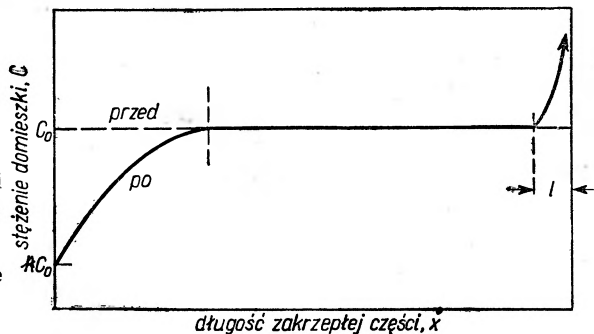
$$C = C_0 k \quad (3)$$

Dla $k < 1$, kC_0 jest mniejsze od C_0 i faza ciekła w miarę przesuwania się strefy jest wzbogacana w domieszki, aż do osiągnięcia stężenia C_0/k . Gdy stan ten zostanie osiągnięty, ilość domieszek rozpuszczonych w fazie stałej wchodząca i wychodząca ze strefy stopionej będzie stała, zatem żadne dalsze zmiany stężenia w strefie stopionej i w substancji krzepnącej nie nastąpią. W ostatniej strefie zachodzi proces krzepnięcia normalnego. Stan taki w przybliżeniu przedstawia rys. 5. Krzywe bardziej dokładne oparte na równaniu (2) i przedstawiające wędrówkę zanieczyszczeń w czasie przesuwania się strefy przy różnych współczynnikach k (od 0,01 do 5) są podane na rys. 6.

Długość próbki została tu podzielona na 10 części. Na wykresach uwidoczono tylko 9 jednostek długości, w 10 bowiem zachodzi już krzepnięcie normalne i bieg krzywej odpowiada równaniu (1). Część

* Autor ma na myśli metodę Fridgmana (przyp. red.)

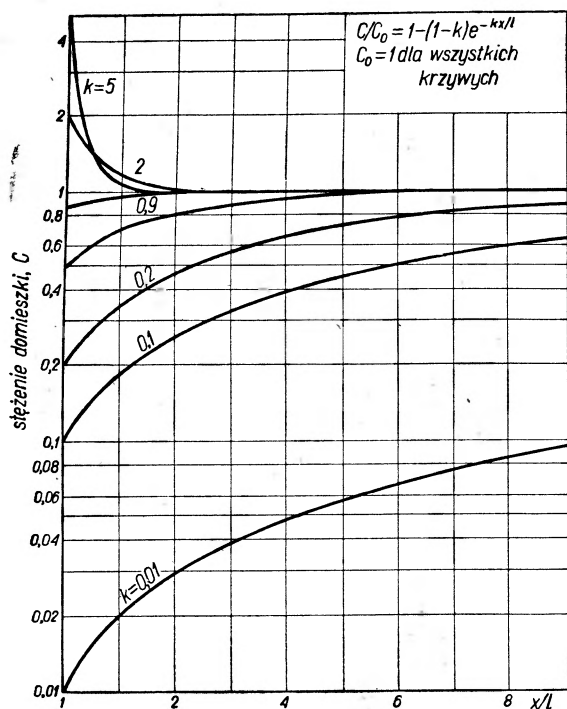
próbki, w której grupuje się maksymalna ilość zanieczyszczeń, odrzuca się.



Rys. 5. Według [1]. Przybliżony rozkład domieszki przed i po pojedynczym przejściu roztopionej strefy. Zwraca się uwagę na obszar równomiernej koncentracji w fazie otrzymanej po przejściu roztopionej strefy.

Proces oczyszczania substancji metodą topienia strefowego staje się szczególnie wydajny, jeżeli powtarza się go wielokrotnie.

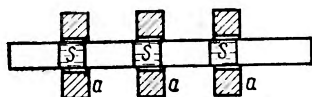
Celem zwiększenia liczby stref krystalizacji przesuwa się próbkę równocześnie przez kilka grzejników. Każda strefa stopiona zabiera



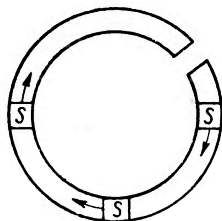
Rys. 6. Według [1]. Krzywe przedstawiające rozkład domieszki w fazie stałej próbki w przypadku topienia strefowego, wykreślone na podstawie równania (2) dla różnych wartości współczynnika rozkładu k . Stężenie c jest funkcją x/l

część zanieczyszczeń i przekazuje je następnej strefie. W przypadku zastosowania 3 grzejników czas trwania procesu oczyszczania zostaje zmniejszony prawie trzykrotnie [9].

Na rys. 7 i 8 mamy schematy wielokrotnego oczyszczania strefowego próbki w kształcie pręta i toroidu, zaś praktyczne wykonanie jednego z tych urządzeń przedstawia rys. 9.

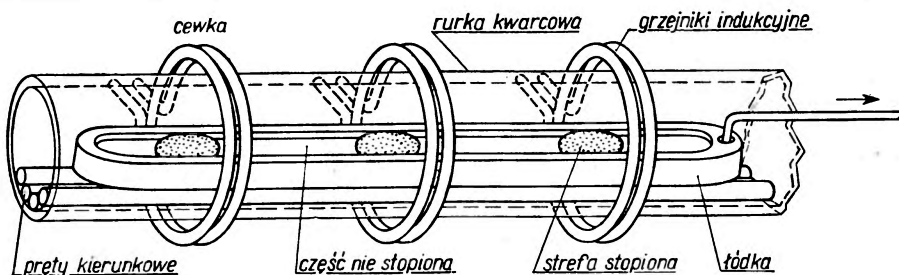
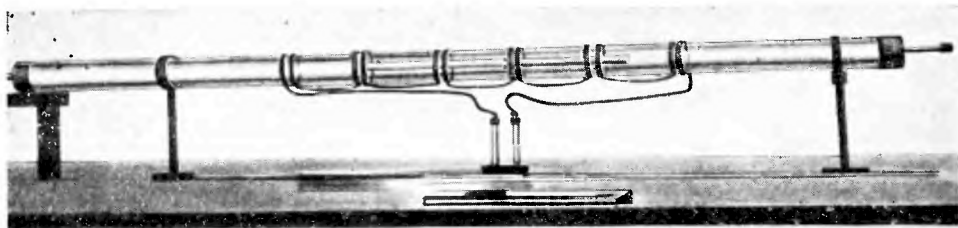


Rys. 7. Wielokrotne oczyszczanie strefowe próbki w kształcie pręta
a — grzejniki, S — strefy stopione



Rys. 8. Wielokrotne oczyszczanie strefowe próbki w kształcie rozciętego pierścienia
S — strefy roztopione

Aby otrzymać optymalny rozkład końcowy domieszek w próbce po wielokrotnym przejściu przez nią strefy stopionej, korzystamy z równania (2) jako wyjściowego, dającego nam rozkład domieszek po pierwszym przejściu, bez uwzględnienia ostatniej strefy, gdzie zachodzi krzepnięcie normalne.



Rys. 9. Według [21]. Urządzenie do topienia strefowego.

W wyniku dość długich rachunków otrzymamy równanie w postaci

$$C = Ae^{Bz^*} \quad (4)$$

gdzie

$$K = \frac{Bl}{e^{Bl} - 1}, \quad A = \frac{C_0 d B}{e^{dB} - 1},$$

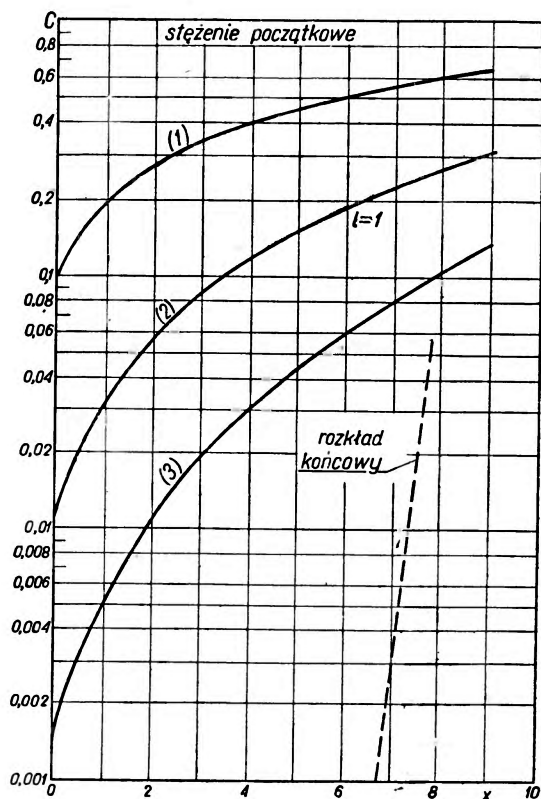
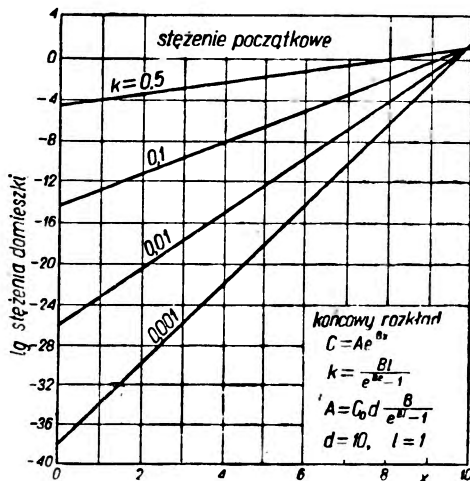
d — długość próbki, l — długość strefy stopionej.

* B jest tutaj stałą całkowania (przyp. red.).

Rozkład końcowy obliczony z powyższego równania podaje rys. 10, z którego wynika, że dla małych k nachylenie krzywych charakteryzuje się dużą stromością. Np. dla $k = 1/10$, $d = 10$, $l = 1$ stężenie końcowe przy $x = 0$ jest w stosunku do C_0 około 10^{14} razy mniejsze.

Celem obliczenia stężenia końcowego domieszki jako funkcji x , tj. długości części zakrzepłej po 1, 2 lub więcej przejściach strefy stopionej, P f a n n [1] proponuje zastosować metodę H a m m i n-

Rys. 10. Według [1]. Krzywe przedstawiające rozkład końcowy domieszki po wielokrotnym przejściu strefy stopionej wykreślone na podstawie równania (4) dla różnych k .



g a. Krzywe rozkładu obliczone według tej metody przy zastosowaniu powyższego wzoru przedstawia rys. 11.

H. L o r d [10] przy założeniu ciągłości przesuwania się strefy wyprowadza na stężenie końcowe po n przejściach dość skomplikowany wzór, który po pewnej matematycznej przeróbce podaje następnie K. S. M i l l i k a n [11] w następującej postaci:

Rys. 11. Według [1]. Krzywe przedstawiające rozkład domieszki w fazie stałej jako funkcji x tj. długości zakrzepłej części, po 1, 2 i 3 następujących po sobie przejściach strefy stopionej od strony prawej wzdłuż próbki o równomiernej koncentracji. Długość próbki równała się 10 długościom roztopionej strefy ($k=1$).

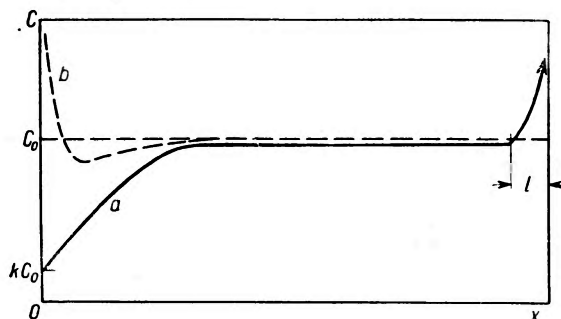
$$C_n(a) = C_0 \left\{ \frac{1-k}{k} e^{-ka} \sum_{s=n+1}^S \cdot (S-n) \frac{(S+a)^{s-2}}{S!} \cdot k e^{-k/s} \cdot [a(S-1) + (1-ka)(S+a)] \right\}$$

Interesujące krzywe dla równań całkowych obliczone za pomocą maszyny elektronicznej i podające zależność między takimi wielkościami jak k , C_0 , l , x i n , umieszczają w swej pracy L. Burris, C. H. Stockman i J. G. Dillon [12].

Birman [36] stosuje w tym celu rachunek macierzowy. W pracach tych uwzględniono także rozkład zanieczyszczeń w ostatniej części próbki, w której zachodzi krzepnięcie normalne.

Metoda strefowego wyrównywania stężeń

Zanim zostaną omówione zastosowania i wyniki otrzymane metodą topienia strefowego, należy zwrócić uwagę na tzw. strefowe wyrównywanie stężeń, tzn. otrzymywanie substancji, w której domieszki rozprowadzone zostały w sposób równomierny na całej długości próbki [1]. Jednorazowe przejście strefy stopionej powoduje rozkład domieszek pokazany na rys. 12 (krzywa a).



Rys. 12. Według [1]. Przybliżony rozkład domieszki (po a) jednorazowym przejściu strefy stopionej oraz b) po przejściu strefy w kierunku przeciwnym, następującym po (a).

Równomierny rozkład wzdłuż całej próbki może być otrzymany przez przepuszczenie strefy w kierunku przeciwnym. Wynik takiego procesu przedstawia rys. 12 (krzywa b). Kilkakrotne powtórzenie takiego procesu da próbkę, w której tylko ostatnia strefa (krzepnięcia normalnego) nie będzie miała rozkładu stałego.

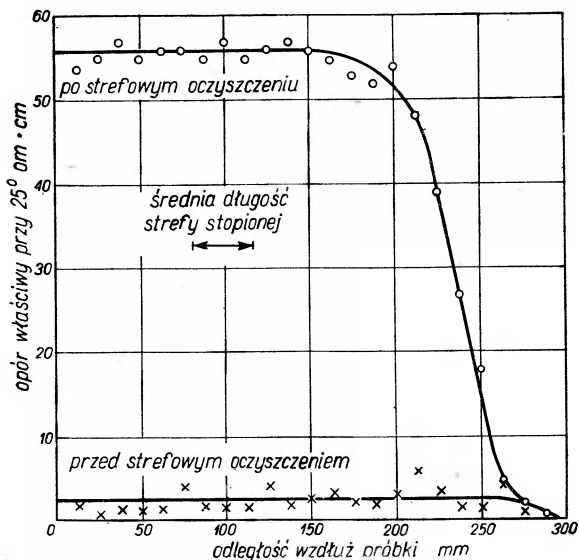
Proces ten nosi nazwę strefowego wyrównywania stężenia domieszek. Został on wykorzystany do równomiernego rozprowadzenia dowol-

nej ilości domieszek w danej substancji oczyszczonej uprzednio strefowo. Ładunek domieszek umieszcza się w jednym z końców wlewka i rozprzewadza wzdłuż całej jego długości przez kilkakrotne przejście strefy stopionej tam i z powrotem.

D. C. Bennet i B. Sawyer [13] stosując wyżej wymieniony sposób otrzymali monokryształy germanu o długości około 15 cm i dowolnej zawartości zanieczyszczeń rozprzewadzonych równomiernie wzdłuż całego monokryształu.

Wyniki doświadczalne

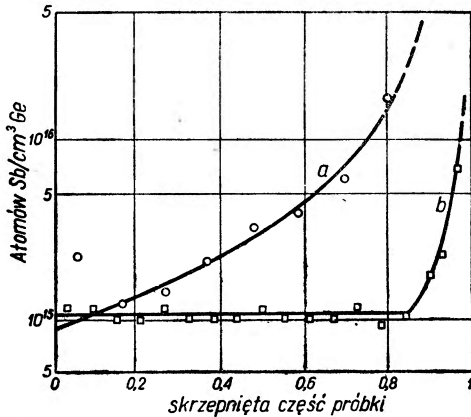
W 1953 r., tzn. w niecały rok po opublikowaniu przez Pfanna jego pierwszej pracy teoretycznej, ukazała się krótka notatka Pfanna i Olsena [14, 15] o otrzymaniu metodą topienia strefowego bardzo czystego germanu. German otrzymany przez Pfanna i Olsena odznaczał się tak dużą czystością, że już w temperaturze pokojowej posiadał samoistny, tzn. bezdomieszkowy opór elektryczny.



Rys. 13. Według [10]. Zmiana oporu właściwego próbki germanu wzdłuż jej długości przed i po oczyszczeniu strefowym.

Otrzymany zaś monokryształ germanu posiadał opór domieszkowy (niesamoistny) praktycznie stały, nawet w 80% jego długości. Oczyszczony german zawierający prawdopodobnie arsen jako donor został otrzymany po przejściu przez niego zaledwie sześciu roztopionych stref.

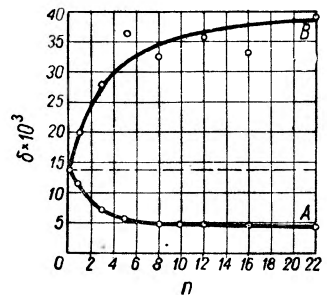
Wynik topienia jest przedstawiony na rys. 13 w postaci zależności oporu właściwego od długości próbki. Jak widać z wykresu, po oczyszczeniu strefowym prawie połowa próbki posiadała już samoistny opór elektryczny.



Rys. 14. Według [10]. Rozkład antymonu wzdłuż próbki germanu. a) — dla próbki zakrzepłej normalnie; b) — dla próbki monokrystalicznej poddanej procesowi wyrównywania strefowego

Na rys. 14 są przedstawione krzywe odnoszące się do germanu zanieczyszczonego antymonem. Badana próbka była najpierw stopiona, a następnie powoli ochłodzona od jednego końca, co wywołało normalny rozkład antymonu (krzywa a). Krzywa b odnosi się do germanu zanieczyszczonego także antymonem, lecz rozproszonym już przy pomocy strefowego wyrównywania. Z rysunku widać, że stężenie antymonu jest praktycznie stałe na całej długości z wyjątkiem strefy ostatniej. Aby otrzymać monokryształ, Pfann umieszcza na początku wlewka w strefie stopionej nieduży zarodek monokrystaliczny.

Jedną z ciekawszych prac prowadzonych nad otrzymaniem bardzo czystych metali jest praca radzieckich uczonych Aleksandrowa, Wierkina i Łazariewa [16] o oczyszczeniu technicznej cyny. W łódce w kształcie pierścienia umieszczono 300 do 500 g cyny. Łódka poruszająca się z prędkością od 1,43 do 40 mm/godz. przechodziła przez nieruchomy grzejnik, który powodował powstawanie strefy stopionej. Grzejnik był zasilany ze stabilizatora napięcia. Badanie cyny na zawartość domieszek przeprowadzono w ten sposób, że pobierano próbki cyny z różnych części sztabki i oznaczano ich opór względny, wyrażający się stosunkiem $\delta = R_{4,2^\circ} / R_{pok}$, gdzie $R_{4,2^\circ}$ jest opo-

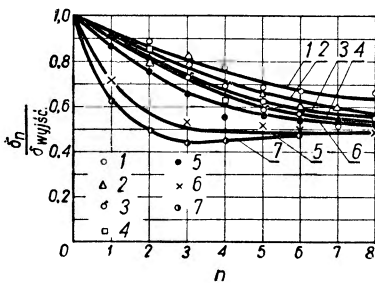


Rys. 15. Według [11]. Zmiana zawartości domieszek w cynie w czasie procesu wielokrotnej krystalizacji strefowej. A — początkowa część próbki, B — końcowa część próbki

rem próbki w temperaturze ciekłego helu przy ciśnieniu normalnym, a R_{pok} oporem tej próbki w temperaturze pokojowej.

Rys. 15 przedstawia zależność δ od liczby przejść krystalizacyjnych n . Krzywa A przedstawia zmianę δ dla części początkowej próbki, a krzywa B dla części końcowej, gdzie jak widać ze względu na zbierające się w niej zanieczyszczenia δ wzrastało. Dla części początkowej próbki δ malało — tzn. próbka pozbywała się zanieczyszczeń i jej opór względny δ zmalał około 2,6 razy po 8 przejściach. Po następnych 14 krystalizacjach zmiana oporu wynosiła zaledwie 1,2 razy.

Rys. 16 przedstawia rozkład domieszek wzdłuż badanej próbki po 10 krystalizacjach strefowych. Z rysunku widać, że połowa próbki posiada stężenie domieszek minimalne i stałe. Domieszki koncentrują się w niedużej części próbki na około 0,25 jej długości, krzepnącej w końcu każdego cyklu. Badanie próbek z części początkowej,



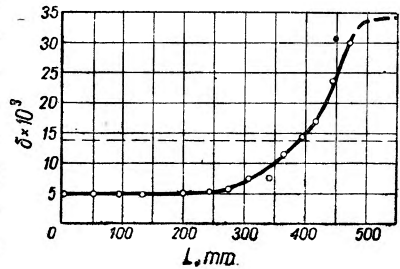
Rys. 17. Według [11]. Zależność zmiany zawartości domieszek w części początkowej próbki cyny technicznej od ilości rekrytalizacji przy różnych jej prędkościach.

1. —40 mm/godz. 2. —20 mm/godz.
3. —10 mm/godz. 4. —5 mm/godz.
5. —3 mm/godz. 6. —2 mm/godz.
7. —1,4 mm/godz.

środkowej i końcowej sztabki cynowej pokazało po każdej następnej krystalizacji, że w cynie zawarte były dwie substancje zanieczyszczające, przy czym dla jednej $k > 1$, tzn. domieszka ta koncentrowała się w początkowej części próbki, a dla drugiej $k \ll 1$, więc domieszka ta koncentrowała się w końcowej części próbki. Wynika stąd, że najbardziej czystą częścią próbki był jej środek. Po 35 krystalizacjach otrzymano w wyżej wymienionej pracy cynę o czystości scharakteryzowanej przez $\delta = 2,7 \cdot 10^{-4}$ (jest to wartość najlepsza ze spotykanych dotąd w literaturze).

Interesujące jest również określenie przez A l e k s a n d r o w a i współpracowników zależności $\delta_n / \delta_{wyjście}$ od liczby krystalizacji n przy różnych prędkościach krystalizacji (przesuwania się strefy). Zależność taką przedstawia rys. 17.

Przy prędkościach $v = 1,4 - 2$ mm/godz efektywność oczyszczania jest największa, tzn. w tym wypadku dyfuzja domieszek zachodzi najprędzej. Czystość, jaką osiągało się dopiero po 7 krystalizacjach przy



Rys. 16. Według [11]. Rozkład domieszek wzdłuż próbki cyny po 10 krystalizacjach strefowych.

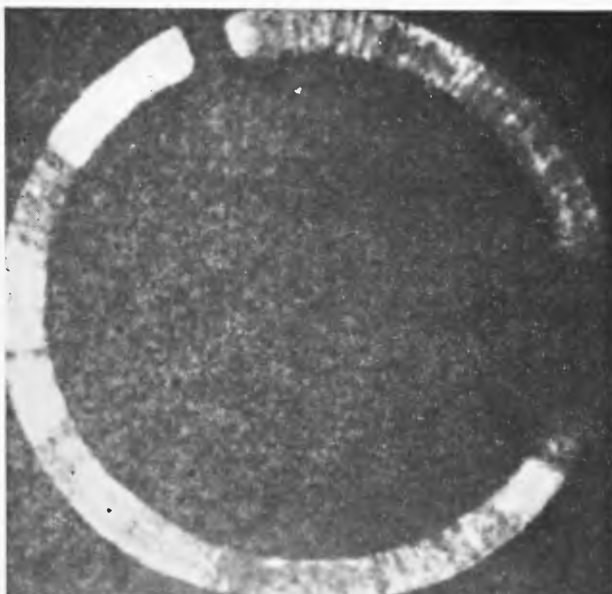
$v = 20$ mm/godz., można było osiągnąć już po 3 krystalizacjach, jeśli $v = 1,4$ mm/godz. Przy długości próbki 550 mm czas całkowitego pojedynczego przejścia strefy stopionej przez próbkę dla $v = 1,4$ mm/godz wynosił 400 godzin, tj. około 17 dni. Zmniejszenie prędkości poniżej $v = 1,4$ mm/godz. nie dawało już dobrych wyników, ponieważ została naruszona równowaga faz na granicy ciała stałe — ciecz [17]. Jednym z czynników, który narusza równowagę fazową na granicy krystalizacji, jest przechłodzenie fazy ciekłej powstające przy skończonej prędkości ruchu strefy. Drugą przyczyną naruszenia równowagi fazowej na granicy krystalizacji jest nierównomierność przesuwania się czoła krystalizacji. Mamy tu do czynienia ze skokami krystalizacji uwarunkowanymi zarodkowym mechanizmem krystalizacji, a także wahaniami mocy grzejnika itp. Taką budowę schodkową stopu Pb — Sn¹¹³, spotykaną także przy hodowaniu kryształów różnymi innymi metodami, podają rys. 18, 19 i 20.

Rys. 18 przedstawia radiogram jednorodnego początkowo wlewka Pb — Sn¹¹³ ($C_0 \approx 0,1\%$) po jednorazowej strefowej krystalizacji, przy prędkości przesuwania się strefy 20 mm/godz., a rys. 19 i 20 po 3 i 5 przejściach krystalizacyjnych. Jasne miejsca odpowiadają częściom próbki bogatym w domieszkę Sn¹¹³.

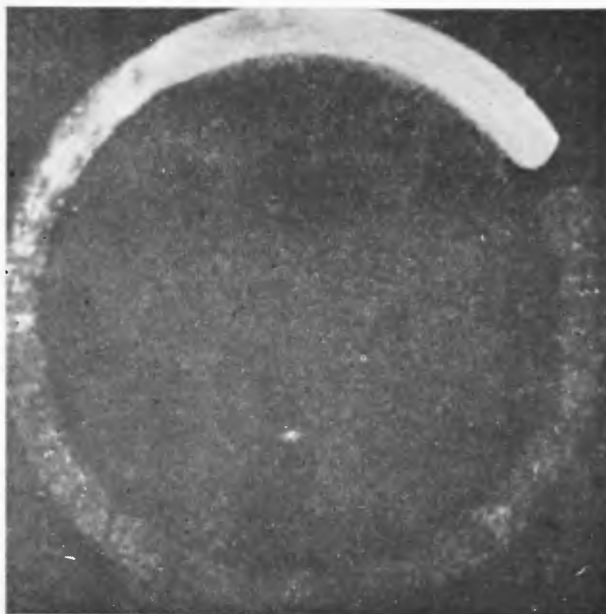
W innej swej pracy Aleksandrow i współpracownicy [18], jak również Montariol [19] przed oczyszczeniem strefowym przeprowadzili wstępne wygrzewanie badanego metalu w wysokiej próżni.

Wiadomo, że długotrwałe wygrzewanie wieloskładnikowego metalicznego układu w wysokiej temperaturze i wysokiej próżni prowadzi do zmiany jego składu, związanej przede wszystkim ze zmniejszeniem się zawartości składników o dużej prężności pary. W takich warunkach składnik łatwo parujący bez przeszkód opuszcza powierzchnię stopu. Powoduje to powstanie w nim gradientu stężenia danego składnika, rozwija się proces dyfuzji jego atomów ku powierzchni, z której on paruje i w ten sposób w określonym czasie cały stop zawiera danego składnika mniej niż przed wygrzaniem go w wysokiej próżni. Proces ten zachodzi szybko w stanie roztopionym, a wolno w fazie stałej. Np. długotrwałe wygrzewanie galu w temperaturze 800° C w wysokiej próżni uwolniło go zupełnie od domieszek cynku, a częściowo indu.

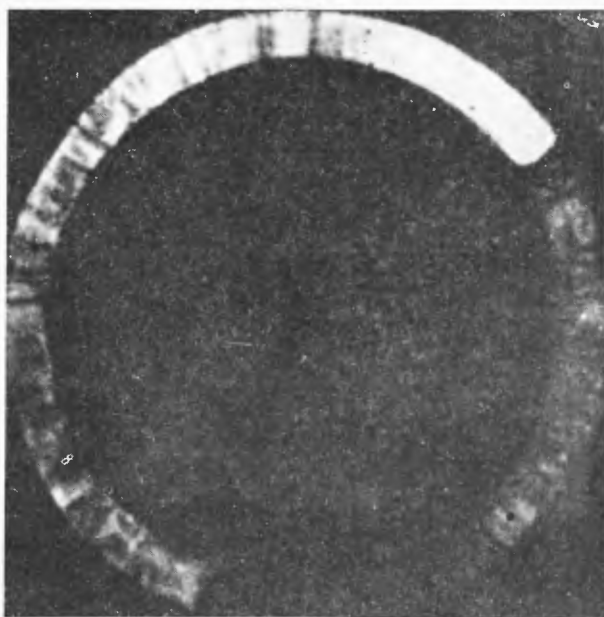
Wygrzewanie Al [19] w 750° C w próżni doprowadziło do oczyszczenia go od sodu; również lit pozbył się sodu po wygrzaniu go w temp. 300° C i $p = 4 \cdot 10^{-5}$ mm Hg. Spektralna analiza cyny [18] wygrzewanej w ciągu 4 godzin w temperaturze 1000° C i pod ciśnieniem 10^{-5} mm Hg wykazała nieobecność znajdujących się poprzednio domieszek As, Sb, Pb i Bi. Rys. 21 przedstawia zależność zawartości domieszek od ilości prze-



Rys. 18. Według [12]. Radiogram próbki Pb-Sn¹¹³ po jednokrotnej krystalizacji strefowej $C_0=0,1\%$ Sn¹¹³.

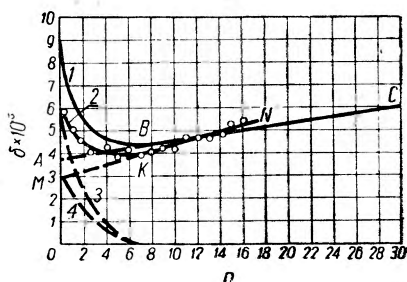


Rys. 19. Według [12]. Radiogram próbki Pb-Sn¹¹³ po trzykrotnej krystalizacji strefowej, $C_0=0,1\%$ Sn¹¹³.



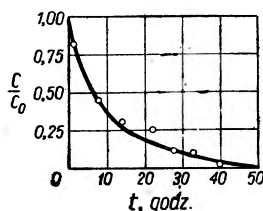
Rys. 20. Według [12]. Radiogram próbki Pb-Sn¹¹³ po pięciokrotnej krystalizacji strefowej, $C_0 = 0,1\%$ Sn¹¹³.

puszczonych stref krystalizacji dla początkowych części próbek cyny, z których jedna była wygrzewana w próżni przez 11 godzin w temperaturze 1000°C (krzywa 2), a druga nie była w ogóle wygrzewana (krzywa 1). Obie krzywe mające minimum mogą być przedstawione jako suma krzywych 3 i 4 oraz odpowiednio prostych ABC i MKN. Krzywe 3 i 4 wyrażają zmniejszenie się oporu końcowego próbek na skutek oczyszczenia części początkowych próbek od domieszek, dla których $k \ll 1$, a proste ABC i MKN jednoczesne zwiększanie się w tych częściach domieszek, dla których $k > 1$. Z porównania współrzędnych krzywych 3 i 4 oraz prostych ABC i MKN wynika, że w wyniku długiego wygrzewania w wysokiej temperaturze metal oczyszcza się od domieszek, dla których $k > 1$ oraz $k \ll 1$.



Rys. 21. Według [13]. Zależność końcowego oporu względnego cyny technicznej od liczby krystalizacji strefowych.

1 — dla próbki niewygrzewanej w próżni, 2 — dla próbki wygrzewanej uprzednio w czasie 10 godzin przy $t = 1000^{\circ}\text{C}$, $p = 1,6 \cdot 10^{-6}$ mm Hg



Rys. 22. Według [13]. Zależność wyparowywania Zn⁶⁵ ze stopu Sn-Zn⁶⁵ od czasu wygrzewania przy $t = 250^{\circ}\text{C}$; $p = 760$ mm Hg.

Stosując w ten sposób wygrzewanie i topienie strefowe Aleksandrow i współpracownicy otrzymali cynę, której opór względny wynosił $\delta = (2,0 \div 2,1) \cdot 10^{-4}$, początkowy opór względny tej cyny wynosił $\delta = (1,14 \div 1,6) \cdot 10^{-3}$.

Wyżej wymienieni autorzy ustalili także zależność oporu względnego cyny od temperatury wygrzewania, czasu, ciśnienia i grubości warstwy cyny.

Dużą wydajność w oczyszczaniu cyny od cynku w procesie długiego wygrzewania przedstawia rys. 22, gdzie pokazano rozkład stężeń radioaktywnego Zn⁶⁵ w cynie w zależności od czasu wygrzewania przy 250°C i przy ciśnieniu normalnym powietrza. Z rysunku widać, że po 50 godzinach wygrzewania cyny z domieszką Zn⁶⁵ przy 250°C w powietrzu jego aktywność mierzona licznikiem Geigera—Müllera spadła praktycznie do zera.

Dalsze zastosowania

Mimo stosunkowo krótkiego czasu, jaki upłynął od ukazania się pierwszej pracy P f a n n a [1], topienie strefowe stało się obecnie jedną z podstawowych metod oczyszczania substancji, stosowaną przez fizyków, chemików i metalurgów.

Literatura zagraniczna przynosi coraz to nowe wzmianki o zastosowaniu topienia strefowego oraz o sukcesach osiągniętych tą metodą.

Półprzewodniki złożone takie jak InSb, GaAs, AlSb i inne otrzymano w tak wysokim stopniu czystości, że zawarte w nich jeszcze domieszki nie wpływają już na ich własności półprzewodnikowe. Szczególnie czyste substancje złożone otrzymujemy oczyszczając najpierw każdy składnik osobno, następnie stapiając je i oczyszczając z kolei strefowo stop. Można też oczyszczać stop bezpośrednio, co jednak daje mniej korzystne wyniki [20, 21, 22, 23]. Należy podkreślić, że również niektóre własności chemiczne substancji oczyszczanych ulegają poprawie podobnie jak ich własności fizyczne.

W pracach niektórych autorów [24] podano, że kryształ AlSb zwykle bardzo łatwo korodujący na powietrzu staje się zupełnie trwały po oczyszczeniu strefowym. W antymonie [9], który jako produkt wyjściowy stanowił 98,8% stopu, zawartość czterech z pięciu większych zanieczyszczeń została przez siedmiokrotne przejście strefy stopionej zmniejszona ponad dziesięciokrotnie. Piąty składnik, arsen, ma w antymonie $k \approx 1$, dlatego usunięcie go tą drogą jest prawie niemożliwe. Może być on oddzielony bardzo łatwo na drodze chemicznej. Antymon jest bardzo ważnym składnikiem, gdyż służy jako dodatek do germanu i krzemu, a także wchodzi w skład półprzewodników takich jak InSb, AlSb itp. Cyna o początkowej czystości 99,99% po 40-krotnej krystalizacji dokonanej na 100 gramach została doprowadzona przez P f a n n a do czystości 99,999% [9]. Głównymi usuniętymi zanieczyszczeniami były: ołów, miedź i żelazo. Czystość obu wyżej wymienionych materiałów wyznaczano chemicznie i spektralnie. Pomyślnie wyniki otrzymano również dla bizmutu, cynku, żelaza, miedzi, glinu, galu, cyrkonu, chromu, telluru i tytanu [25]. W niektórych z tych metali po oczyszczeniu strefowym zaobserwowano nowe niezwykle własności. F. M o n t a r i o l podaje [19], że aluminium oczyszczone strefowo nie może być utwardzane przez zgniatanie, ponieważ już poniżej temperatury pokojowej (-40°C) metal rekrytalizuje samorzutnie. R. L. S m i t h z Instytutu Franklina podaje, że znany efekt niskotemperaturowy kruchości stali, co często jest powodem powstawania defektów, występuje dopiero poniżej -196°C , jeśli żelazo zostało oczyszczone metodą topienia strefowego. Halowax, pasta woskowa używana

w kondensatorach, może być oddzielona od składników, różniących się znacznie stałą dielektryczną i punktem topnienia.

Ciekawe wyniki podano dla związków chemicznych stosowanych w fotografice, takich jak np. haloidki srebra.

W materiałach dla kryształów scyntylacyjnych topienie strefowe znajduje podwójne zastosowanie, a mianowicie do oczyszczenia samej substancji oraz do jednolitego rozproszczenia składników aktywujących metodą strefowego wyrównywania. Zaproponowano również oddzielenie na tej drodze ciężkiej wody od zwykłej. Ze względu na dużą różnicę własności fizycznych należy spodziewać się tu wyników pozytywnych. Ciekawą propozycję wykorzystania topienia strefowego podał Schumacher [26]. Mianowicie miedź chilijska z m. Czukwikamata zawiera w sobie składnik, który czyni ją niezmiernie przydatną do zastosowania w prostownikach miedziowych. Ilość jednak substancji decydującej o tych własnościach jest tak mała, że nie można jej wykryć żadnymi znanymi metodami analitycznymi. Zastosowanie metody oczyszczania strefowego pozwala przypuszczać, że: 1) uda się otrzymać takie stężenie nieznanej substancji, które pozwoli na dokładne jej oznaczenie, oraz 2) otrzyma się szczególnie czystą miedź, która będzie służyła jako produkt wyjściowy do otrzymywania miedzi o różnej zawartości wykrytej substancji. Wysokiej czystości żelazo jest podstawą do otrzymywania dobrych materiałów magnetycznych. Obecność jakichkolwiek domieszek źle wpływa na jego własności magnetyczne.

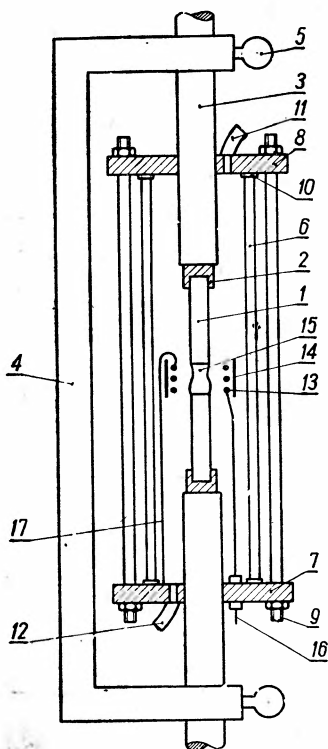
Do chwili obecnej żelazo oczyszcza się wodorem w bardzo wysokiej temperaturze przy dużych stratach metalu i czasu. Schumacher przypuszcza, że topienie strefowe w atmosferze wodoru pozwoli uzyskać wyniki pozytywne dla otrzymywania bardzo czystego żelaza — stąd wielkie znaczenie tej metody dla metalurgii.

E. F. G. Herrington, R. Handley i A. Cook [27] podają zastosowanie topienia strefowego do oczyszczania substancji organicznych. Tak np. oczyszczono naftalen z zawartości antracenu. Ilość antracenu przed oczyszczeniem wynosiła 0,2% całkowitej masy, a po 7-krotnym przejściu strefy stopionej, w lepiej oczyszczonej połowie zawartość antracenu była mniejsza od 0,0002%.

R. Handley i E. F. G. Herrington [28] przeprowadzili oczyszczenie kwasu benzoowego, pirenu, antracenu, chryzenu w ilościach od 0,15 do 0,5 g. Substancja znajdowała się w cienkiej kapilarze, a zamiast grzejnika użyto wiązki promieni świetlnych ze 100-watowej żarówki, skupionych zwierciadłem wklęsłym. Oczyszczone substancje zmieniały niektóre swoje własności fizyczne. Np. antracen handlowy, określony ja-

ko „czysty” pod wpływem naświetlania ultrafioletem fluoryzował zielonym światłem, po oczyszczeniu fluoryzował niebiesko.

Topienie strefowe znalazło również zastosowanie do oczyszczania tak ważnej substancji jak krzem. Bardzo dużą przeszkodą, a do niedawna wręcz nie do pokonania, była wielka aktywność chemiczna stopionego krzemu, nie pozwalająca nigdy stwierdzić, czy materiał, z którego jest



Rys. 23. Według [25]. Schemat urządzenia do strefowego topienia krzemu.

1. Próbkę krzemu
2. Oprawa trzymająca próbkę
3. Rura chłodzona wodą
4. Rama łącząca
5. Wkrętka motylkowa
6. Cylinder z kwarcem
7. Płyta dolna
8. Płyta górna
9. Pręty ściągające
10. Podkładka
11. Wpust gazowy
12. Wpust gazowy
13. Grzejnik
14. Osłona przed promieniowaniem ciepłym
15. Strefa stopiona
16. Przewód izolowany
17. Przewód uziemiony.

zrobiony tygiel, nie reagował z krzemem. Ponieważ zagadnienie to ma duże znaczenie praktyczne, K e c k i G o d l a y w swojej pracy [29, 30, 31] zaproponowali i zastosowali metodę beztyglową topienia strefowego (rys. 23). W metodzie tej próbkę krzemu w kształcie pręta ustawia się w położeniu pionowym i zamocowuje na końcach. Między końcami ustawia się cylindryczny grzejnik tantalowy. Roztopiona strefa krzemu w kształcie gruszki dzięki wysokiemu współczynnikowi napięcia powierzchniowego (~ 720 dyn/cm) utrzymuje się pomiędzy stałymi końcami pręta krzemowego. Urządzenie utrzymujące pręt krzemowy może przesuwać się z dołu do góry lub odwrotnie. Grzejnik pozostaje nieruchomy, dzięki czemu strefa może przesuwać się wzdłuż pręta. Celem otrzymania monokryształu z próbki polikrystalicznej do jednego

z końców próbki przymocowuje się zarodek monokrystaliczny, poruszający się wraz z prętą krzemową. Strefa stopiona obejmuje częściowo monokryształ, który stopniowo rozrasta się. Analiza matematyczna wzoru Laplace'a dla swobodnej powierzchni cieczy, jak też znajomość napięcia powierzchniowego krzemu pozwalają obliczyć optymalną średnicę pręta krzemowego, przy której strefa stopiona może utrzymać się: wynosi ona 1 cm.

Doskonałe wyniki laboratoryjne przy oczyszczaniu germanu, krzemu oraz innych substancji metodą topienia strefowego pozwoliły opracować, a następnie zastosować proces ten w skali technicznej [17, 32]. Metoda topienia strefowego pozwoliła również rozwiązać zagadnienie otrzymania tranzystorów o kontaktach $n - p, n - p - n$ itp. [33, 34].

Zakończenie

Zagadnienia dotyczące procesu topienia strefowego przedstawione w sposób możliwie zwięzły w powyższej pracy nie wyczerpują wszystkich możliwości zastosowań, jakie powstały i rozwinęły się z chwilą odkrycia tego bardzo prostego zjawiska fizyko-chemicznego.

Jako jedna z mało znanych dotychczas metod fizycznych w stosunkowo krótkim czasie metoda topienia strefowego dała wyniki zakresem swym i osiągnięciami przekraczające wszystkie znane dotychczas metody chemiczne i fizyczne [35].

Oczywiście, tak jak każda metoda posiada ona granice stosowności, np. gdy $k \approx 1$. Połączenie jej jednak z innymi metodami chemicznymi czy też fizycznymi pozwoli z pewnością otrzymać stopień czystości substancji dotąd nieosiągalny.

Literatura

1. W. G. Pfann — *Journal of Metals*, **7**, 747 (1952).
2. P. W. Bridgman — *Proc. Amer. Acad. Arts and Sci.*, **60**, 305 (1925).
3. A. Brodski — *Chemia fizyczna t. II* (1954).
4. R. N. Hall — *J. Phys. Chem.*, **57**, 836 (1953).
5. G. H. Gulliver — *Metallic Alloys (Appendix)* London.
6. E. Scheuer — *Ztsch. Metallkunde*; **23**, 237 (1931).
7. A. Hayes, J. Chipman — *Trans. AIME*, **135**, 85 (1939).
8. R. H. McFee — *J. Chem. Phys.* **15**, 856 (1947).
9. M. Tanenbaum, A. J. Goss, W. G. Pfann — *Journal of Metals*, **11**, 762 (1954).
10. N. W. Lord — *Journal of Metals*; **11**, 1531 (1953).
11. K. S. Milliken — *Journal of Metals*, **7**, 838 (1955).

12. L. Burris, C. H. Stockman, J. G. Dillon — *Journal of Metals*, **9**, 1017 (1955).
13. D. C. Bennet, B. Sawyer — *The Bell System Technical Journal*, **5**, 637 (1956).
14. W. G. Pfann, K. M. Olsen — *Phys. Rev.*, **89**, 322 (1953).
15. W. G. Pfann, K. M. Olsen — *Bell Laboratories Record*, **6**, 201 (1955).
16. B. H. Aleksandrow, B. J. Wierkin, B. G. Łazarew — *Fizika Metalow i Metalowiedzenie*, **1**, 93 (1956).
17. B. H. Aleksandrow, B. J. Wierkin, I. M. Lifszic, G. I. Stiepanowa — *Fizika Metalow i Metalowiedzenie*, **4**, 104 (1956).
18. B. H. Aleksandrow, B. J. Wierkin, B. G. Łazarew — *Fizika Metalow i Metalowiedzenie*, **4**, 100 (1956).
19. F. Montaral — *Chimie et Industrie*, **75**, 57 (1956).
20. J. van den Boomgaard, F. A. Kröger, H. J. Vink — *Journal of Electronic (dod. do Phil. Mag.)*, **2**, 212 (1955).
21. J. van den Boomgaard — *Philips Res. Rep.*, **11**, 27 (1956).
22. J. van den Boomgaard — *Philips Res. Rep.* **11**, 91 (1956).
23. K. Smirous — *Czechosl. Journal Phys.*, **5**, 537 (1955).
24. A. Achinschell — *Z. Metallkunde*, **46**, (1), 58 (1955).
25. P. H. Brace, A. W. Cocharde, G. Comenetz — *Rev. of Scientific Instruments*, **26**, 303 (1955).
26. E. E. Schumacher — *Journal of Metals*, **11**, 1428 (1953).
27. E. F. G. Herrington, R. Handley, A. J. Cook — *Chemistry a. Industry*, **4**, (16), 292 (1956).
28. R. Handley, E. F. G. Herrington — *Chemistry a. Industry*, **4** (16), 304 (1956).
29. P. H. Keck, M. J. Golay — *Phys. Rev.*, **89**, 1247 (1953).
30. P. H. Keck, M. Green, M. Polk — *J. Appl. Phys.* **24**, 1479 (1953).
31. P. H. Keck — *Physica*, **11**, 1059 (1954).
32. W. G. Pfann — *Journal of Metals*, **2**, 297 (1955).
33. W. G. Pfann — *Journal of Metals*, **9**, 961 (1955).
34. W. G. Pfann — *Journal of Metals*, **3**, 1440 (1956).
35. J. C. Chaston — *Metal Progress*, **69**, 64 (1956).
36. Birman, *J. Appl. Phys.* **26** (10), 1195 (1955).

Cyryl Dąbrowski

Instytut Badań Jądrowych

Doświadczalne reaktory jądrowe II

Przegląd istniejących reaktorów doświadczalnych

4. Reaktory z moderatorem grafitowym

4.1. Przegląd reaktorów doświadczalnych przeprowadzimy poniżej według dwóch kryteriów:

- a) wskaźnika efektywności materiału rozszczepialnego,
- b) największego osiąganego w danym reaktorze strumienia neutronów termicznych (Φ_{\max}).

Ustalenie tych dwóch kryteriów pozwala na jednoznaczne wyznaczenie pozostałych najważniejszych parametrów reaktora.

Wskaźnik efektywności materiału rozszczepialnego w danym reaktorze można określić bądź przez ilość materiału rozszczepialnego we wsadzie potrzebną do zapewnienia krytyczności w żądanych warunkach eksploatacyjnych, bądź przez tak zwany „strumień właściwy”, tj. stosunek Φ_{\max} do mocy reaktora P (zob. punkt 1.13). Zgodnie z wzorem (11) strumień właściwy jest odwrotnie proporcjonalny do wsadu materiału rozszczepialnego.

Dla ilustracji rozpatrzmy następujący przykład: Pragniemy zbudować reaktor o $\Phi_{\max} = 10^{14}$ n/cm²/sek, w którego wsadzie paliwowym znajduje się 50 kg U-235. Zgodnie z wzorem (11) można pokazać, że takiemu wsadowi odpowiada strumień właściwy $\Phi_{\max}/P = 1,4 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek na MW. Wynika stąd, że moc reaktora wyniesie $10^{14} : 1,4 \cdot 10^{12}$, czyli ok. 70 MW, zaś gęstość mocy $70\ 000/50 = 1400$ kW/kg U-235. Taką gęstość mocy można odebrać bądź przy pomocy chłodziwa gazowego pod wysokim ciśnieniem, bądź przy pomocy wody (ciężkiej wody). Na podstawie tych parametrów można przeprowadzić obliczenia jądrowe i cieplne i ustalić możliwe do urzeczywistnienia typy reaktorów.

4.2. Zakres wskaźnika efektywności (strumienia właściwego) rozciąga się dla reaktorów z moderatorem grafitowym od $0,14 \cdot 10^{12}$ do

$8 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek na WM. W tym zakresie reaktory niejednorodne można podzielić na trzy grupy:

	Φ_{\max}/P n/cm ² /sek na MW	wsad U-235(kg)
1) reaktory na paliwo naturalne z chłodzeniem gazowym	$0,14 \div 0,4 \cdot 10^{12}$	$500 \div 150$ (tj. $70 \div 20$ t U _{nat})
2) reaktory na paliwo wzbogacone z chłodzeniem gazowym	$0,4 \div 6,5 \cdot 10^{12}$	$150 \div 10$
3) reaktory na paliwo wzbogacone z chłodzeniem wodnym	$1,5 \div 8,0 \cdot 10^{12}$	$50 \div 7,5$

Reaktory jednorodne z moderatorem grafitowym można realizować przy zastosowaniu paliwa wzbogaconego, jednakże dotychczas nie znamy rozwiązań tego typu.

4.3. Reaktory na paliwo naturalne. Łańcuchowa reakcja rozszczepienia została po raz pierwszy urzeczywistniona na Ziemi właśnie w reaktorze na uran naturalny z moderatorem grafitowym przez zespół Fermiego w Chicago w dniu 2.12.1942. Reaktor ten był zbudowany z cegieł grafitowych, w których umieszczono w odstępach 21 cm kulki uranu metalicznego względnie tlenku uranu. Bryła tego reaktora miała w przybliżeniu kształt spłaszczonej elipsoidy i zawierała około 40 ton uranu (280 kg U-235) i 350 ton grafitu. Pozbawiony chłodzenia i osłony biologicznej, reaktor CP-1 mógł pracować na bardzo niskim poziomie mocy (z reguły 0,5 wata, okresowo 100—200 watów). Po trzech miesiącach działania reaktor ten został przebudowany i przeniesiony do Argonne National Laboratory pod Chicago, gdzie jako reaktor CP-2 pracował do 1954 r. Reaktory CP-1 oraz CP-2, o bardzo małym strumieniu (mocy zerowej), stanowiły punkt wyjściowy dla rozwoju techniki reaktorowej w Stanach Zjednoczonych: na ich podstawie zbudowano w 1943 w Oak Ridge reaktor średniostrumieniowy X-10 o mocy początkowo 1,5 MW, który oprócz wykorzystania do celów doświadczalnych służył i nadal służy do produkcji radioizotopów. W 1944 r. z tego reaktora uzyskano pierwsze ilości plutonu. W tym też roku zbudowano w Hanford trzy olbrzymie reaktory wytwórcze dla produkcji plutonu, przy czym w przeciwieństwie do reaktora X-10 chłodzonego powietrzem w reaktorach w Hanford zastosowano chłodzenie wodą.

Konstrukcja reaktora X-10, na której wzorowano się w dalszych rozwiązaniach, jest nieco inna niż w reaktorach CP-1 i CP-2, a to ze względu na konieczność chłodzenia. Reaktor jest bryłą sześcienną o krawędzi 730 cm zbudowaną z cegieł grafitowych. Przez bryłę przechodzi duża liczba kanałów, położonych poziomo i przebiegających równoległe do siebie w odstępach 20 cm. W kanałach tych ułożono jeden za drugim pręty uranowe o długości 10 cm i średnicy 2,8 cm, pokryte koszulką aluminiową. Reaktor pracuje obecnie na poziomie 3,5 MW i odbiór tej ilości

ciepła odłbywa się przez przedmuchiwanie kanałów powietrzem w obiegu otwartym.

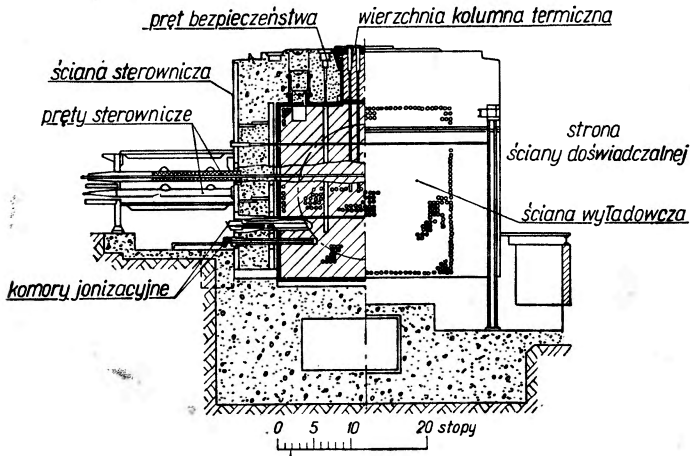
Dalsze podnoszenie mocy cieplnej w reaktorach przy stosowaniu chłodzenia w obiegu otwartym związane jest z coraz większymi trudnościami konstrukcyjnymi. Przykładem tego jest reaktor z moderatorem grafitowym w Brookhaven National Laboratory (1950) o strumieniu 4.10^{12} n/cm²/sek i mocy cieplnej 28 MW. Gęstość mocy, którą trzeba odprowadzić, wynosi tu 72 kW/kg U-235. Dla zmniejszenia strat na pompowanie reaktor rozdzielono na dwie połowy odległe od siebie o 7 cm. Przez szczelinę tę wchodzi powietrze chłodzące i następnie rozdziela się przepływając kanałami w przeciwnych kierunkach. Pręty paliwowe, identyczne jak w X-10, znajdują się w aluminiowych tulejach długości 335 cm, zaopatrzonych w żeberka dla zwiększenia powierzchni chłodzenia.

W Związku Radzieckim zrealizowano reakcję łańcuchową po raz pierwszy w reaktorze podobnym do CP-1 między 1942 a 1947 (dokładna data nie została podana). Wydaje się, że dalszych prac nad reaktorami tego typu nie prowadzono.

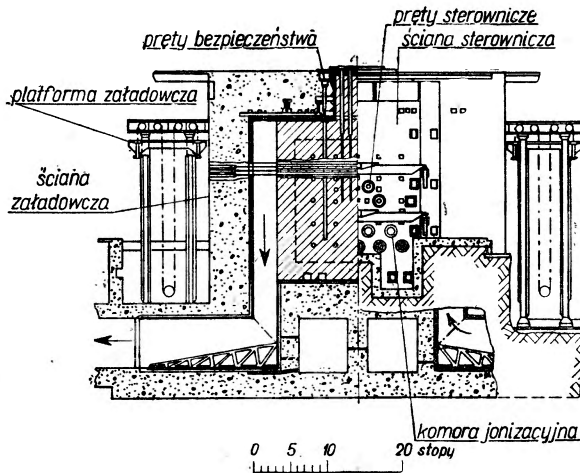
Reaktory na uran naturalny z moderatorem grafitowym stanowią jeden z podstawowych, bardzo konsekwentnie realizowanych kierunków techniki reaktorowej w Wielkiej Brytanii. W ośrodku w Harwell zbudowano w 1947 pierwszy małostrumieniowy reaktor brytyjski GLEEP o strumieniu $\Phi_{\max} = 3,7 \cdot 10^{10}$ n²cm²/sek i mocy 0,1 MW, a następnie średniostromieniowy reaktor BEPO obecnie o mocy 6 MW. Reaktor ten stanowi udoskonalenie reaktora X-10 i zostanie bliżej opisany poniżej w punkcie 4.4. Obydwa reaktory dały specjalistom brytyjskim doświadczenie przy budowie reaktorów wytwórczych (Windscale) i energetycznych (Calder Hall) tego typu.

W miarę udostępniania paliwa wzbogaconego zainteresowanie reaktorami doświadczalnymi z moderatorem grafitowym na paliwo naturalne osłabło, głównie ze względu na ich niską efektywność (wysokie koszty inwestycyjne). W krajach przodujących w dziedzinie techniki reaktorowej nie wybudowano po 1950 r. żadnego reaktora doświadczalnego tego typu. Natomiast kraje nie dysponujące ani paliwem wzbogaconym, ani ciężką wodą musiały z konieczności oprzeć swój program na reaktorach uranowo-grafitowych (Belgia, NRF). Także Polska w 1954 r. przystąpiła do projektu reaktora doświadczalnego omawianego obecnie typu (analogicznego do reaktora BEPO), jednakże z chwilą zawarcia z ZSRR umowy na dostawę reaktora na paliwo wzbogacone z moderatorem wodnym przerwano prace nad projektem.

4.4. Reaktor BEPO w Harwell [24, 27, 28, 29, 34, 35]. Po trzyletnim okresie realizacji (2¹/₂ roku — projekt i konstrukcja, 1¹/₂ roku — rozruch), na początku stycznia 1949 r. oddano reaktor BEPO (skrót dla British Experimental Pile Operation) do eksploatacji. Reaktor służy do celów badawczych (badania podstawowe oraz badania inżynierskie) oraz do produkcji radioizotopów.



Rys. 3. Przekrój pionowy i widok reaktora BEPO od strony ściany sterowniczej [35]



Rys. 4. Przekrój pionowy i widok reaktora od strony ściany wyładawczej [35]

Dane eksploatacyjne:

Strumień Φ_{\max} neutronów termicznych $2 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek

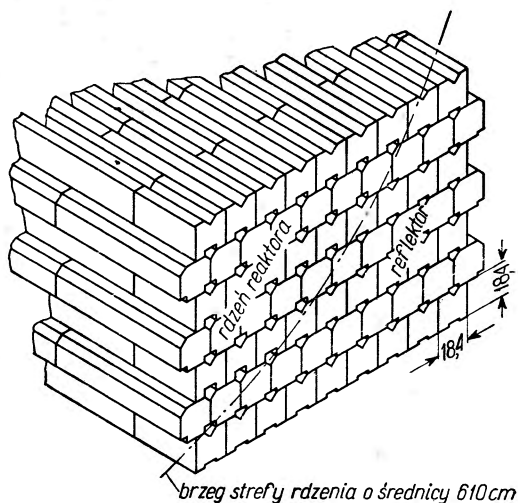
Moc cieplna P 6 MW

Strumień właściwy Φ_{\max}/P $0,33 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek na MW

Reaktor (rdzeń i reflektor) jest sześcianiem grafitowym o krawędzi 790 cm i zawiera w sobie 36,5 t uranu naturalnego metalicznego (tzn. 260 kg U-235) i 775 t grafitu.

Paliwo wykonane jest w postaci prętów pokrytych szczelną koszulką aluminiową. Wymiary pręta: grubość 2,4 cm, długość 30,5 cm. Paliwo jest umieszczone w rdzeniu reaktora w 900 równoległych poziomych kanałach chłodzących położonych w odstępnie 18,4 cm od siebie. W każdym kanale mieści się 20 prętów paliwowych. Kanały wypełnione paliwem znajdują się w obrębie strefy o promieniu 305 cm. Tak więc rdzeń reaktora BEPO ma kształt położonego walca o wysokości i średnicy równej 610 cm (zob. rys. 3 oraz 4).

Bryłę reaktorową tworzy około 25 000 cegieł grafitowych o wymiarach $18,4 \times 18,4 \times 73,6$ cm. Przez odpowiednią obróbkę powierzchni cegieł uzyskano po złożeniu całej bryły 1849 kanałów chłodzących o przekroju $22,5 \text{ cm}^2$. (Zob. rys. 5). Ponadto reaktor ma szereg kanałów doświadczalnych przechodzących prostopadle do kanałów chłodzących.



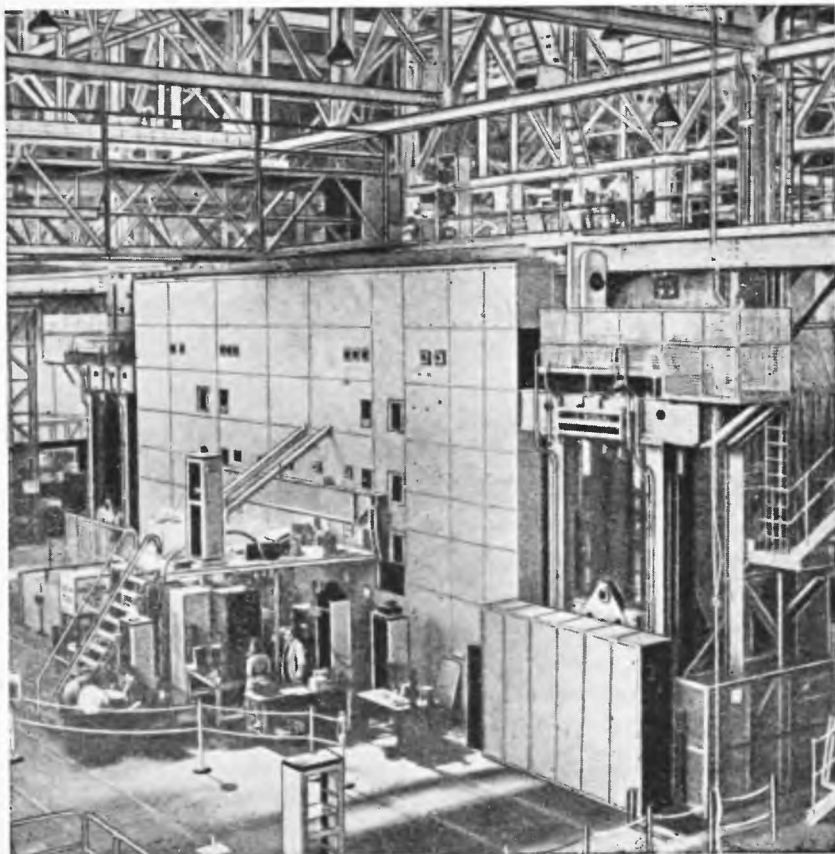
Rys. 5. Szczegóły konstrukcji rdzenia grafitowego (BEPO) [35]

Na rys. 6 pokazano rozwiązanie konstrukcyjne kanału chłodzącego. Każdy kanał jest połączony z odpowiednim współosiowym kanałem załadowniczym i wyladowczym w osłonie, a mianowicie od strony wyladowczej rurą, w której umieszczono zawór dla wprowadzania powietrza chłodzącego, zaś od strony załadowniczej kształtownikiem służącym do podtrzymania wsuwanego elementu paliwowego przy jego ładowaniu.

Warstwa grafitu otaczająca rdzeń stanowi jego reflektor: grubość jego wynosi co najmniej 90 cm.

Reaktor jest chłodzony powietrzem w obiegu otwartym. Po przejściu przez filtry powietrze chłodzące przepływa podziemnym duktem do kolektora wlotowego znajdującego się wewnątrz reaktora po stronie wyladowczej między wewnętrzną ścianą osłony a płaszczyzną bryły reaktorowej. Następnie dostaje się ono zaworami do kanałów chłodzących, skąd — po odbiorze ciepła — odplywa do kolektora wylotowego. Powietrze to

przechodzi następnie duktami podziemnymi do filtrów, jest następnie zasysane 5 sprężarkami, każda o mocy 1400 KM, i ulega wyrzuceniu z kolumny o wysokości 60 m. Przepływ czynnika chłodzącego wynosi przy odbiorze 6 MW ciepła — 5000 m³/min. Dzięki zastosowaniu zasysania wewnątrz reaktora znajduje się pod nieznacznym podciśnieniem; takie roz-



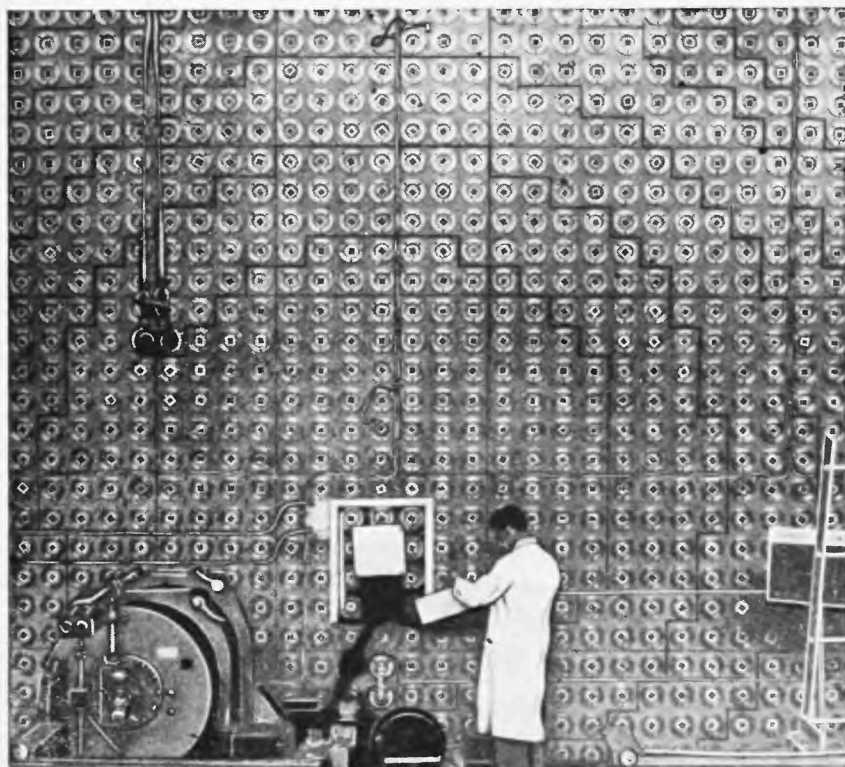
Fot. 1. Widok ściany doświadczalnej reaktora BEPO, przed którą znajduje się aparatura doświadczalna. Doświadczenia prowadzi się także na platformie wierzchniej reaktora [24]

wiązanie uniemożliwia przechodzenie zakażonego powietrza z wnętrza reaktora na zewnątrz. Chłodzenie dobrano w ten sposób, by najwyższa temperatura na powierzchni koszulki elementu paliwowego nie przekraczała 250°C. Najwyższa temperatura grafitu wynosi 110°C.

Sterowanie reaktorem odbywa się przy pomocy czterech prętów regulacyjno-kompensacyjnych wchodzących do reaktora ze ściany sterowniczej położonej prostopadłe do ścian załadowniczej i wyładowniczej. Pręt sterowniczy jest rurą stalową o średnicy zewnętrznej 5 cm i jest wypełnio-

ny węglikiem boru. Ponadto reaktor jest wyposażony w 10 prętów bezpieczeństwa umieszczonych na platformie wierzchniej reaktora.

Reaktor spoczywa na bardzo starannie obrobionej płycie żeliwnej o grubości 15 cm na fundamencie żelbetowym i jest otoczony ze wszystkich pięciu stron żelbetową osłoną biologiczną grubości: 200 cm w ścia-



Fot. 2. Fragment ściany wyładowczej reaktora BEPO. Przed ścianą leży ołowiowa wyładowarka przygotowana do odbioru naświetlonych elementów paliwowych [40]

nach pionowych oraz 230 cm w platformie wierzchniej. Dla pochłonięcia dużej części promieniowania gamma i neutronów w celu zapobieżenia nadmiernemu ogrzaniu się betonu zastosowano na wewnętrznych ścianach osłony biologicznej tzw. osłonę termiczną w postaci wykładziny z płyt żeliwnych grubości 15 cm.

Wymiary gabarytowe reaktora wynoszą: długość — 15 m, szerokość — 12,2 m, wysokość — 11,5 m.

Możliwości doświadczalne: reaktor jest wyposażony w następujące urządzenia:

2 kolumny termiczne (w ścianie doświadczalnej i w platformie wierzchniej);

95 kanałów doświadczalnych, w tym: 22 kanałów pionowych o średnicy 10 cm; 45 kanałów poziomych w ścianie doświadczalnej, z których 23 przechodzi do ściany sterowniczej; 4 otwory do szybkich naświetleń („króliki”);

3 pętle energetyczne.

Koszt reaktora BEPO można oszacować następująco:*

Koszt inwestycyjny 250 milionów zł [29],

Koszt eksploatacyjny [29] 11 milionów zł rocznie.

4.5. Reaktory na paliwo wzbogacone z chłodzeniem gazowym. Mała efektywność reaktorów na paliwo naturalne powoduje, że uzyskanie strumieni wyższych od $5 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek napotyka na trudności związane z koniecznością odbioru dużych ilości ciepła.

Rozwiązanie tych trudności udaje się w dużym stopniu przez zastosowanie wzbogacania paliwa. Masa krytyczna reaktora na paliwo wzbogacone maleje w miarę zwiększania wzbogacenia, odpowiednio też wzrasta strumień właściwy danego reaktora.

Nieznane są co prawda jeszcze rozwiązania konstrukcyjne przewidziane specjalnie dla reaktorów na paliwo wzbogacone z moderatorem grafitowym i chłodzeniem gazowym. Jak dotąd podano jedynie informacje o przygotowaniach do wymiany paliwa naturalnego w reaktorze grafitowym w Brookhaven na paliwo silnie wzbogacone. Poniżej przytaczamy porównanie kilku najważniejszych parametrów w reaktorze BNL przed i po zmianie [38].

	Reaktor na paliwo naturalne	Reaktor na paliwo silnie wzbogacone
Φ_{\max} n/cm ² /sek	$4 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{13}$
Moc cieplna P MW	28	20
Φ_{\max} / P n/cm ² /sek na MW	$0,14 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{12}$
Wsad U-235 kg	390	50
Gęstość mocy kW/kg U-235	72	400
Moc elektryczna zużyta na pompowanie kW	5000	1000

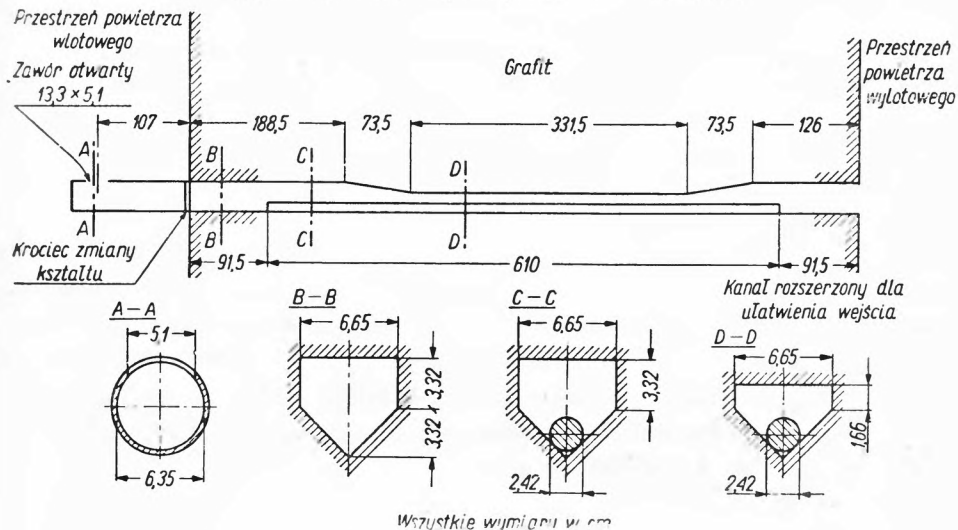
Jak widać, w danym przypadku zastosowanie paliwa wzbogaconego pozwoliło uzyskać 10-krotną poprawę wskaźnika efektywności przy daleko posuniętym zmniejszeniu zużycia energii elektrycznej na pompowanie czynnika chłodzącego.

W tym aspekcie interesująca wydaje się realizacja reaktora wielkostrumieniowego (do prób materiałowych) na paliwo wzbogacone i z chłodzeniem gazowym. Wydaje się, że w odpowiednich warunkach (np. przy zastosowaniu wysokiego ciśnienia w kanałach chłodzących) możliwe bę-

* Przyjęto równoważnik 100 zł = 1 £.

dzie uzyskanie odbioru gęstości mocy rzędu 2000 kW/kg U-235, zatem reaktor taki miałby następujące parametry (przy wsadzie 10 kg U-235):

$$\Phi_{\max} = 1,3 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2/\text{sek}, \quad P = 20 \text{ MW.}$$



Rys. 6. Kanał chłodzący reaktora BEPO

W związku z tak znacznym podniesieniem gęstości mocy konieczne są poważne zmiany w konstrukcji elementów paliwowych: zamiast stosun-



Fot. 3. Konstrukcja elementu paliwowego zawierającego uran silnie wzbogacony, przeznaczonego do wsadu reaktora BNL [38]

kowo grubych prętów z uranu naturalnego (zob. rys. 2a) znajdują tu zastosowanie elementy paliwowe w postaci pęczków cienkich blaszek zawierających paliwo silnie wzbogacone (zob. rys. 2d).

Dla przykładu pokazujemy na fot. 3 elementy paliwowe zaproponowane dla reaktora BNL [38]. Element paliwowy składa się z trzech blach, każda o długości 61 cm, szerokości 5,7 cm i grubości 1,5÷2 mm. Każda blacha paliwowa zawiera 3—4 g U-235 w stopie z aluminium i jest pokryta szczelnie z obu stron koszulką aluminiową. Blachy te są zgięte wzdłuż swej osi podłużnej pod kątem 60° i przypawane na swych końcach do cienkich pierścieni.

4.6. Reaktory na paliwo wzbogacone z chłodzeniem wodnym. Dalsze ulepszenie charakterystyki reaktorów grafitowych osiąga się przez zastosowanie chłodziwa wodnego, które dzięki lepszym własnościom cieplnym pozwala na odbiór ciepła przy mniejszym zużyciu energii na pompowanie. Ponadto woda jest ośrodkiem silnie spowalniającym neutrony, zatem wprowadzenie jej do rdzenia oznacza zmniejszenie długości migracji M . Zgodnie z wzorem (27)

$$V_{cr} \sim \left(\frac{M}{\sqrt{\Delta k}} \right)^3,$$

wobec tego zmniejszenie długości migracji wpływa na zmniejszenie objętości krytycznej reaktora, a co z tym jest związane — także na zmniejszenie ilości wsadu materiału rozszczepialnego (por. punkt 1.12).

Reaktory z chłodzeniem wodnym są typem pośrednim między reaktorami grafitowymi a wodnymi, przy czym konstrukcyjnie wykazują one podobieństwo do pierwszego lub drugiego typu w zależności od względnej ilości wprowadzonej do rdzenia wody.

Rozwój reaktorów na paliwo wzbogacone z moderatorem grafitowym i chłodzeniem wodnym miał miejsce w ZSRR. W 1952 r. uruchomiono pod Moskwą reaktor wielkostrumieniowy RFT (zob. dalej punkt 4.7), a następnie na podstawie uzyskanych doświadczeń — w 1954 reaktor doświadczalno-energetyczny AN ZSRR w okolicach Moskwy.

4.7. Reaktor RFT pod Moskwą. Reaktor RFT (skrót dla Reaktor dla Fizycznych i Technicznych issledowanij) został oddany w kwietniu 1952 do użytku i służy ze względu na wysoki strumień neutronów głównie do badań typu inżynierskiego.

Dane eksploatacyjne:

Strumień Φ_{max} neutronów termicznych	8.10^{13} n/cm ² /sek
Moc cieplna P	10 MW
Strumień właściwy Φ_{max}/P	8.10^{12} n/cm ² /sek na MW

Według posiadanych informacji przewiduje się względnie już przeprowadzono podniesienie mocy do 40 MW (wtedy $\Phi_{max}^x = 3.2.10^{14}$).

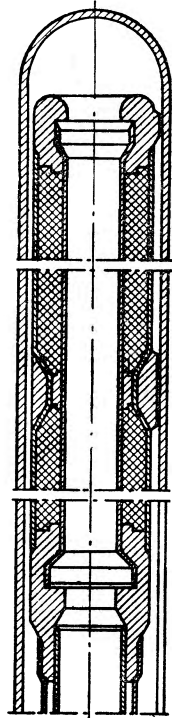
Rdzeń i reflektor reaktora są utworzone z cegieł grafitowych i znajdują się w zbiorniku stalowym o średnicy 260 cm i wysokości 240 cm (grubość ścianki zbiornika 2,5 cm). Środkową część walcowej bryły grafitowej, wypełnioną paliwem, stanowi rdzeń o średnicy i wysokości 1 m. W rdzeniu znajduje się 37 kanałów o średnicy 5,4 cm, rozmieszczonych w siatce kwadratowej w odstępnie 14 cm. Reaktor zawiera w sobie około 23 t grafitu o gęstości $1,8 \text{ g/cm}^3$.

W kanałach znajdują się rury naparstkowe ze stopu aluminium zawierające elementy paliwowe (zob. rys. 7). Element paliwowy z uranu wzbogaconego do 15% ma kształt rury o średnicy wewnętrznej ok. 1,9 cm, zewnętrznej ok. 4,6 cm i jest pokryty od wewnątrz i zewnątrz szczelną koszulką aluminiową. Reaktor staje się krytyczny przy wsadzie 23,5 elementów paliwowych, natomiast bez wody krytyczność uzyskuje się przy pomocy 35 elementów. Ilość materiału rozszczepialnego ocenia się na 7,4 kg U-235 w przypadku pełnego wsadu.

Grafitowy reflektor górny i boczny jest grubości 80 cm, zaś dolny — 60 cm. Przez górny reflektor przechodzą kanały wypełnione wodą, natomiast w reflektorze bocznym mieszczą się kanały doświadczalne służące do naświetlania lub do pętli energetycznych.

Reaktor jest chłodzony wodą destylowaną w obiegu zamkniętym pod ciśnieniem 12 atn (na wlocie do reaktora) (zob. rys. 8): woda pompowana jest ze zbiornika (1) dwiema pompami odśrodkowymi (+ 1 w rezerwie) (2) i wchodzi pod ciśnieniem do poziomego kolektora rozdzielczego (2). Stamtąd chłodziwo płynie kanałami przez rdzeń (4) i reflektor (5) reaktora, wchodzi do poziomego kolektora zbiorczego (6) i odpływa do wymienników ciepła (7), skąd po ochłodzeniu wraca do zbiornika (1). W kanale paliwowym woda przepływa zewnętrznym pierścieniem między ścianką rury paliwowej a ścianką rury naparstkowej i wraca do kolektora środkiem rury paliwowej. Przepływ czynnika chłodzącego wynosi ok. $4,2 \text{ m}^3/\text{min}$, dzięki czemu udaje się odebrać z reaktora gęstość mocy rzędu 1400 kW/kg U-235. Kanały paliwowe oraz ich złącza z kolektorami są wykonane ze stopu aluminium, natomiast pozostałe części składowe obiegu pierwotnego ze stali nierdzewnej.

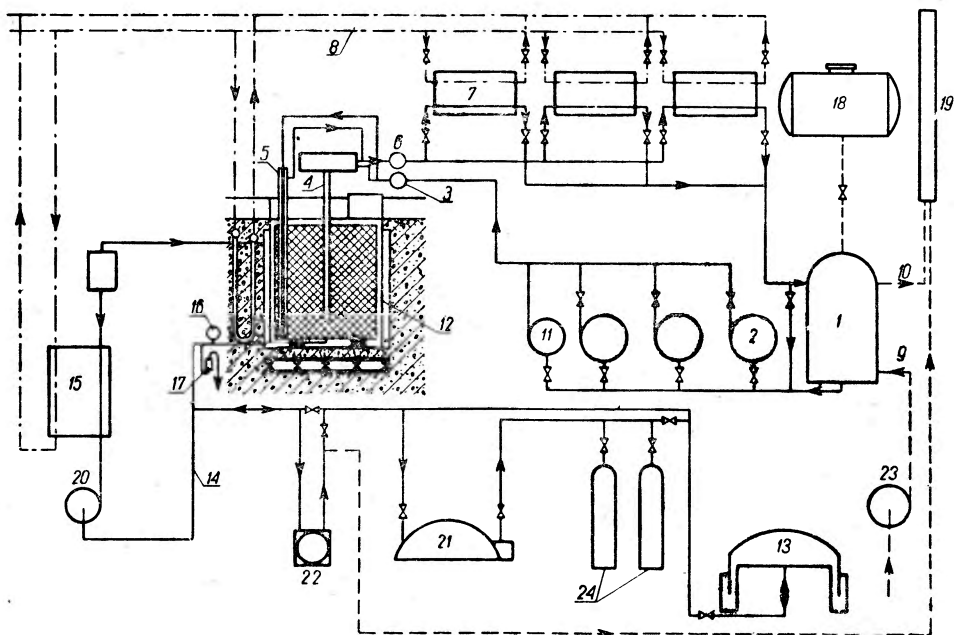
Chłodzenie destylatu obiegu pierwotnego odbywa się przy pomocy wody rzecznej zasilanej rurociągiem (8) do wymienników ciepła (7),



Rys. 7. Kanał chłodzący reaktora RFT w postaci rury naparstkowej z rurowym elementem paliwowym [33]

a następnie odprowadzanej z powrotem do rzeki (wydatek ok. $7 \text{ m}^3/\text{min}$). Stosuje się wodę rzeczna do chłodzenia betonowej płyty podstawy reaktora i bocznej betonowej osłony biologicznej.

Zbiornik wody (1) znajdujący się pod ciśnieniem atmosferycznym służy jednocześnie do oddzielania mieszaniny piorunującej tworzącej się w wyniku dysocjacji wody chłodzącej pod wpływem promieniowania wewnątrz reaktora. W zbiorniku mieszanina piorunująca jest chwyтана przez przepływające powietrze dostarczane rurą (9), a następnie odprowadzana rurą (10) do komina wywiewnego.



Rys. 8. Układ chłodzenia reaktora RFT [33]

1 — zbiornik zbiorczy — odgazowywacz; 2 — pompy obiegowe; 3 — kolektor rozdzielczy; 4 — kanał paliwowy; 5 — kanały chłodzące reflektora; 6 — kolektor zbiorczy; 7 — wymienniki ciepła; 8 — rurociągi wody obiegu wtórnego; 9 — przewód powietrzny; 10 — przewód do komina wywiewnego; 11 — pompa bezpieczeństwa; 12 — korpus reaktora; 13 — zbiornik helu; 14 — rurociąg obwodu helu; 15 — wymiennik ciepła w obwodzie helowym; 16 — sygnalizator pojawienia się wody; 17 — zawór wodny; 18 — zapasowy zbiornik destylatu; 19 — komin wywiewny; 20 — dmuchawa gazowa; 21 — sprężarka; 22 — pompa próżniowa; 23 — wentylator; 24 — butle powietrza sprężonego.

Grafit zamknięty szczelnie w zbiorniku stalowym jest chłodzony heliem o ciśnieniu wyższym od atmosferycznego o $0,002 \div 0,005$ at. Obwód helowy (14) służy do osuszania grafitu, gdy wniknie do niego woda na skutek przeciekania lub awarii. Suszenie odbywa się podczas działania reaktora; wilgość jest usuwana w postaci pary, która skrapla się w wymienniku ciepła (15) obwodu helowego.

Przy powyższych warunkach chłodzenia temperatura wody na wejściu wynosi 20—30°C, zaś na wyjściu z reaktora 55—65°C. Najwyższa temperatura grafitu dochodzi do 470°C, zaś temperatura ścianki zbiornika reaktorowego 200°C.

Reaktor jest sterowany przy pomocy 10 prętów sterowniczych uruchamianych ręcznie lub samoczynnie w wyniku sygnałów przesyłanych z komór jonizacyjnych (zob. rys. 9). Sześć prętów kompensacyjnych mieści się w obrębie rdzenia, zaś dwa pręty do regulacji dokładnej i dwa pręty bezpieczeństwa znajdują się w reflektorze. Pręty sterownicze są wypełnione węglikiem boru.

Reaktor osłonięty jest z boków 2,5 cm warstwą stali (ścianka zbiornika reaktora) oraz 320 cm warstwą osłony biologicznej ze zwykłego betonu; z góry — warstwą grafitu grubości 150 cm, ołowiu — 40 cm oraz wierzchnią płytą żeliwną (20 cm).

Hala reaktora posiada ściany betonowe grubości 130 cm, zaś obwód pierwotny wraz z pompami jest pokryty warstwą betonową grubości 100 cm.

Możliwości doświadczalne (rys. 9 oraz 10):

1 grafitowa kolumna termiczna o przekroju 100 × 100 cm, długości 200 cm,

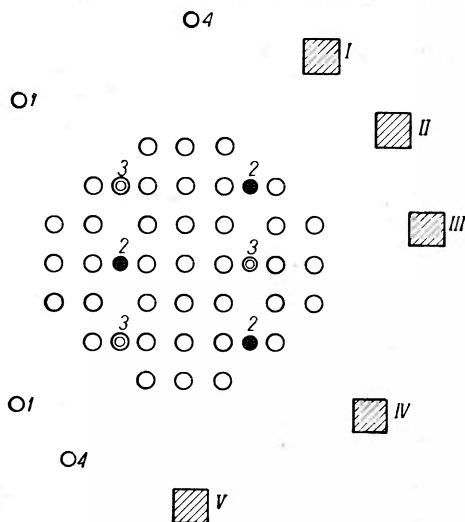
2 kanały o średnicy 10 cm do wiązek neutronów, wychodzące z rdzenia,

1 kanał o średnicy 6 cm do wiązek neutronów, wychodzący z reflektora,

5 kanałów o dużym przekroju w reflektorze, wchodzących w skład oddzielnych pętli energetycznych. Służą one do badania elementów paliwowych różnych typów i są wyposażone w pełny osprzęt doświadczalny (zob. fot. 5),

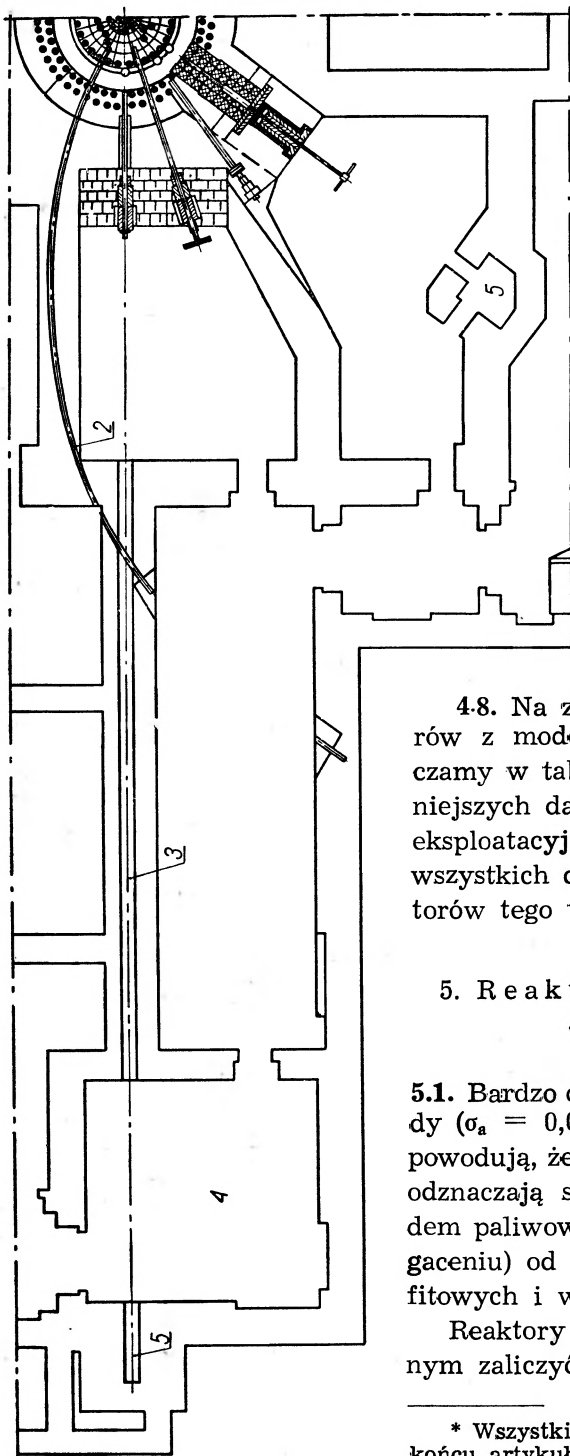
6 kanałów o małym przekroju do produkcji radioizotopów.

Koszt reaktora RFT nie został dotychczas podany.



Rys. 9. Układ prętów sterowniczych i kanałów pętli energetycznych w reaktorze RFT [33]

1 — samoczynny pręt regulacyjny; 2 — ręczny pręt kompensacyjny; 3 — samoczynny pręt kompensacyjny; 4 — pręt bezpieczeństwa. Kanały pętli energetycznych: I — z chłodzeniem gazowym; II — z chłodzeniem wodnym pod wysokim ciśnieniem; III — z chłodzeniem ciekłymi metalami; IV — z chłodzeniem wodnym pod średnim ciśnieniem; V — z chłodzeniem wodnym pod wysokim ciśnieniem.



Rys. 10. Położenie kolumny termicznej i kanałów do wiązek neutronów, RFT [33]

1 — grafitowa kolumna termiczna; 2 — kanał do szybkich neutronów („królik”); 3 — rura próżniowa; 4 — stanowisko mechanicznego selektora prędkości; 5 — pułapka neutronowa.

4.8. Na zakończenie przeglądu reaktorów z moderatorem grafitowym przytaczamy w tabeli 1* zestawienie najważniejszych danych ogólnych, technicznych, eksploatacyjnych i kosztu inwestycyjnego wszystkich dotychczas ujawnionych reaktorów tego typu.

5. Reaktory z moderatorem ciężководnym

5.1. Bardzo dobre właściwości ciężkiej wody ($\sigma_a = 0,0011b$, $\sigma_s = 10,5b$ $\xi = 0,504$) powodują, że reaktory z tym moderatorem odznaczają się znacznie mniejszym wsadem paliwowym (przy tym samym wzbogaceniu) od odpowiednich reaktorów grafitowych i wodnych.

Reaktory z moderatorem ciężководnym zaliczyć można do dwóch grup:

* Wszystkie tabele zamieszczone są na końcu artykułu.

	Φ/P n/cm ² /sek na MW	wsad U-235 (kg)
1) reaktory na paliwo naturalne oraz słabo wzbogacone	$1,5 \cdot 10^{12} \div 7 \cdot 10^{12}$ $4 \cdot 10^{12} \div 8 \cdot 10^{12}$	$70 \div 14$ kg ($10 \div 2$ t U-nat) $14 \div 5$ kg
2) reaktory na paliwo silnie wzbogacone	$10 \cdot 10^{12} \div 17 \cdot 10^{12}$	$4 \div 2$ kg

Podana powyżej charakterystyka dotyczy reaktorów niejednorodnych. Reaktory ciężkowodne jednorodne mogą być wykonane przy wsadzie zarówno z uranu naturalnego jak i wzbogaconego, jednakże rozwiązań konstrukcyjnych w klasie reaktorów doświadczalnych dotychczas nie spotyka się głównie ze względu na większy wsad paliwowy w porównaniu do odpowiednich reaktorów niejednorodnych.

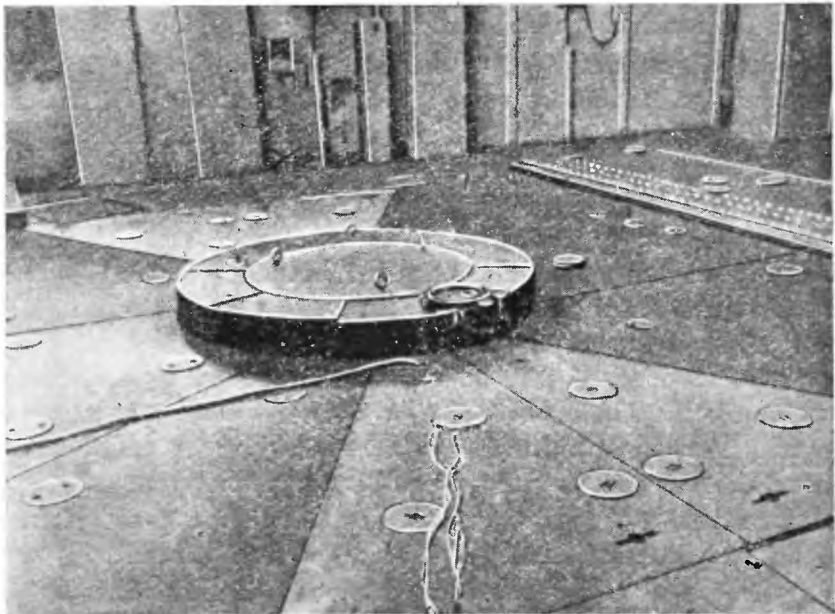
5.2. Rozwój reaktorów niejednorodnych na uran naturalny z moderatorem ciężkowodnym zaczyna się od daty uruchomienia reaktora CP-3 ($\Phi_{\max} = 10^{12}$ n/cm²/sek, P = 0,3 MW) w Argonne w Stanach Zjednoczonych. Reaktor ten stał się prototypem pięciu reaktorów europejskich, realizowanych w okresie powojennym. Składa się on ze zbiornika aluminiowego wypełnionego ciężką wodą, w którym wiszą pręty uranowe długości 180 cm umieszczone w rurach aluminiowych. Wsad uranu naturalnego w reaktorach tego typu wynosi 2 — 3 t (14—21 kg U-235), zaś objętość krytyczna kilka m³. Przy takiej małej objętości duży odsetek neutronów doznaje ucieczki (zgodnie z wzorem 24), dla której zatamowania stosuje się warstwę grafitu w charakterze reflektora otaczającego zbiornik reaktora. Chłodzenie odbywa się przy pomocy konwekcji swobodnej: ciepło wytwarzane w elementach paliwowych jest odbierane przez moderator, który krąży w obiegu zamkniętym przez zewnętrzny wymiennik ciepła (gęstość mocy 15 kW/kg U-235). Strumień Φ_{\max} w reaktorach tych rzędu 10^{12} n/cm²/sek powoduje, że rozkład radiolityczny ciężkiej wody jest już tak znaczny, że zachodzi konieczność rekombinacji mieszaniny D₂ oraz O₂ podczas jej obiegu na zewnątrz reaktora.

Dalszy rozwój reaktorów tego typu miał miejsce poza Stanami Zjednoczonymi: dla krajów Europy zachodniej (poza W. Brytanią) jedynie ten kierunek rozwoju był możliwy ze względu na izolację wszystkich potęg atomowych, brak paliwa wzbogaconego a nawet większych ilości paliwa naturalnego, a z drugiej strony możliwość otrzymywania ciężkiej wody z zakładów produkcyjnych w Norwegii. Przewodzącą rolę w tym uniezależnieniu się krajów zachodnich odegrała Francja: w 1948 r. zrealizowano w Fort Châtillon reaktor ZOE (chłodzenie zewnątrz zbiornika przy pomocy powietrza) o mocy 10 kW z paliwem w postaci dwu-

tlenku uranu (ze względu na brak opanowania technologii uranu metalicznego w tym okresie). W 1951 r. Norwegia i Holandia dokonują wspólnie budowy reaktora JEEP (0,35 MW) w ośrodku w Kjeller, w 1953 r. następuje przebudowa reaktora ZOE i podniesienie jego mocy do 0,15 MW, zaś w 1954 r. Szwecja uruchamia swój pierwszy reaktor doświadczalny SLEEP (0,3 MW) w Sztokholmie.

Dalsze podnoszenie strumienia (mocy) wymaga zastosowania ulepszonych metod chłodzenia reaktora. Do nich należy

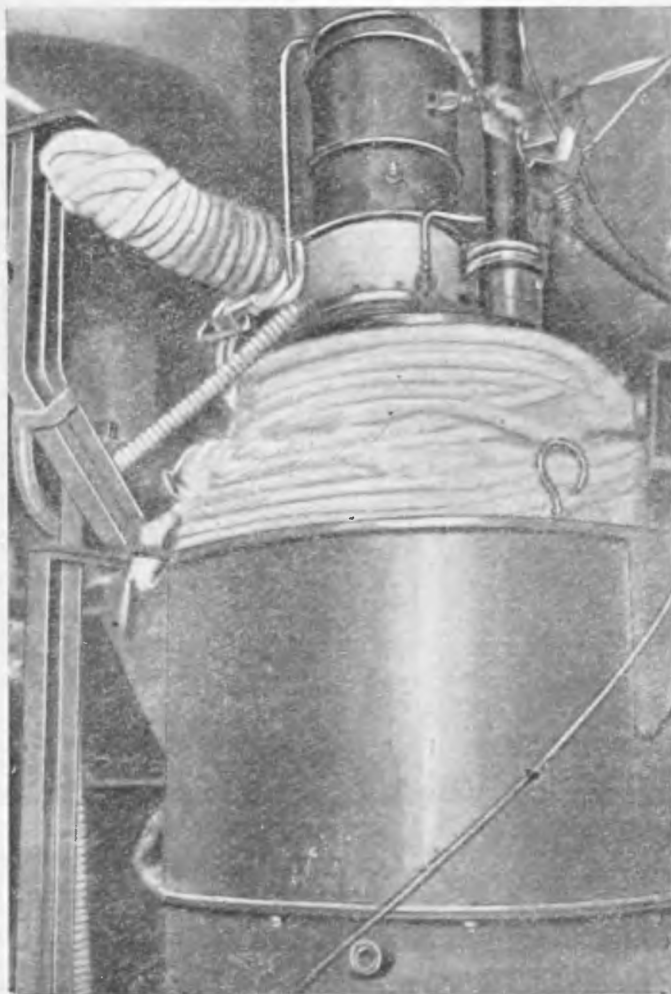
- a) chłodzenie gazem pod ciśnieniem,
- b) chłodzenie H_2O w obiegu wymuszonym,
- c) chłodzenie D_2O w obiegu wymuszonym.



Fot. 4. Widok z góry na reaktor RFT. Widoczna jest wierzchnia osłona biologiczna [33]

Chłodzenie gazem pod ciśnieniem zastosowano po raz pierwszy we Francji przy projekcie reaktora P-2 ($\Phi_{\max} = 10^{13}$ n/cm²/sek, $P = 2,5$ MW) w Saclay pod Paryżem. Dzięki odpowiedniej konstrukcji kanałów chłodzących (w postaci rur naporstkowych) w reaktorze tym uzyskano na wylocie temperaturę czynnika chłodzącego wyższą od dopuszczalnej temperatury moderatora (70—80°C). Poza tym reaktor P-2 jest podobny do CP-3; wsad paliwowy w ilości 3 t uranu metalicznego w postaci prętów w koszulkach aluminiowych lub magnezowych znajduje się w zbiorniku z ciężką wodą otoczonym reflektorem grafitowym.

Jako chłodziwo zastosowano w reaktorze P-2 początkowo azot, zaś obecnie dwutlenek węgla pod ciśnieniem 10 atn. (gęstość mocy dochodzi do 100 — 125 kW/kg U-235). Gdyby zastosowano (przy odpowiedniej zmianie konstrukcji) ciśnienia wyższe, możliwe byłoby osiągnięcie stru-



Fot. 5. Pętla energetyczna z chłodzeniem metalami ciekłymi. Widok zbiornika ze stopiowym metalem oraz pionowej pompy.

mienia rzędu kilka razy 10^{13} , jednakże wydaje się, że w tym zakresie mocy wygodniejsze jest chłodzenie wodą.

Chłodzenie H_2O oraz D_2O w obiegu wymuszonym wprowadzono w kanadyjskich reaktorach ciężkowodnych (NRX oraz NRU). Kanada oparła swój program reaktorowy na reaktorach ciężkowodnych na uran

naturalny o dużej mocy, co daje możliwość zastosowania tych reaktorów także do produkcji plutonu. Realizacja reaktorów ciężkowodnych odbywa się w ośrodku Chalk River: w 1945 r. międzynarodowy zespół specjalistów Stanów Zjednoczonych, Kanady, W. Brytanii i Francji realizuje najpierw reaktor o mocy zerowej ZEEP, a następnie reaktor wielkostrumieniowy NRX (1947) (zob. punkt. 5,3). Reaktor ten jest wzorem jednego z najbardziej udanych rozwiązań konstrukcyjnych. Jeszcze do niedawna był on reaktorem o największym strumieniu neutronów ($7 \cdot 10^{13}$ n/cm²/sek), posiada on dużą objętość krytyczną (15 m³), co stwarza liczne i dogodne możliwości badawcze.

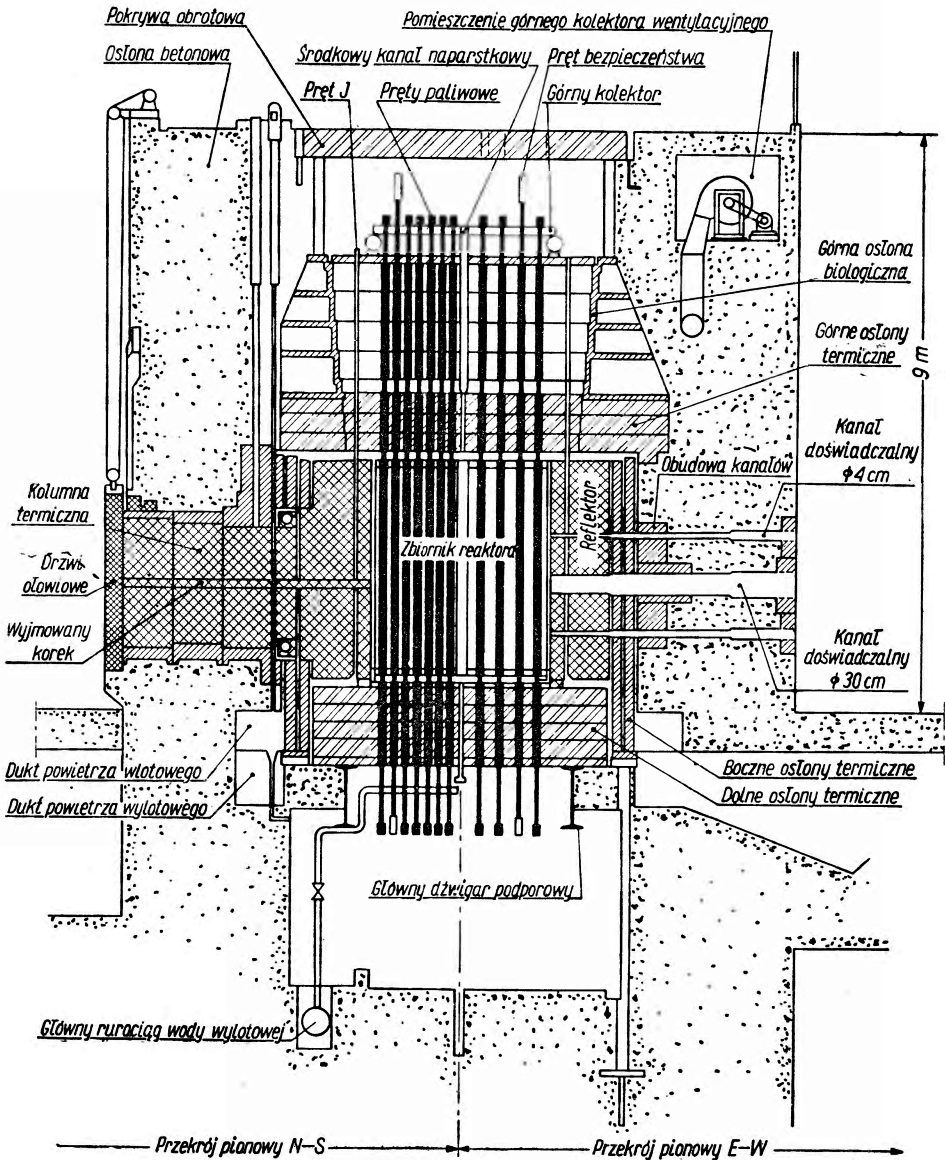
W kierunku dalszego podniesienia mocy poszła realizacja następnego reaktora kanadyjskiego (1957) NRU, którego moc cieplna będzie wynosiła 200 MW. Reaktor NRU nie jest jednak wyłącznie reaktorem doświadczalnym: należy on do typu reaktorów o wielu przeznaczeniach, a mianowicie także do produkcji plutonu w poważnych ilościach (reaktor wytwórczy) oraz jako prototyp reaktora energetycznego. Ze względu na zastosowanie ciężkiej wody w obiegu chłodzącym także poza reaktorem ilość jej jest bardzo znaczna (ok. 40 t), co wpływa poważnie na koszt tego urządzenia.

W ZSRR uruchomiono reaktor ciężkowodny na $0,5 \div 0,6$ MW w 1949 r. pod Moskwą: jest on analogiczny — jeśli chodzi o rozwiązanie konstrukcyjne — do reaktora CP-3. W 1956 r. przystąpiono do jego ulepszenia przez zastosowanie paliwa słabo wzbogaconego (2% U-235), dzięki czemu uda się zwiększyć efektywność (strumień właściwy ok. $7 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek na MW) przy zmniejszeniu objętości krytycznej i wsadu paliwowego.

Podobna tendencja zaznacza się także we Francji (Saclay), gdzie obecnie buduje się reaktor wielkostrumieniowy o wzbogaceniu 1,4% U-235 (7,5 kg) chłodzony D₂O w obiegu wymuszonym. Reaktor ten pozwala osiągnąć strumień $\Phi_{\max} = 10^{14}$ n/cm²/sek przy mocy cieplnej 15 MW.

Obydwa te reaktory przedstawiają ciekawe rozwiązanie ze względu na to, że stanowią one stopień pośredni między reaktorami na paliwo naturalne o dużej objętości i mocy a ich przeciwstawieniem — reaktorami na paliwo silnie wzbogacone. W określonych warunkach pozwolą one osiągnąć optymalny kompromis między zapotrzebowaniem na dużą liczbę stanowisk doświadczalnych a możliwie jak najmniejszym zużyciem materiałów reaktorowych (paliwo, ciężka woda).

5.3. Reaktor NRX w Chalk River [41, 43, 57, 58]. Reaktor NRX (skrót dla National Research Experiment), przewidziany pierwotnie jako prototyp reaktora wytwórczego, a następnie głównie jako reaktor doświad-



Rys. 11. Przekroje pionowe (N-S oraz E-W) reaktora NRX. Kanały doświadczalne o średnicy 10 i 30 cm nie leżą w tej samej płaszczyźnie pionowej (zob. też fot. 6) [57]

czalny, został uruchomiony 22.7.1947 r. po trzech latach pracy projektowej i konstrukcyjnej. Reaktor ten doznał poważnej awarii 12.12.1952 w wyniku niepomyślnego splotu anormalnych warunków eksploatacyjnych oraz defektu urządzeń sterowniczych. Ponowne uruchomienie nastąpiło po 14-miesięcznej rekonstrukcji w lutym 1954, przy czym w wyniku wpro-

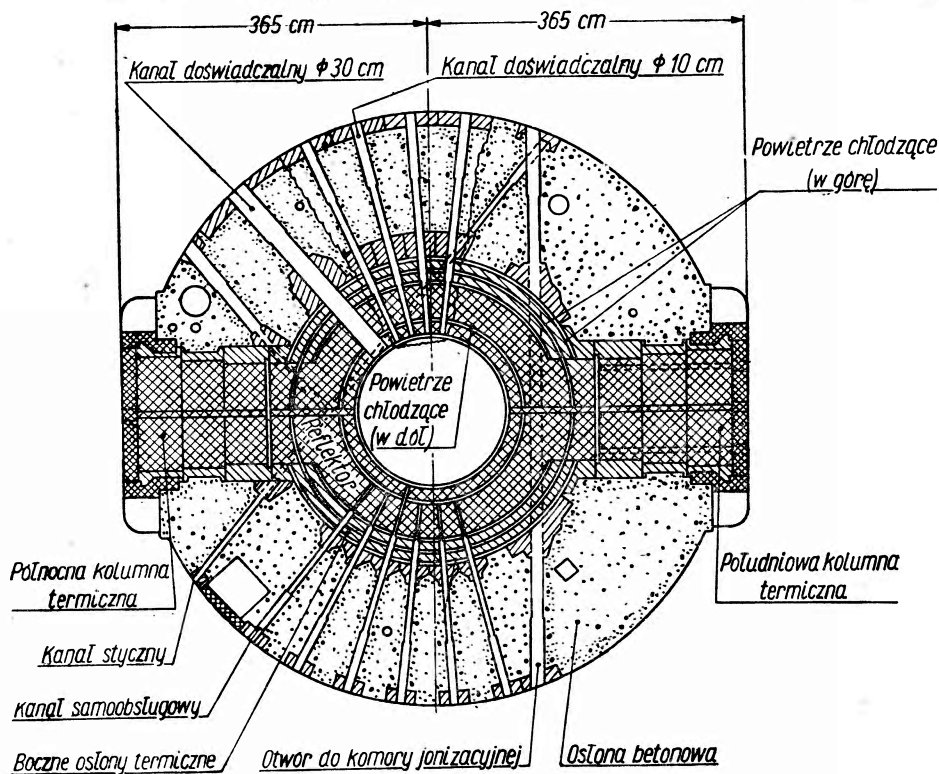
wadzonych zmian udało się podnieść moc cieplną reaktora czterokrotnie (do 40 MW).

Dane eksploatacyjne:

Strumień Φ_{\max} neutronów termicznych $6,8 \cdot 10^{13}$ n/cm²/sek

Moc cieplna P 40 MW

Strumień właściwy Φ_{\max}/P $1,7 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek na MW.



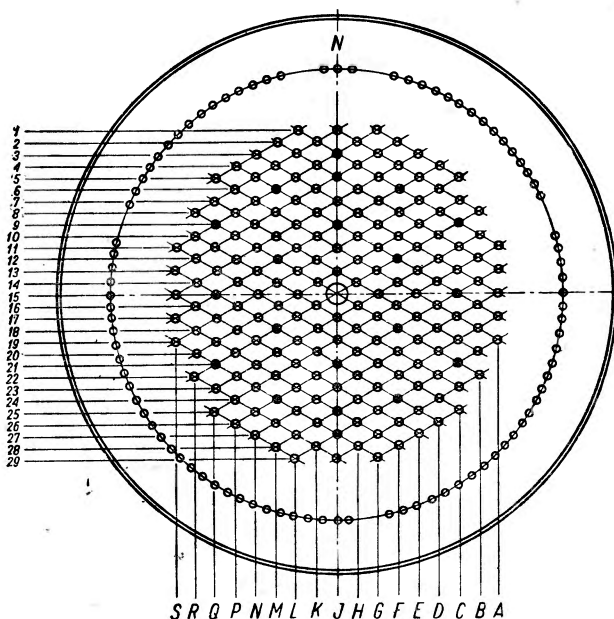
Rys. 12. Przekrój poziomy reaktora NRX w płaszczyźnie środkowej. Wycinek górny znajduje się na poziomie kanałów doświadczalnych o średnicy 10 cm. Pokazane na rysunku kanały styczny i otwory dla komór jonizacyjnych w rzeczywistości nie leżą w płaszczyźnie środkowej [57]

Rdzeń reaktora stanowi zbiornik aluminiowy o średnicy 266 cm i wysokości 320 cm. Przez zbiornik przechodzi 199 rur aluminiowych o średnicy wewnętrznej 5,7 cm, umieszczonych na 22 okręgach w rozstawie 17,3 cm. Zbiornik mieści 16,5 ton moderatora ciężkowodnego (zob. rys. 13).

W 175 kanałach (z powyżej podanej liczby 199) znajdują się pręty paliwowe z uranu metalicznego (zob. rys. 14) o średnicy 3,46 cm i długości 310 cm otoczone koszulką aluminiową o grubości 2 mm (zob. fot. 7). Pręt paliwowy jest umieszczony w drugiej rurze aluminiowej

o średnicy wewnętrznej 4,22 cm i grubości 1 mm. Przez pierścień pustej przestrzeni grubości ok. 2 mm przepływa woda chłodząca. Wsad paliwowy wynosi 9,5 t uranu naturalnego (tj. 67,5 kg U-235).

Zbiornik reaktora jest otoczony dwuwarstwowym reflektorem grafitowym: wewnętrzna warstwa przylegająca do zbiornika jest grubości 23 cm, zaś zewnętrzna — grubości 61 cm. Obie warstwy są oddzielone od siebie pierścieniową szczeliną, o grubości 6,2 cm przewidzianą np. do napromieniania materiału rodowego (toru). W szczelinie tej umieszczono 90 prętów torowych (zob. rys. 13) w celu produkcji U-233.

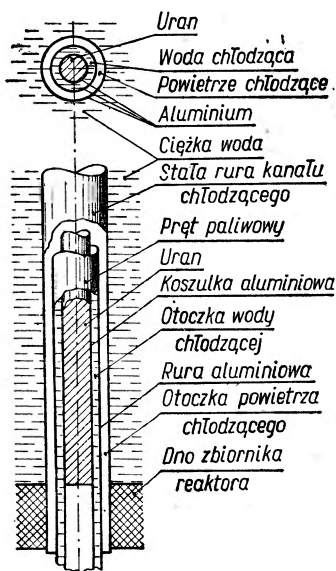


Rys. 13. Schemat układu siatki prętów w reaktorze NRX z pokazaniem sposobu numeracji oraz położenia prętów J (na obwodzie). W punkcie o współrzędnych J-15 znajduje się środkowa rura naparstkowa. Pręt regulacyjny znajduje się w punkcie o współrzędnych J-5, zaś pręty bezpieczeństwa są oznaczone jak np. w punkcie J-3 [57]

Reaktor jest chłodzony wodą w obiegu wymuszonym i powietrzem (zob. rys. 14 oraz 15). Woda rzeczna przepływa wzdłuż prętów paliwowych 2-mm szczeliną pierścieniową w ilości 16 m³/min, przechodzi do odstojników, gdzie aktywność jej spada do poziomu dopuszczalnego, a następnie powraca do rzeki. Ponadto chłodzi się cały element paliwowy przy pomocy przepływu powietrza przez 6-mm-ową szczelinę pierścieniową między elementem a rurą chłodzeniową. Powietrzem chłodzi

się ponadto reflektor oraz osłonę. Całkowity przepływ powietrza chłodzącego dochodzi do $460 \text{ m}^3/\text{min}$.

Temperatura wody przepływającej przez reaktor podnosi się o 40°C .

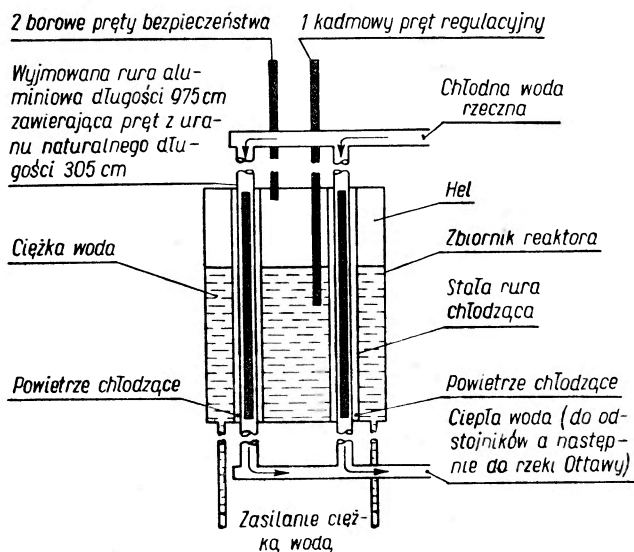


Rys. 14. Schematyczny rysunek pręta paliwowego w kanale chłodzącym [43]

Celem utrzymania stałej temperatury wody ciężkiej niższej od 50°C stosuje się jej obieg przez zewnętrzny mały wymiennik ciepła (przepływ $1,1 \text{ m}^3/\text{min}$). Nie dopuszcza się w reflektorze temperatury wyższej od 150°C .

Dla sterowania reaktorem przewidziano jeden pręt regulacyjny składający się z rury stalowej wypełnionej kawałkami kadmu oraz 18 prętów bezpieczeństwa w postaci rur stalowych wypełnionych węglikiem boru. Wszystkie pręty pracują w kanałach chłodzących zbiornika, w których nie ma prętów paliwowych (zob. rys. 13). Ponadto stan krytyczny reaktora może być regulowany przez zmianę poziomu moderatora w zbiorniku (a tym samym przez zmianę objętości krytycznej).

Reaktor o tak wielkim strumieniu wymaga starannie zaprojektowanej osłony. Z boku otaczają reaktor dwie pierścieniowe osłony termiczne, każda o grubości 15 cm, oddzielone od siebie kanałem chłodzącym. Całość otoczona jest betonową osłoną biologiczną grubości

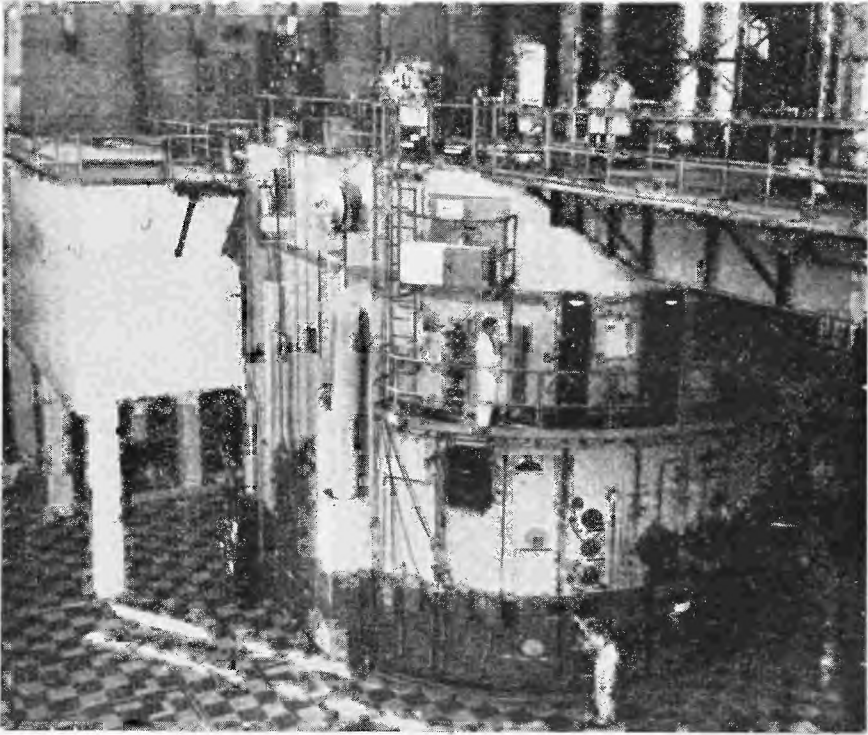


Rys. 15. Schemat pokazujący rdzeń reaktora NRX, sposób chłodzenia, oraz trzy metody sterowania: 1) regulację przy pomocy jednego pręta kadmowego, 2) wyłączenie przy pomocy borowych prętów bezpieczeństwa wprowadzanych do rdzenia ciśnieniem powietrza, 3) regulację przy pomocy zmiany położenia moderatora ciężkowodnego [43]

210—240 cm. Osłonę powierzchni czołowych zbiornika stanowią: z dołu cztery, zaś z góry — trzy warstwy żeliwne chłodzone wodą.

Możliwości doświadczalne:

- 2 kolumny termiczne o przekroju 150×150 cm,
- 12 kanałów doświadczalnych o średnicy 10 cm,
- 3 kanały doświadczalne o średnicy 30 cm,
- 1 środkowy kanał „naparstkowy” o średnicy 14 cm i długości 300 cm (o strumieniu większym od 10^{13} n/cm²/sek),
- 2 kanały do szybkich naświetleń („króliki”), pętle energetyczne.



Fot. 6. Widok reaktora NRX. Środkowa płaszczyzna zbiornika reaktora leży na wysokości około 180 cm powyżej posadzki i jest zaznaczona granicą pomiędzy jasną i ciemną powierzchnią walcowej osłony betonowej. Po prawej stronie znajdują się wyloty kanałów doświadczalnych, natomiast po lewej stronie widać drzwi ołowiane (z wielokrążkami i przeciwwagami) zakrywające południową kolumnę termiczną [57]

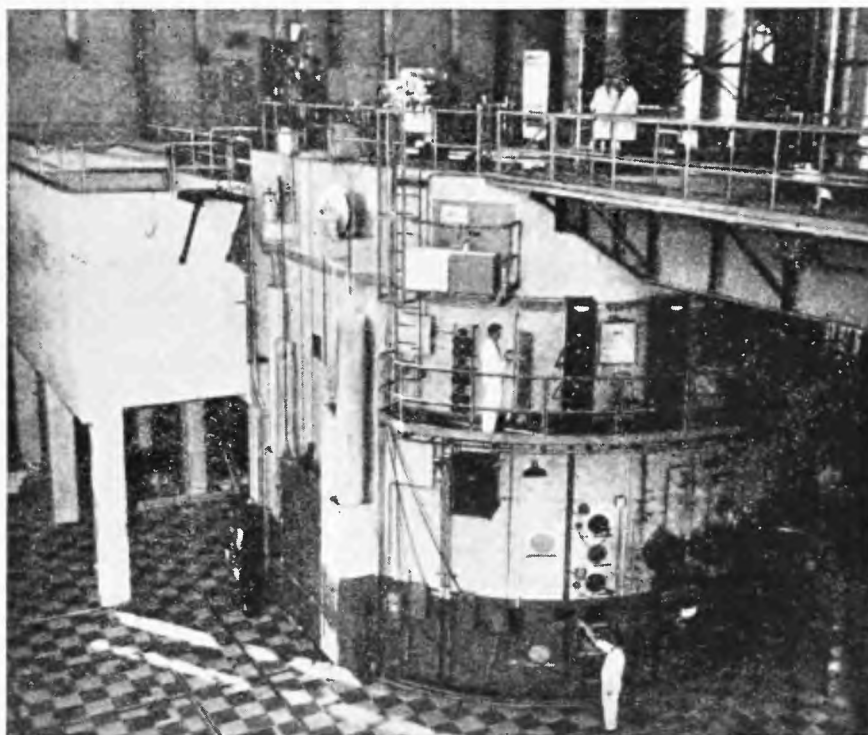
Ponadto do celów produkcyjnych:

- pierścień „prętów J” w reflektorze (produkcja U-233 i innych radioizotopów),
- 18 samoobsługowych kanałów naświetleniowych (łącznie 60 miejsc do naświetlania próbek),

210—240 cm. Osłonę powierzchni czołowych zbiornika stanowią: z dołu cztery, zaś z góry — trzy warstwy żeliwne chłodzone wodą.

Możliwości doświadczalne:

- 2 kolumny termiczne o przekroju 150×150 cm,
- 12 kanałów doświadczalnych o średnicy 10 cm,
- 3 kanały doświadczalne o średnicy 30 cm,
- 1 środkowy kanał „naparstkowy” o średnicy 14 cm i długości 300 cm (o strumieniu większym od 10^{13} n/cm²/sek),
- 2 kanały do szybkich naświetleń („króliki”), pętle energetyczne.



Fot. 6. Widok reaktora NRX. Środkowa płaszczyzna zbiornika reaktora leży na wysokości około 180 cm powyżej posadzki i jest zaznaczona granicą pomiędzy jasną i ciemną powierzchnią walcowej osłony betonowej. Po prawej stronie znajdują się wyloty kanałów doświadczalnych, natomiast po lewej stronie widać drzwi ołowiane (z wielokrążkami i przeciwwagami) zakrywające południową kolumnę termiczną [57]

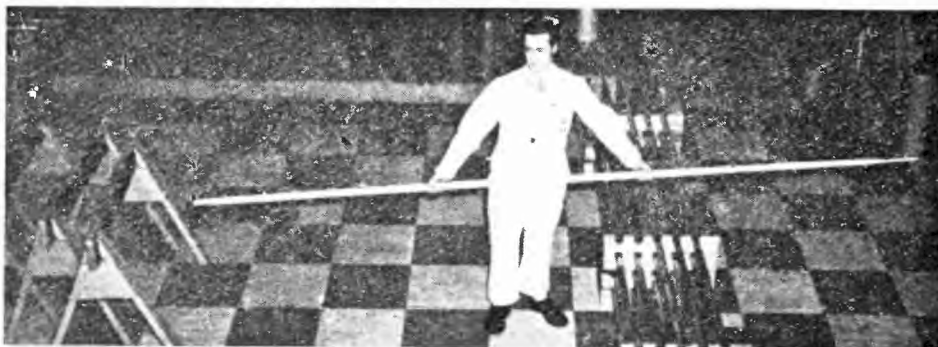
Ponadto do celów produkcyjnych:

- pierścień „prętów J” w reflektorze (produkcja U-233 i innych radioizotopów),
- 18 samoobsługowych kanałów naświetleniowych (łącznie 60 miejsc do naświetlania próbek),

3 kanały w rdzeniu (w miejscu zaprojektowanych prętów regulacyjnych).

Koszt reaktora NRX ocenia się na 350 milionów złotych.

5.4. Reaktory ciężkowodne na paliwo silnie wzbogacone. Reaktory ciężkowodne na paliwo silnie wzbogacone cechuje znacznie wyższy strumień właściwy Φ_{\max}/P (rzędu $1 \div 2 \cdot 10^{13}$ n/cm²/sek na MW), niż w reaktorach ciężkowodnych na uran naturalny. Stanowią one zatem rozwiązania konstrukcyjne bardziej efektywne, szczególnie w przypadku reaktorów wielkostrumieniowych (Φ_{\max} rzędu 10^{14} n/cm²/sek). Zgodnie z uwagami w punkcie 5.1 dla uzyskania strumienia $\Phi_{\max} = 10^{14}$ n/cm²/sek trzeba by było zbudować reaktor ciężkowodny na paliwo naturalne o mocy ok. 60 MW. Układ o takiej dużej mocy cieplnej wymaga bardzo złożonych rozwiązań konstrukcyjnych obiegu cieplnego, starannego opracowania środków bezpieczeństwa oraz dużych nakładów na eksploatację (zob. reaktor NRX).



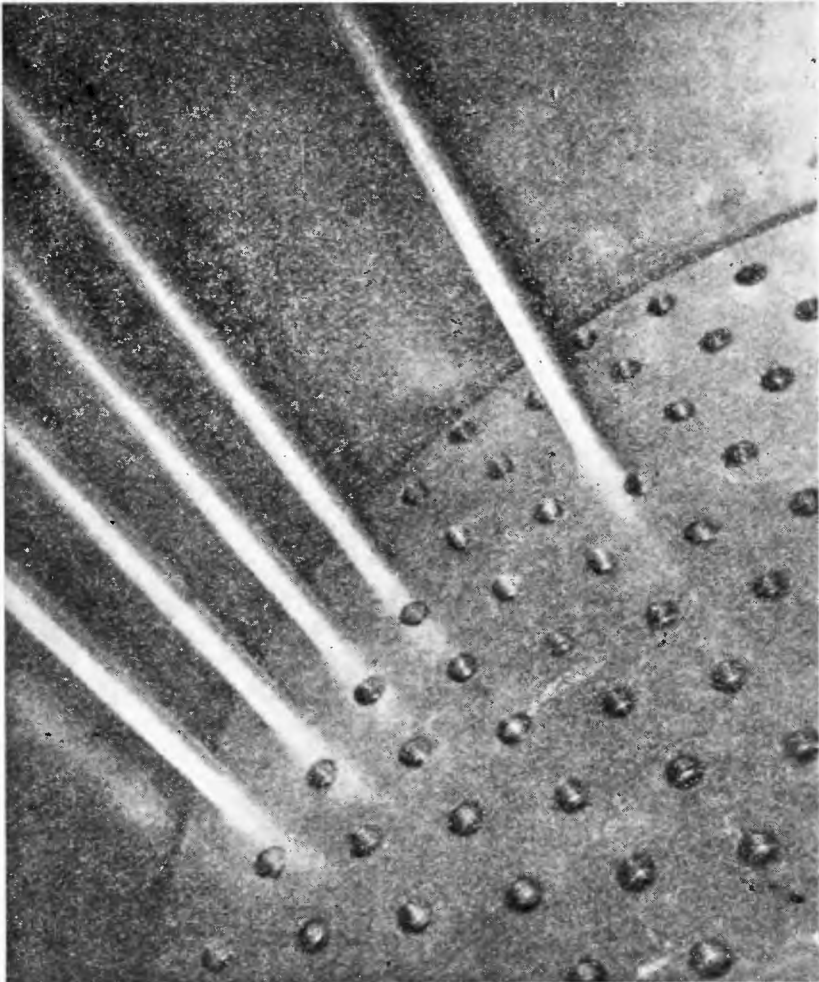
Fot. 7. Operator trzyma pręt uranowy w koszulce aluminiowej długości ok. 310 cm i wagi 54 kg. Pręt ten umieszcza się w rurze aluminiowej długości 975 cm. Zestaw ten tworzy element paliwowy reaktora NRX [43]

Ten sam strumień uzyskuje się w reaktorach na paliwo silnie wzbogacone przy mocy 10 MW, przy czym objętość rdzenia i ilość wsadu paliwowego maleje prawie dziesięciokrotnie (objętość = $0,2 \div 0,35$ m³; wsad: $2 \div 3$ kg U-235).

W porównaniu z reaktorami na paliwo naturalne reaktory te mają dodatkowy ciężkowodny reflektor wewnętrzny dla zmniejszenia masy krytycznej i spłaszczenia strumienia oraz inaczej ukształtowane elementy paliwowe (pek płytek zob. rys. 2d) ze względu na dużą gęstość mocy (dotychczas osiągnięto 4000 kW/kg U-235). Dzięki zastosowaniu reflektora ciężkowodnego uzyskuje się w nim mały spadek strumienia, dzięki czemu przy małym wsadzie można osiągnąć dużą objętość doświadczalną.

Strumień neutronów prędkich jest w reaktorach tego typu około 10 razy mniejszy od strumienia neutronów termicznych.

Rozwój reaktorów na paliwo silnie wzbogacone zaczyna się w Stacjach Zjednoczonych w laboratorium w Argonne wymianą paliwa w reaktorze CP-3. (22.7.1950). To samo laboratorium zaprojektowało następnie i zrealizowało reaktor CP-5 (uruchomiony 10.2.1954) na 4 MW ($\Phi_{\max} = 6,8 \cdot 10^{13}$ n/cm²/sek).



Fot. 8. Fragment wnętrza zbiornika reaktora NRX. Widać kilka stałych rur kanałów chłodzących umieszczonych na swoim miejscu. Elementy paliwowe wprowadza się do wnętrza tych kanałów chłodzących [43]

Rozwój energetyki jądrowej w Wielkiej Brytanii narzucił jej konieczność budowy reaktorów wielkostrumieniowych w celu prowadzenia ba-

dań technologicznych nad bardziej zaawansowanymi typami reaktorów. Decydując się na typ reaktorów ciężkowodnych na paliwo wzbogacone, zbudowano najpierw w Harwell reaktor o mocy zerowej (a raczej zestaw krytyczny) DIMPLE (1954), a następnie podjęto budowę trzech reaktorów o mocy 10 MW (DIDO i PLUTO w Harwell, DEMETER w Dounreay).

5.5. Reaktor DIDO w Harwell [67, 68, 69, 70, 71]. Reaktor DIDO (skrót dla D₂O czyli D, D, O) jest pierwszym brytyjskim reaktorem wielkostrumieniowym, został on uruchomiony 21.11.1956 r. (drugi reaktor zostanie uruchomiony za rok).

Dane eksploatacyjne:

Strumień Φ_{\max} neutronów termicznych 10^{14} n/cm²/sek,

Moc cieplna P 10 MW,

Strumień właściwy $10 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek na MW.

Rdzeń reaktora znajduje się w środku aluminiowego zbiornika i tworzy w przybliżeniu wałek o średnicy 86 cm i wysokości 60 cm, składając się z 25 elementów paliwowych. Każdy element składa się z 10 płytek ze stopu uranu U-235 z aluminium, pokrytych obustronnie koszulką aluminiową. Płytki te są wygięte w jednym kierunku i przypawane do rury aluminiowej o przekroju kwadratowym, przy czym szczeliny pomiędzy nimi służą dla przepływu czynnika chłodzącego (ciężkiej wody). Kółowe przedłużenie zakończenia rury elementu paliwowego tworzy gniazdo wchodzące szczelnie do dyszy w kolektorze rozdzielczym dla ciężkiej wody umieszczonym na dnie zbiornika. Bezpośrednio ponad płytkami paliwowymi znajdują się cztery otwory w rurze paliwowej dla umożliwienia przepływu chłodziwa ciężkowodnego z kolektora do reflektora (rys. 16). Reflektor ciężkowodny otacza rdzeń ze wszystkich stron, przy czym grubość jego wynosi: z góry 76 cm, z boku 56 cm (po promieniu), z dołu 45,5 cm. Zbiornik jest wykonany z czystego aluminium (99,5%) i ma średnicę 200 cm. Dno jego jest wklęsłe, zaś sam zbiornik jest wyposażony w króćce oraz rury naparstkowe dla celów doświadczalnych. Podobnie jak we wszystkich reaktorach tego typu nad poziomem ciężkiej wody znajduje się warstwa helu grubości 30 cm o stałym ciśnieniu. Służy ona jako:

- 1) uszczelniająca poduszka gazowa uniemożliwiająca wnikanie powietrza,
- 2) środowisko przenoszące zdysocjowane gazy z nad naświetlonej ciężkiej wody,
- 3) środowisko rozpraszające ciepło wytwarzane w elementach paliwowych przez produkty rozszczepienia w przypadku utraty ciężkiej wody ze zbiornika.

Na zewnątrz zbiornika znajduje się reflektor grafitowy o grubości 60 cm (zarówno dookoła zbiornika jak i pod nim). Głównym zadaniem tego reflektora jest stworzenie dużej przestrzeni o znacznym strumieniu neutronów dla celów doświadczalnych. Grafit jest utrzymywany pod stałym ciśnieniem w atmosferze helu.

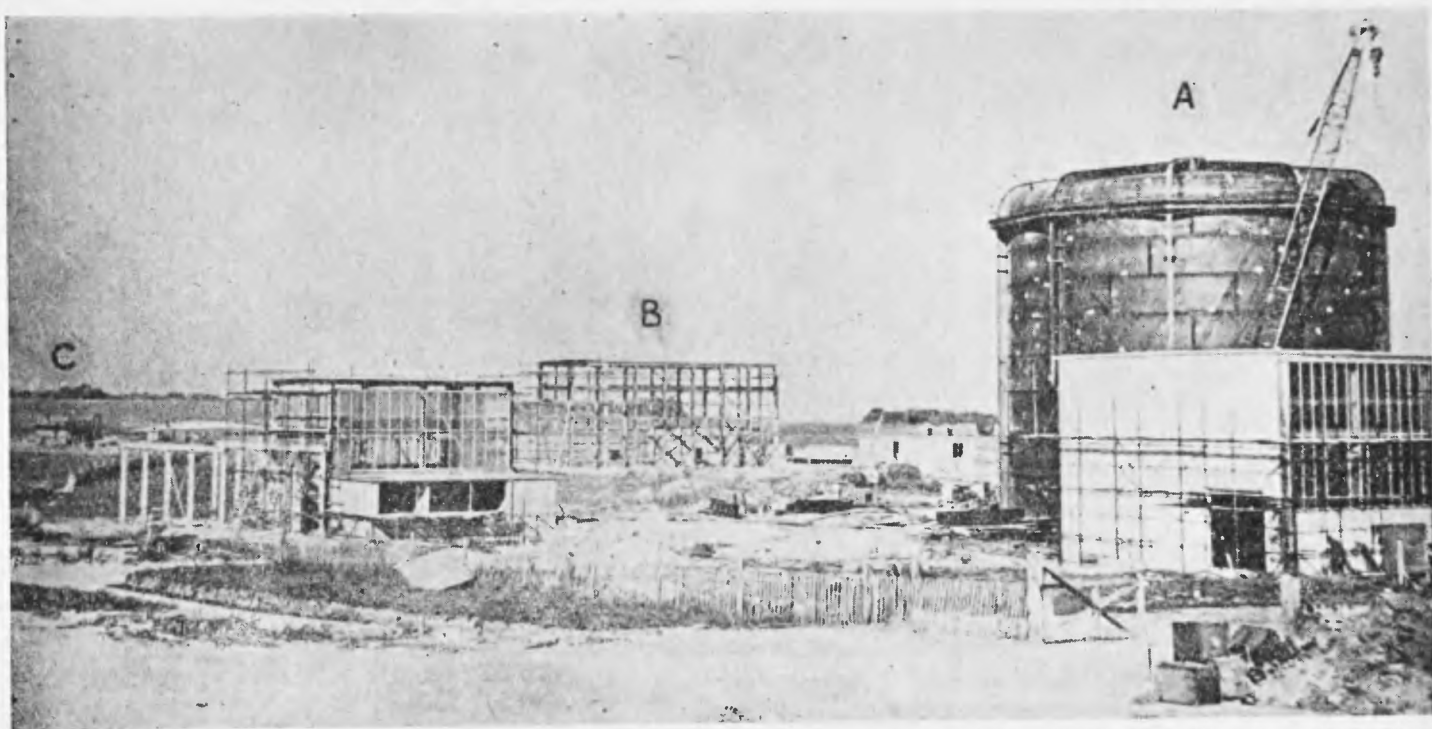
Chłodziwo ciężkowodne po wyjściu z rur paliwowych miesza się z wewnętrznym reflektorem. Ze zbiornika ciężka woda wypływa czterema rurami zasysającymi do pomp znajdujących się pod reaktorem, a następnie do wymiennika ciepła skąd powraca najkrótszą drogą do kolektora rozdzielczego. Ten obieg zewnętrzny znajduje się w osłoniętym pomieszczeniu pod reaktorem.

Sterowanie reaktorem odbywa się przy pomocy sześciu kadmowych prętów sterowniczych w kształcie ramion semaforowych. Przy pełnym wyjęciu z przestrzeni aktywnej reaktora ramiona te wiszą w położeniu poziomym nad ciężką wodą, natomiast podczas sterowania opuszczają się one między elementami paliwowymi do położenia największego zatrucia reakcji pod kątem 56° do płaszczyzny poziomej. Ponadto reaktor jest wyposażony w dwa normalne pionowe pręty bezpieczeństwa oraz jeden pręt regulacyjny. Kompensację nadmiaru reaktywności można osiągnąć także przez zmianę położenia poziomu ciężkiej wody.

Aluminiowy zbiornik reaktora otoczony reflektorem grafitowym mieści się z kolei w szczelnym dwuściennym zbiorniku stalowym o średnicy wewnętrznej około 330 cm i wysokości 275 cm. Pomiędzy grafitem a ścianką stalową znajduje się cienka blacha boralowa połączona ze stalą przy pomocy ołowiu; służy ona do zmniejszenia strumienia neutronów termicznych uciekających do osłony biologicznej. Przestrzeń pomiędzy podwójną ścianką stalową wypełnia ołów, w którym ustawiono węzownice miedziane chłodzone wodą destylowaną. Tak skonstruowana warstwa stali, ołowiu i boralu stanowi osłonę termiczną.

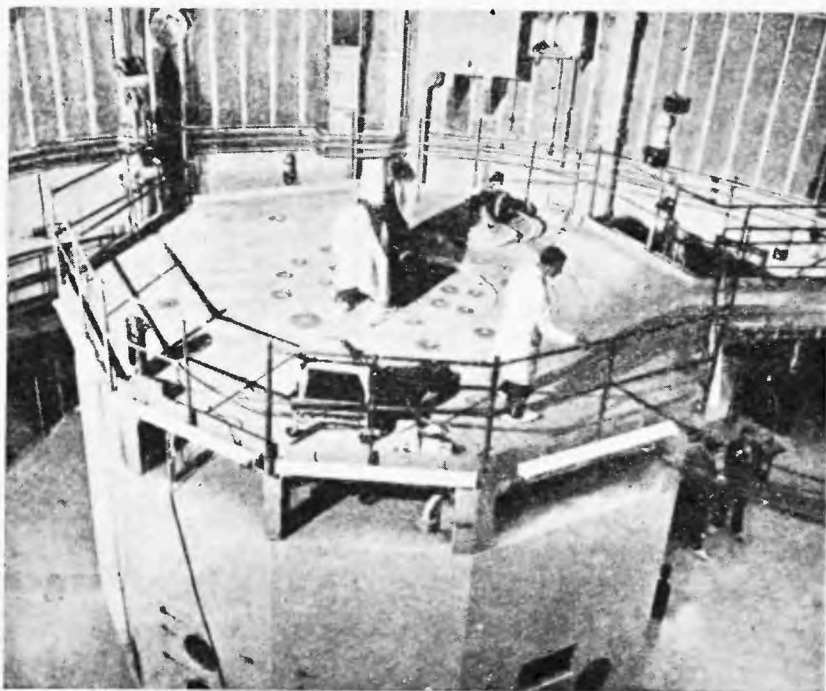
Osłona biologiczna z ciężkiego betonu barytowego ma kształt nieregularnego dziesięciościanu o wymiarach: średnica wpisana 670 cm, wysokość 580 cm; jest ona wyłożona z zewnątrz i na dnie płytą stalową. Minimalna grubość osłony wynosi 150 cm.

Od góry zbiornik reaktorowy jest zamknięty szczelnie korkiem betonowym w obudowie stalowej o grubości 84 cm, przy czym dolna część korka jest osłoną termiczną (ołów między dwiema płytami stalowymi). Przez korek ten przechodzi szereg kanałów umieszczonych ponad elementami paliwowymi oraz nad kanałami doświadczalnymi. W pewnym odstępie nad tym korkiem znajduje się na wierzchu 30-cm-owa płyta stalowa z odpowiednimi otworami zamkniętymi korkami stalowymi.



Fot. 9. Nowe reaktory doświadczalne budowane w Harwell (stan budowy w jesieni 1955): (A) DIDO, reaktor na paliwo wzbogacone z moderatorem ciężkowodnym o strumieniu neutronów termicznych $\Phi_{\max} = 10^{14}$ n/cm²/sek, przeznaczony dla badań różnego rodzaju; (B) LIDO, reaktor-basen pływacki o Φ_{\max} neutronów termicznych 10^{12} n/cm²/sek, przeznaczony dla badań podobny do (A), jednakże przeznaczony do doświadczeń reaktorowych (pętle energetyczne) dla projektowanych układów reaktorowych [68]

Dla uniknięcia rozproszenia promieniotwórczości w przypadku awarii reaktor DIDO został umieszczony w specjalnym budynku w postaci stalowego cylindrycznego zbiornika o średnicy i wysokości 21,5 m (zob. fot. 9 oraz rys. 17). Całe pomieszczenie jest szczelnie oddzielone od zewnątrz i poddane małemu podciśnieniu, zaś dojście do wnętrza możliwe jest jedynie poprzez trzy śluzy powietrzne.

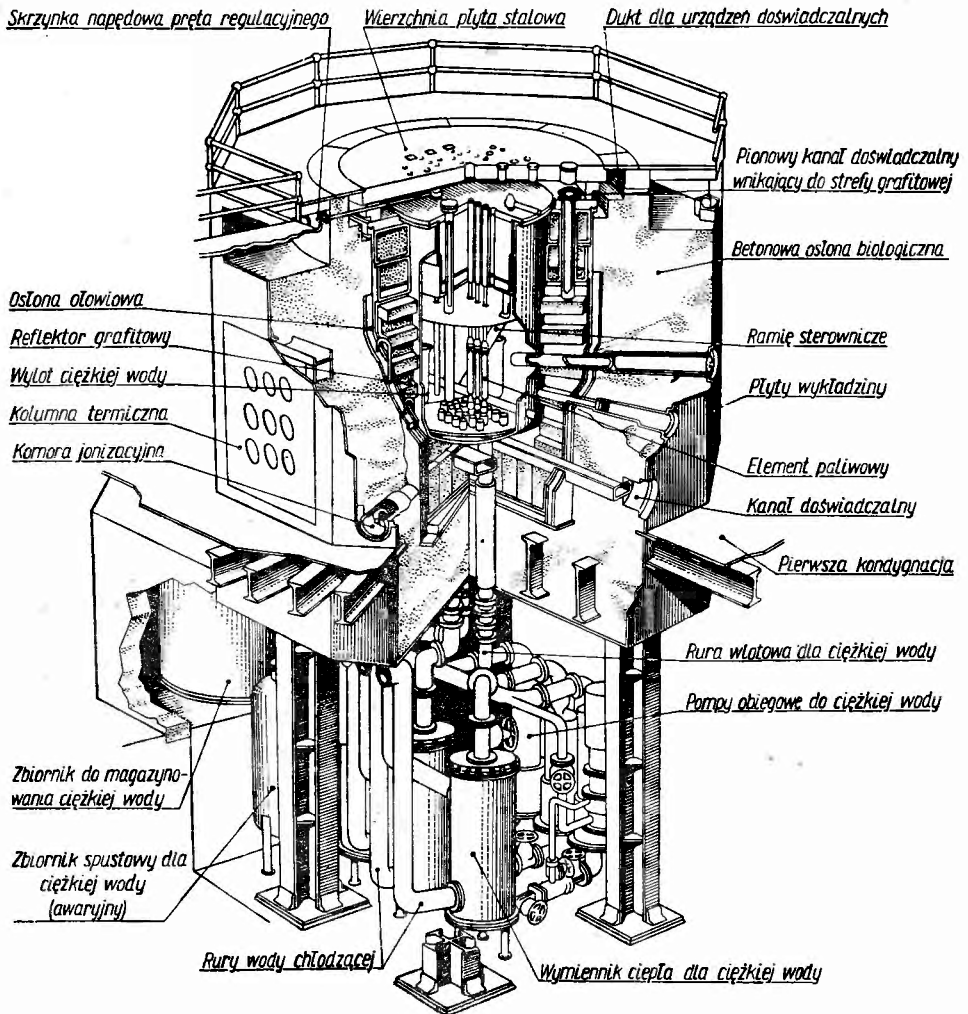


Fot. 10. Widok na górną część reaktora DIDO [71]

Reaktor DIDO przedstawia liczne możliwości doświadczalne, a mianowicie:

- stałe poziome kanały wchodzące do reflektora ciężkowodnego:
 - 1 o średnicy 30 cm, 1 — 15 cm, 4 — 10 cm;
- stałe poziome kanały wchodzące do reflektora grafitowego:
 - 10 o średnicy 15 cm,
 - 1 stały poziomy kanał przechodzący przez cały reflektor D_2O o wymiarach 10×5 cm,
- dające się wyjmować pionowe rury naporstkowe wchodzące do reflektora ciężkowodnego: 4 o średnicy 15 cm, 5 — 10 cm, 9 — 5 cm,
- dające się wyjmować rury naporstkowe wchodzące do reflektora grafitowego: 6 o średnicy 15 cm, 2 — 10 cm, 2 — 30 cm,

- 2 stałe prostokątne rury poziome przechodzące przez cały reflektor denny o wymiarach 20×30 cm,
 1 grafitowa kolumna termiczna o wymiarach 150×150 cm z 9 kanałami o wymiarach 10×10 cm.



Rys. 16. Widok reaktora DIDO [70]

Koszt inwestycyjny reaktora DIDO łącznie z pierwszym wsadem paliwowym wynosi 250 milionów zł, zaś koszty związane z eksploatacją 6 milionów zł rocznie.

5.6. Podobnie jak w punkcie 4.8, podajemy poniżej w tabeli 2 zestawienie najważniejszych danych dla reaktorów doświadczalnych z moderatorem ciężkowodnym.

6. Reaktory z moderatorem wodnym

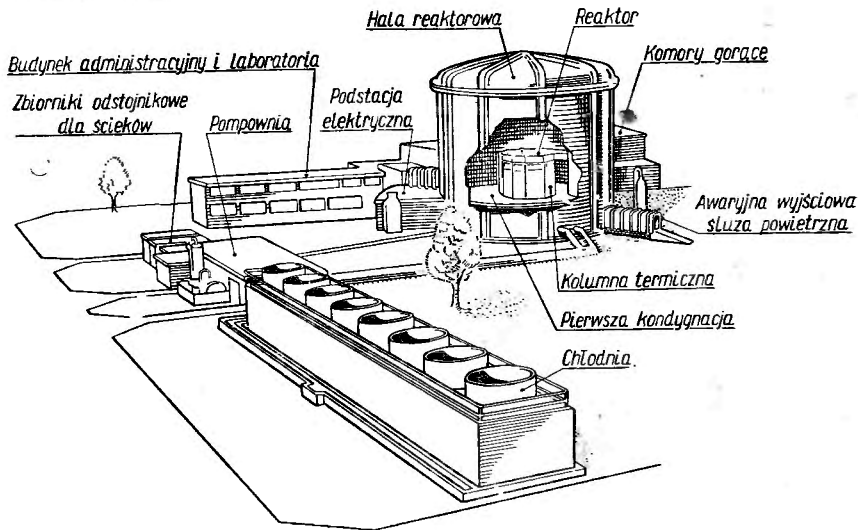
6.1. Reaktory z moderatorem wodnym (wszystkie na paliwo wzbogacone) są najefektywniejszą (a zatem i najtańszą) klasą reaktorów doświadczalnych. Zakres strumienia właściwego waha się w nich od

$$10 \cdot 10^{12} \div 50 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{sek. na MW}$$

Reaktory z moderatorem wodnym należą do dwu grup:

	Φ_{max}/P n/cm ² /sek na MW	Wsad U-235 (kg)
1) reaktory niejednorodne	$10 \cdot 10^{12} \div 30 \cdot 10^{12}$	4,5 ÷ 2,5
2) reaktory jednorodne	$30 \cdot 10^{12} \div 50 \cdot 10^{12}$	0,9 ÷ 0,6

Znacznie mniejszy wsad U-235 w reaktorach jednorodnych tłumaczy się z jednej strony nieobecnością materiałów konstrukcyjnych w rdzeniu (aluminium), z drugiej zaś mniejszym zapotrzebowaniem reaktywności na potrzeby doświadczalne w dotychczas zrealizowanych rozwiązaniach konstrukcyjnych.



Rys. 17. Widok budynków i urządzeń związanych z reaktorem DIDO [70]

Z uwagi na małą długość migracji neutronów w wodzie (~ 5.8 cm) oraz duży nadmiar reaktywności Δk (wprawdzie mniejszy niż przy zastosowaniu D_2O ze względu na większe pochłanianie wody), objętość krytyczna maleje dla reaktorów niejednorodnych do $0,06 \div 0,13$ m³, zaś dla reaktorów jednorodnych aż do $0,013$ m³. Przy podanym powyżej wsadzie paliwowym oraz objętości krytycznej oznacza to zagęszczenie materiału rozszczepialnego do $30 \div 70$ g/dcm³ (w porównaniu do

7 ÷ 10 g/dcm³ w reaktorach grafitowych i ciężkowodnych na paliwo wzbogacone). Proporcjonalnie do gęstości materiału rozszczepialnego w rdzeniu zwiększa się strumień neutronów prędkich i rezonansowych. Dlatego też reaktory wodne w przeciwieństwie do pozostałych odznaczają się dużym strumieniem neutronów pozapowolnych: w reaktorach niejednorodnych stosunek strumienia tych neutronów do strumienia neutronów termicznych sięga 1:1, zaś w jednorodnych nawet 2:1. Ma to istotne znaczenie dla tych badań, które wymagają dużego strumienia neutronów prędkich (np. badanie zniszczenia radiacyjnego w materiałach nierozszczepialnych). Udział neutronów pozatermicznych w reakcji łańcuchowej rozszczepienia dochodzi do kilkunastu procent w zależności od stopnia zagęszczenia U-235.

6.2. Reaktory wodne niejednorodne. Reaktory wodne niejednorodne są najliczniejszą grupą dotychczas zrealizowanych reaktorów, a to z uwagi na ich prostotę, uniwersalność w eksploatacji i taniłość.

Rozwój reaktorów tego typu jest uwarunkowany koniecznością posiadania paliwa wzbogaconego, dlatego też ograniczał się dotychczas do krajów produkujących uran wzbogacony, a więc do Stanów Zjednoczonych i Związku Radzieckiego (od 1950 r.). Wielka Brytania, trzeci posiadacz uranu wzbogaconego, przystąpiła do realizacji tych reaktorów dopiero w ostatnim okresie (1956).

Konstrukcja wszystkich reaktorów wodnych jest bardzo podobna. Gęsto ustawiona siatka prętów paliwowych (w rozstawie 1,5 ÷ 2,5 cm), tworząca rdzeń, jest zanurzona w wodzie, która jest jednocześnie moderatorem i chłodziwem, niekiedy także reflektorem i osłoną. Reaktory radzieckie różnią się od zachodnich konstrukcją elementów paliwowych: w pierwszym przypadku element paliwowy składa się z pęku cienkich prętów uranowych umieszczonych w kasecie aluminiowej, w drugim zaś z pęku płytek uranowych lub uranowo-aluminiowych umieszczonych w takiejże kasecie (por. rys. 2c oraz 2d).

W reaktorach wodnych dużą rolę odgrywa reflektor, po pierwsze dlatego że musi tamować znaczną ucieczkę neutronów zarówno powolnych, jak i pozapowolnych. Przy odpowiednim doborze reflektora można w nim osiągnąć silne spowolnienie neutronów pozatermicznych, tak że strumień neutronów termicznych jest wtedy większy niż w samym rdzeniu. W ten sposób w reaktorze wodnym można poważnie powiększyć objętość doświadczalną, która — bez reflektora — byłaby o wiele mniejsza niż w reaktorach z poprzednio omawianymi moderatorami. Woda nie jest dobrym reflektorem, dlatego też zwykle rdzeń otacza się blokami grafitowymi lub, co jest najlepsze, berylowymi.

Rozwiązanie konstrukcyjne osłony reaktora może być różne: może nią być bądź kilkumetrowa warstwa wody (tzw. baseny pływackie), bądź może ona składać się z warstwy wody i warstw żelaza, bądź wreszcie może być ona tak samo zbudowana jak w reaktorach poprzednio omawianych typów.

Chłodzenie wodą przy małych mocach (do 1MW) odbywa się na drodze konwekcji swobodnej, natomiast w miarę zwiększania mocy cieplnej stosuje się obieg wymuszony chłodziwa wzdłuż elementów paliwowych. Duża gęstość materiału rozszczepialnego w rdzeniu umożliwia zastosowanie elementów paliwowych z bardzo rozproszonym materiałem rozszczepialnym (w stopie), co pozwala na osiągnięcie wielkich gęstości mocy (dotychczas osiągnięto 7500 kW/kg U-235).

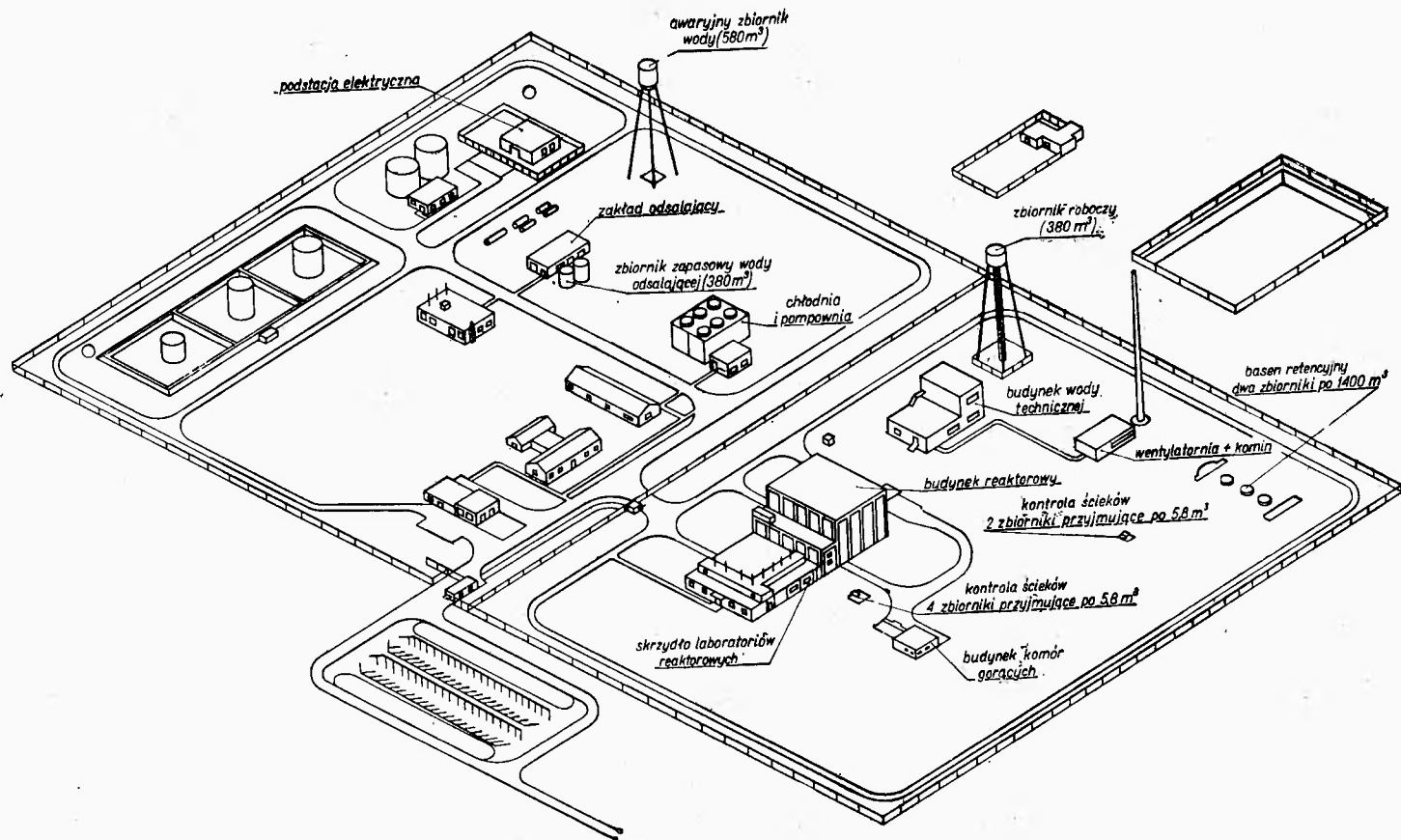
W Stanach Zjednoczonych pierwszy reaktor wodny niejednorodny zrealizowano w styczniu 1950 r. Jest nim reaktor LITR w Oak Ridge o mocy 3 MW, którego pierwotnym zadaniem było dostarczenie danych wyjściowych dla pierwszego reaktora wielkostrumieniowego MTR. Reaktor do prób materiałowych MTR (zob. punkt 6.3) uruchomiony 31.3.1952 w Arco jest do tej pory reaktorem o najsilniejszym strumieniu neutronów termicznych ($4 \cdot 10^{14}$ n/cm²/sek); posłużył on jako wzór dla dalszych reaktorów wielkostrumieniowych realizowanych obecnie w Stanach Zjednoczonych.

Uproszczoną wersję reaktora LITR czy MTR stanowi średniostrumieniowy reaktor BSF w Oak Ridge o mocy 0,1 MW, pierwszy reaktor typu basenu pływackiego, uruchomiony 17.12.1950 r. Obecnie w Stanach Zjednoczonych reaktory tego typu produkuje się seryjnie dla szeregu amerykańskich laboratoriów nie związanych z amerykańską Komisją Energii Atomowej, a także na eksport za granicę.

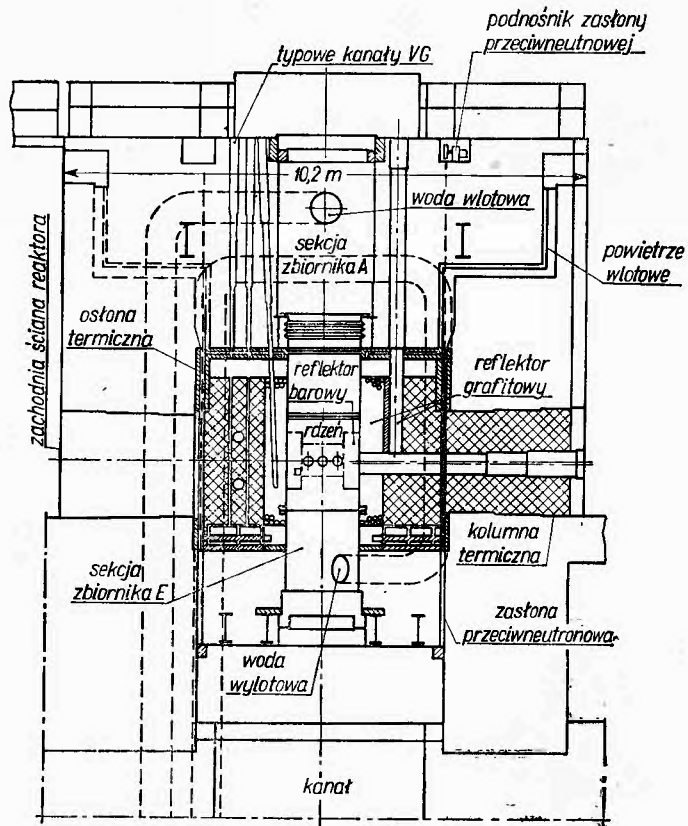
Realizacja reaktorów wodnych rozpoczęła się w Związku Radzieckim (data rozpoczęcia nie została podana) od budowy reaktora pod Moskwą (Gazowyj Zawod) o mocy pierwotnie 0,3 MW, obecnie zaś 2 MW. Na podstawie doświadczenia uzyskanego na tym reaktorze dostarcza się obecnie sześciu krajom demokracji ludowej (w tym także Polsce) reaktory WWRS o mocy 2 MW i strumieniu $\Phi_{\max} = 2 \cdot 10^{13}$ n/cm²/sek.

Wielka Brytania przystąpiła w 1956 r. do realizacji reaktora typu basenu pływackiego LIDO w Harwell, zaś przemysł brytyjski rozpoczął obecnie produkcję reaktorów wodnych podobnych do LITR, przeznaczonych na rynek (strumień $\Phi_{\max} = 4 \cdot 10^{13}$ n/cm²/sek, moc 5 MW). Pierwowzorem tych reaktorów jest reaktor MERLIN budowany obecnie w Aldermaston Court.

6.3. Reaktor MTR w Arco (stan Idaho) [78, 87, 88]. Reaktor MTR (skrót dla Materials Testing Reactor) został zaprojektowany i zbudowany

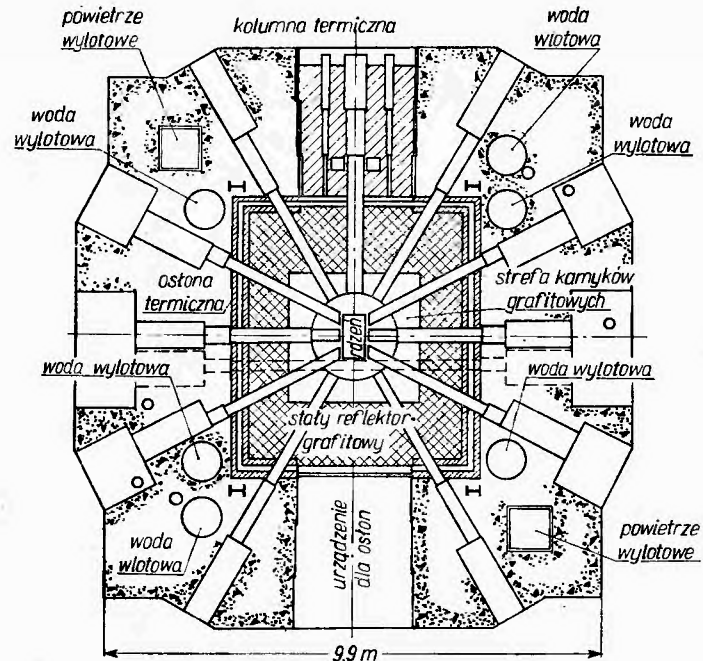


Rys. 18. Aksometryczny rysunek ośrodka badawczego MTR [87]



Rys. 19. Przekrój pionowy E-W (wschodnio-zachodni) reaktora MTR [87]

Objaśnienie skrótów dla kanałów: VG (Vertical Graphite) — kanał pionowy wchodzący w moderator grafitowy.



Rys. 20. Przekrój poziomy reaktora MTR [87]

wspólnie przez ośrodki badań jądrowych w Argonne i Oak Ridge na poligonie doświadczalnych reaktorów jądrowych w Arco i uruchomiony 31.3.1952 r. Służą one do prób materiałowych, badań energetycznych i badań podstawowych. Widok budynków i urządzeń związanych z reaktorem MTR pokazano na rys. 18.

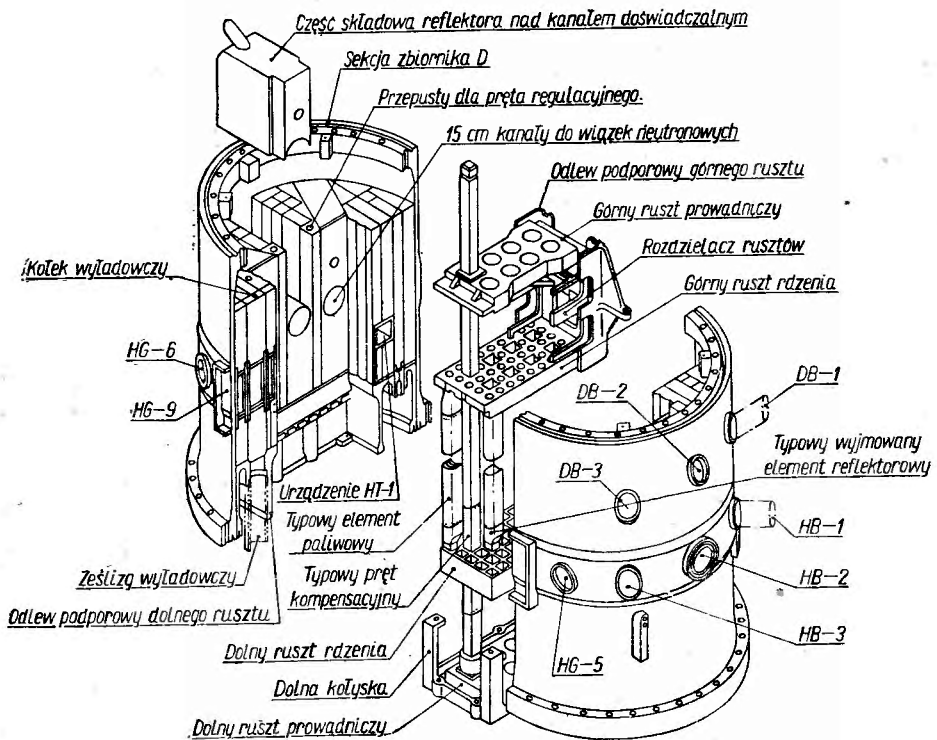
Dane eksploatacyjne:

Strumień Φ neutronów termicznych $4 \cdot 10^{14}$ n/cm²/sek,

Moc cieplna P 30 MW

Strumień właściwy $13 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek na MW,

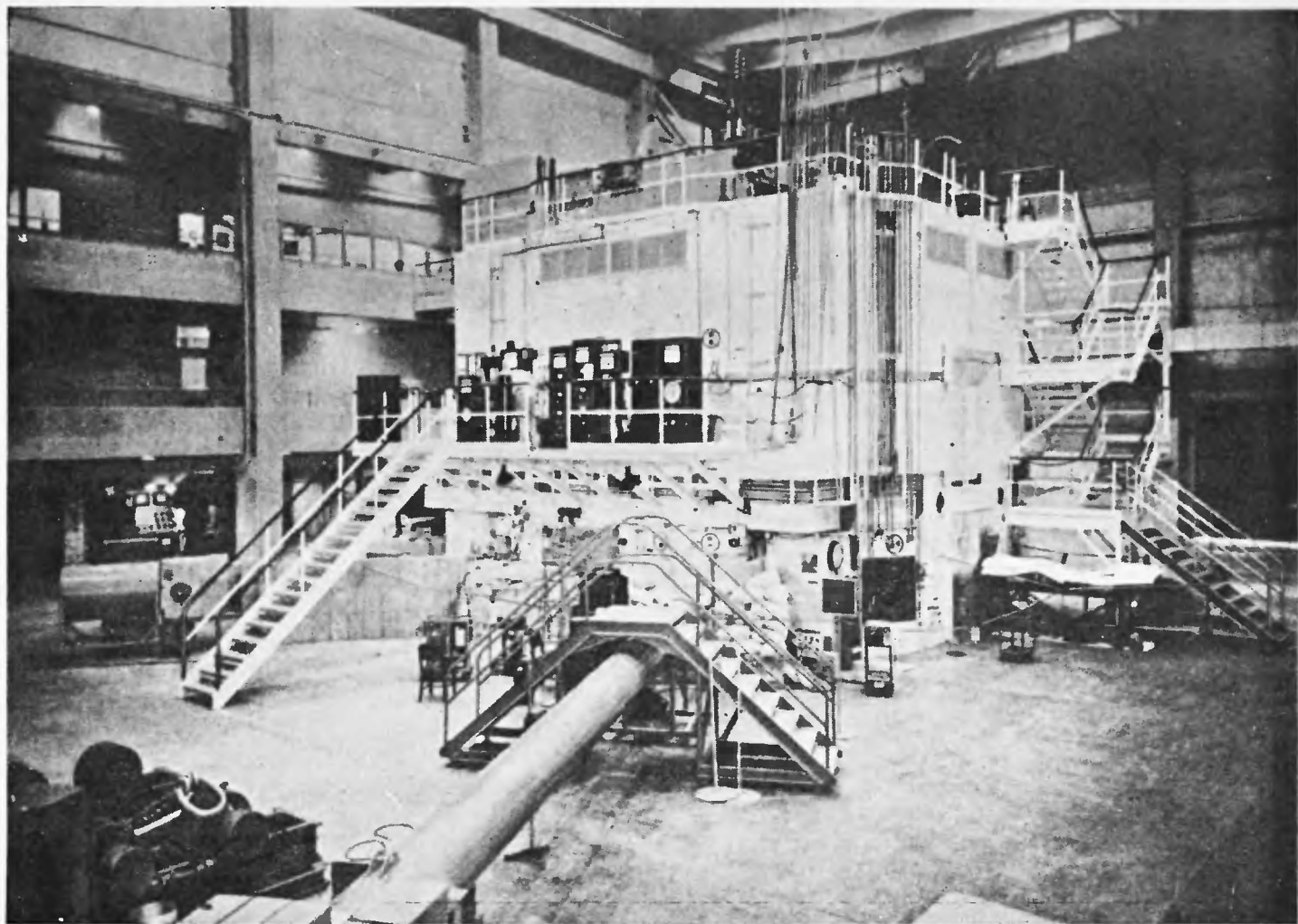
Strumień Φ neutronów prędkich $2 \cdot 10^{14}$ n/cm²/sek.



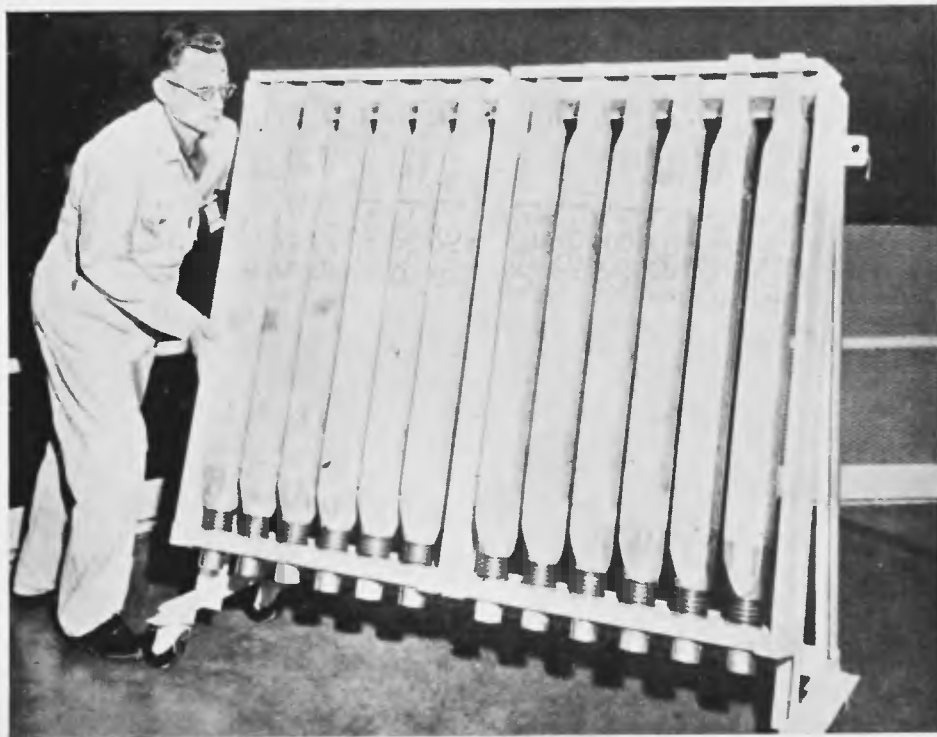
Rys. 21. Widok części składowych zbiornika reaktora MTR [87]

Objaśnienie skrótów dla kanałów doświadczalnych: H — horizontal-poziomy, D = diagonal-przekątny; G — graphite — grafitowy, B = beryllium-beryl; T = through — przetłoty).

Rdzeń reaktora MTR składa się — jak już wspomnieliśmy — z płytkowych elementów paliwowych. Materiał rozszczepialny U-235 jest rozproszony w równoległych płytkach aluminiowych w ilości 20 — 30 mg/cm². Każda płytka ma trzy warstwy: dwie zewnętrzne koszulki aluminiowe, każda o grubości 0,5 mm oraz wewnętrzną płytkę paliwową w postaci mieszaniny U-235 i Al o grubości 0,5 mm. W każdym elemen-



Fot. 11. Widok ścian południowej i zachodniej reaktora MTR [87]



Fot. 12. Stojak z elementami paliwowymi reaktora MTR [87]

cie paliwowym znajduje się 18 do 19 płytek. Trzymilimetrowa przestrzeń pomiędzy każdą płytką jest wypełniona podczas pracy wodą (moderator i chłodziwo). Ze względów konstrukcyjnych płytki są nieco wygięte, wszystkie w jednym kierunku (Uwaga: analogiczne elementy paliwowe są produkowane we Wielkiej Brytanii — zob. reaktor DIDO). Każdy element paliwowy zawiera obecnie 200 g U-235.

Elementy paliwowe można ustawiać w żądanym układzie siatki na ruszcie — 5×9 położeń (zob. rys. 21). Zwykle stosuje się układ 3×9 elementów, przy czym składają się one z 23 elementów paliwowych oraz 4 elementów paliwowo-sterowniczych. Taki układ przyjęto ze względu na dogodny rozkład strumienia neutronów prędkich w trzech przylegających do rdzenia kanałach do wiązek neutronów.

Siatka rdzenia wraz z berylowym reflektorem mieści się w zbiorniku aluminiowym bez den o grubości 2,5 cm i średnicy 137 cm.

Położenia siatki nie zajęte przez elementy paliwowe mogą być wypełnione elementami berylowymi. Ponadto cała przestrzeń poza rdzeniem aż do ściany wewnętrznej zbiornika jest wypełniona berylem, przez który przechodzą kanały chłodzące zajmując 4,2% objętości.

Zbiornik reaktora jest otoczony grafitowym reflektorem zewnętrznym w kształcie prostopadłościanu o wymiarach: 427×365 cm, wysokość 283 cm. Reflektor grafitowy jest dwudzielny: wewnętrzna jego część o wymiarach $220 \times 220 \times 275$ cm składa się z około 700 000 kamyków grafitowych o średnicy ok. 2,5 cm. Zastosowano grafit w takiej postaci ze względu na to, że na skutek napromieniowywania dużym strumieniem neutronów grafit szybko „puchnie” i ulega zniszczeniu radiacyjnemu. Przy zastosowaniu kamyków zniszczenia te nie są takie groźne dla konstrukcji, ponadto pod tym reflektorem zastosowano ześlizgi, którymi można usuwać zniszczony grafit. Zewnętrzna część reflektora umieszczonego na stałe składa się z cegieł o przekroju 10×10 cm.

Cylinder aluminiowy otaczający rdzeń jest przedłużony do góry i w dół przy pomocy sekcji ze stali nierdzewnej tworząc studnię o głębokości 9 m, przez którą przepływa woda chłodząca w ilości $75 \text{ m}^3/\text{min}$, z czego $1/4$ płynie przez reflektor berylowy. Przy mocy cieplnej 30 MW i wsadzie 4 kg U-235, gęstość mocy dochodzi do 7500 kW/kg U-235 . W tych warunkach temperatura wody na wlocie wynosi 34° , na wylocie $40,5^\circ\text{C}$.

Reaktor jest sterowany przy pomocy dwóch prętów regulacyjnych o średnicy 3,8 cm i długości 58 cm z kadmu w otoczce stalowej. Można je umieścić w dowolnym z czterech położeń przeznaczonych dla nich w zewnętrznej stałej części reflektora berylowego. Ponadto reaktor jest

wyposażony w 8 prętów bezpieczeństwa skonstruowanych tak samo jak elementy paliwowe. W górnej swej części mają one rurę kadmową. Cztery z nich w dolnej swej części są elementami paliwowymi i działają w rdzeniu, zaś pozostałe cztery mają w dolnej części elementy berylowe i działają w obrębie siatki. Pręty bezpieczeństwa służą jednocześnie jako pręty kompensacyjne.

Oślonę termiczną reaktora stanowią dwie warstwy żeliwne o grubości po 10 cm, oddzielone od siebie szczeliną 10 cm-ową. Zarówno reflektor grafitowy jak i osłona termiczna są chłodzone powietrzem o przepływie 680 m³/min, przy czym powietrze jest wyrzucane kominem o wysokości 76 m. Za osłoną termiczną znajduje się betonowa osłona biologiczna o grubości 275 cm. Ponad rdzeniem osłonę stanowi warstwa wody grubości ok. 6 m. Wymiary gabarytowe reaktora wynoszą ok. 10 m wzdłuż każdej krawędzi.

Dla pełnego wykorzystania reaktora o tak dużym strumieniu przewidziano dużą liczbę otworów doświadczalnych (ok. 100). Reaktor przedstawia następujące możliwości doświadczalne:

Wolne położenia w ruszcie rdzenia lub stałym reflektorze berylowym dla doświadczeń nie wymagających więcej miejsca niż $7,5 \times 7,5 \times 90$ cm,

17 głównych kanałów doświadczalnych wnikaających do zbiornika lub dochodzących do jego zewnętrznej ściany,

6 poziomych kanałów przelotowych w graficie,

71 kanałów doświadczalnych i przyrządowych dostępnych z wierzchu reaktora i przechodzących przez warstwę wody lub przez grafit, kolumna termiczna z otworami doświadczalnymi,

6 kanałów do szybkich naświetleń, z tego 2 pneumatyczne, 4 hydrauliczne.

Koszt inwestycyjny całego zakładu wynosi 600 milionów zł, z czego 250 milionów na reaktor i budynek reaktora.

6.4. Reaktory wodne jednorodne. Reaktory wodne jednorodne — w zakresie osiągniętego w nich strumienia neutronów (do $1,7 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek) — są znakomitym uniwersalnym narzędziem doświadczalnym o dużym natężeniu neutronów i promieni gamma. Do zalet reaktorów tego typu należą następujące ich cechy: 1) duży strumień właściwy, dzięki czemu dany strumień osiąga się — w porównaniu do innych reaktorów — przy najmniejszym wsadzie U-235 i najmniejszej mocy cieplnej; 2) bezpieczeństwo ze względu na szybkie zmniejszenie się reaktywności przy wzroście temperatury i mocy; 3) brak konieczności wymiany zużytych elementów paliwowych; 4) samoczynne usuwanie gazowych produktów

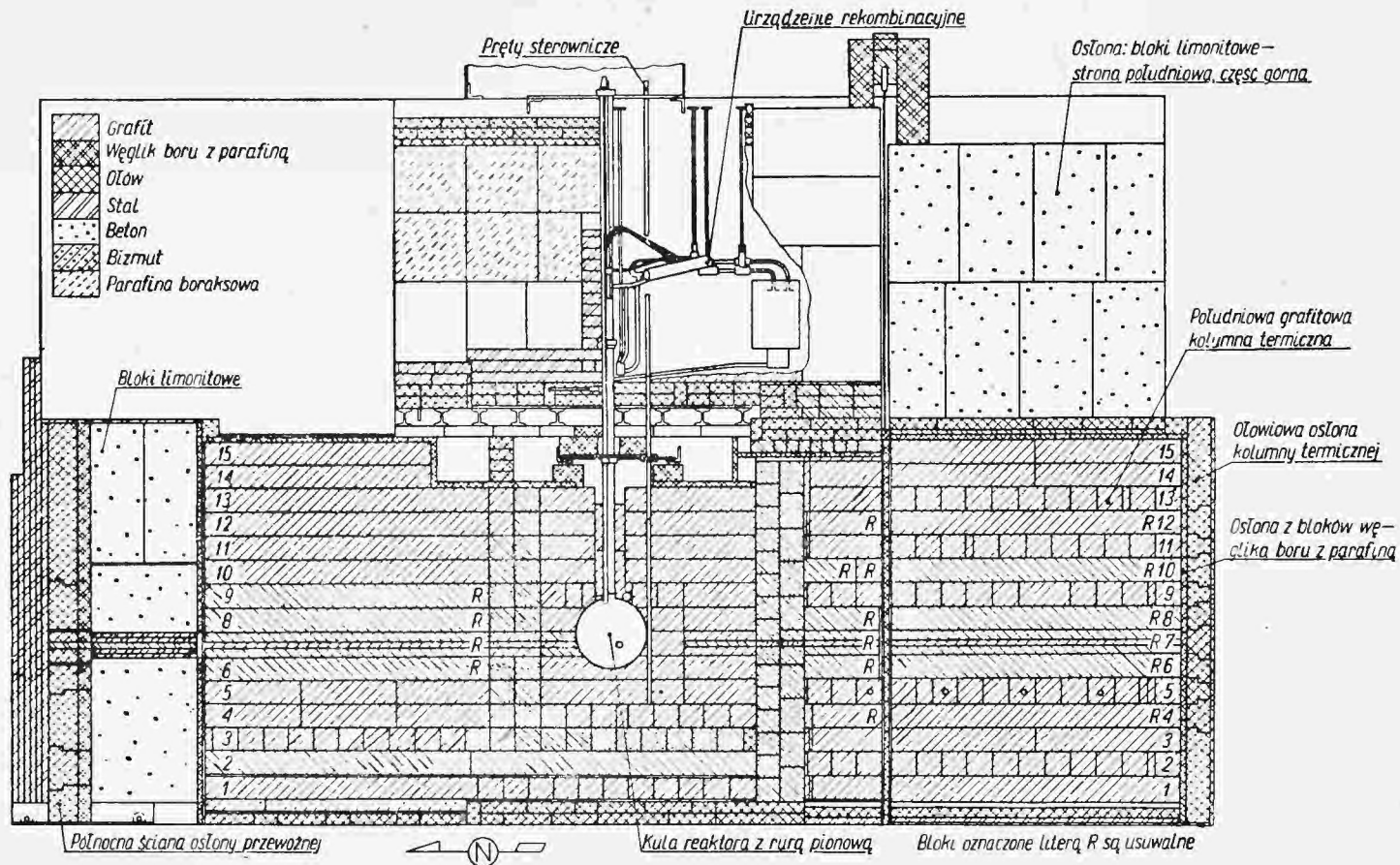
rozszczerpieniowych zatruwających reaktor; 5) łatwość szybkiego uruchamiania i wyłączania; wreszcie prostota rozwiązania konstrukcyjnego i taniość urządzenia. Podstawową wadą jest ograniczenie — w dotychczasowych rozwiązaniach — wielkości strumienia i wydzielania się gazu radiolitycznego.

Zjawisko tworzenia się w rdzeniu pęcherzyków gazu i ich ułatywanie podobnie jak przy wrzeniu wody dały tym reaktorom nazwę „kociołków wody”.

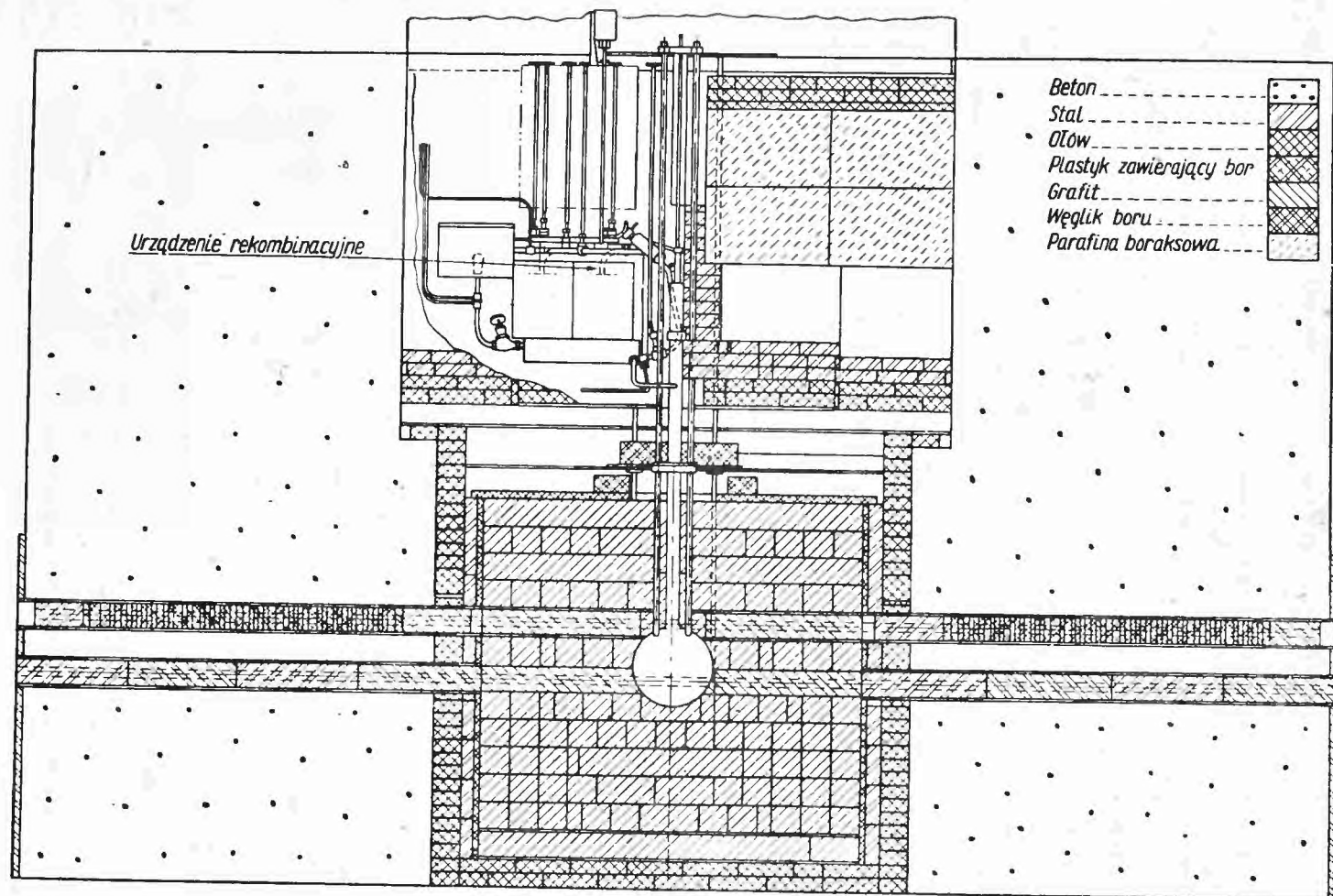
Reaktor jednorodny składa się ze zbiornika wypełnionego roztworem wodnym pewnego związku uranu wzbogaconego (dotychczas zastosowano azotan uranylu i siarczan uranylu). Zbiornik ten jest otoczony reflektorem (beryłem i grafitem lub samym grafitem), ma układ prętów sterowniczych i przeważnie urządzenie rekombinacyjne do obróbki gazu radiolitycznego.

Doświadczalne reaktory jednorodne buduje się dotychczas jedynie w Stanach Zjednoczonych. Potrzeba realizacji reaktorów tego typu powstała na początku 1943 r. w związku z koniecznością doświadczalnego wyznaczenia po raz pierwszy masy krytycznej jednorodnych roztworów uranu wzbogaconego w różnych środowiskach spowalniających. Budowa tych reaktorów skupiła się początkowo tylko w ośrodku badań jądrowych w Los Alamos: w maju 1944 uruchomiono reaktor LOPO (o mocy zerowej), następnie w grudniu 1944 silniejszy reaktor HYPO (6 kW). Po 14 000 kWh działania reaktora zdecydowano przebudować to urządzenie celem uzyskania bardziej użytecznego narzędzia badawczego. Nowowbudowany reaktor znany jako SUPO-1 o mocy 45 kW pracuje już przeszło 200 000 kWh od marca 1951 r. Dla uzyskania większych strumieni prowadzi się obecnie przebudowę tego reaktora (SUPO-2), jak również rozpoczęto realizację reaktora TTR, w którym pragnie się wypróbować nową koncepcję usuwania gazu radiolitycznego (przez umieszczenie katalizatora w zbiorniku reaktora). Rozwiązanie konstrukcyjne typu SUPO (zob. punkt 6.5) wraz z zastosowaną tam metodą usuwania gazu radiolitycznego okazało się niezawodne, natomiast skuteczność nowych proponowanych metod musi wykazać doświadczenie.

Pięć powyżej wymienionych reaktorów zrealizowano lub realizuje się w ośrodku Los Alamos. Drugim ośrodkiem zajmującym się budową reaktorów jednorodnych jest ośrodek badań jądrowych przedsiębiorstwa North American Aviation, który wybudował dwa reaktory: 1-watowy WBNS (kwiecień 1952) oraz 500-watowy (listopad 1953) reaktor dla ośrodka jądrowego w Livermore (L-3). Zespół ten buduje w tej chwili dwa dalsze reaktory tego typu o mocy 50 kW.



Rys. 22. Przekrój pionowy N-S reaktora SUPO (kociołka wody) [89]



Rys. 23. Przekrój pionowy E-W reaktora SUPO [89]

Samodzielną realizacją uniwersytetu w Raleigh jest reaktor NCRR o mocy 10 kW uruchomiony we wrześniu 1953 r.

6.5. Reaktor SUPO w Los Alamos [88, 89]. Reaktor SUPO (skrót dla Super Power water boiler) został wybudowany na podstawie doświadczenia uzyskanego w reaktorach LOPO i HYPO, i uruchomiony w marcu 1951 r. Jest on wszechstronnym i niezawodnym narzędziem badawczym.

Dane eksploatacyjne:

Strumień Φ_{\max} neutronów termicznych $1,7 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek

Moc cieplna P 45 kW

Strumień właściwy $38 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek na MW

Strumień Φ_{\max} neutronów rezonansowych $2,8 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek

Strumień Φ_{\max} neutronów prędkich $1,9 \cdot 10^{12}$ n/cm²/sek

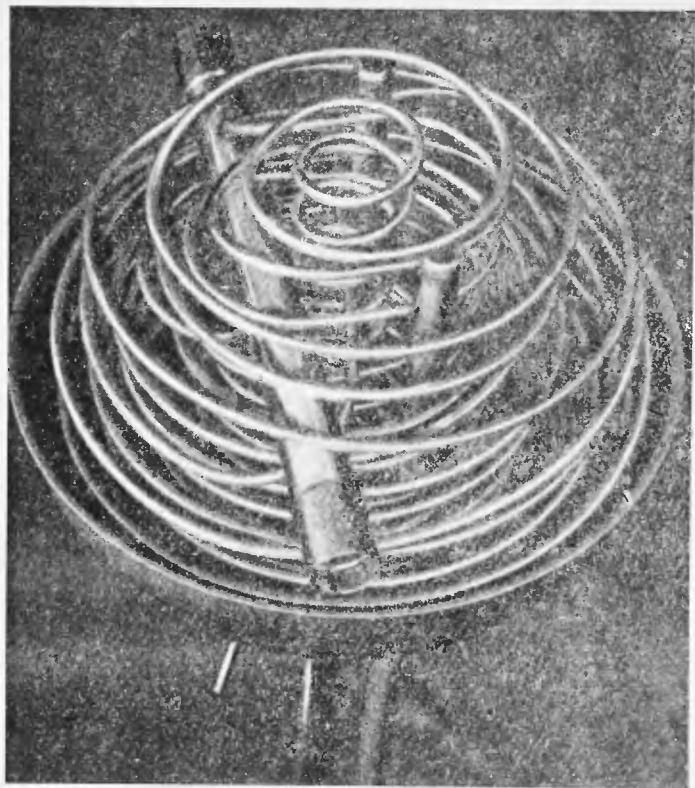
W kulistym zbiorniku ze stali nierdzewnej o średnicy 30,5 cm (grubość ścianki 1,6 mm) mieści się 0,0127 m³ roztworu wodnego azotanu uranylu zawierającego 870 g U-235 o wzbogaceniu 88,7%. Gęstość roztworu wynosi 1,1 g/cm³.

Zbiornik jest otoczony reflektorem grafitowym tworzącym sześcian o krawędzi 140 cm.

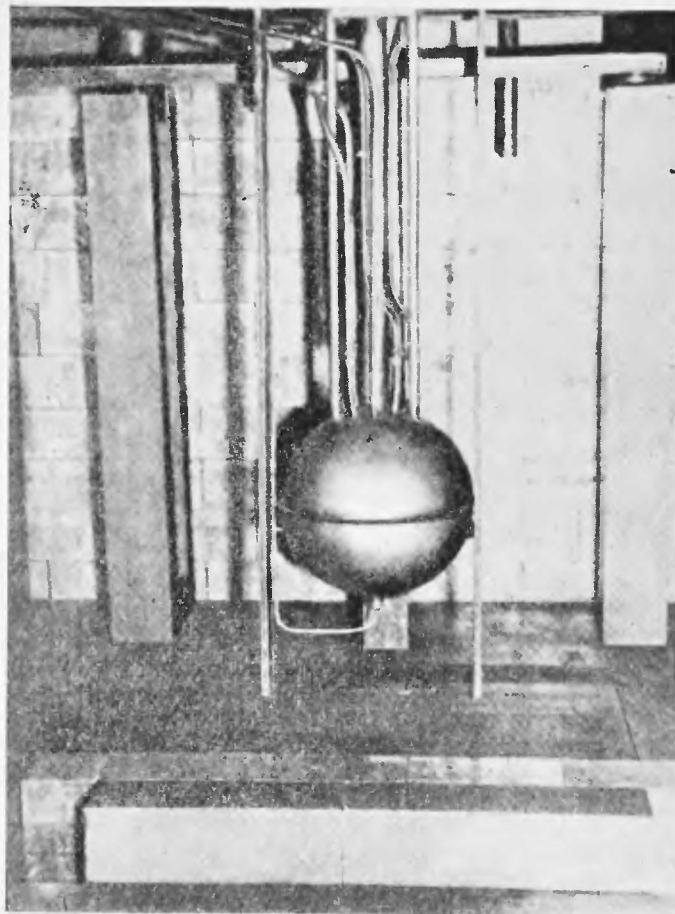
Reaktor jednorodny o takiej mocy wymaga urządzenia rekombinacyjnego dla usuwania gazu radiolitycznego (zob. rys. 24). Gaz tworzący się w reaktorze, głównie wodór i tlen, uchodzi do skraplacza w pionowej rurze tworzącej przedłużenie zbiornika reaktora. Skraplacz ten usuwa większą część wody i pary kwasowej, a także rozproszony roztworu. Stąd powietrze przechodzi przez pułapkę z wełną ze stali nierdzewnej celem wychwycenia produktów rozszczepienia i zabranego uranu. Następnie gaz jest wprowadzany przy pomocy dmuchawy do jednej z dwu komór katalizatorowych zawierających platynowane pigułki z tlenku glinu. Tu ma miejsce rekombinacja wodoru i tlenu, a gaz wychodzący z komór zawiera parę wodną. W drugim skraplaczu następuje obniżenie temperatury gazu do takiej samej, jaka panuje w pierwszym skraplaczu. Różnicę ciśnień wyrównuje się przez odprowadzenie gazu kominem wysokości 45 m. Szybkość obiegu (0,1 m³/min) jest tak duża, że we wszystkich punktach układu stężenie wodoru jest niższe od stężenia odpowiadającej mieszaninie piorunującej.

Roztwór chłodzi się wodą o przepływie 0,011 m³/min przechodzącą wewnątrz zbiornika trzema węzownicami (zob. fot. 13) ze stali nierdzewnej o średnicy 6,4 mm. Każda węzownica ma długość 6 m. Najwyższa temperatura roztworu nie przekracza 85°C.

Reaktor jest sterowany przy pomocy trzech blach kadmowych o wymiarach 7,5 × 76 cm, poruszanych pionowo stycznie do kulistego zbior-



Fot. 13. Szczegóły konstrukcyjne kulistego zbiornika reaktora SUPO [89]



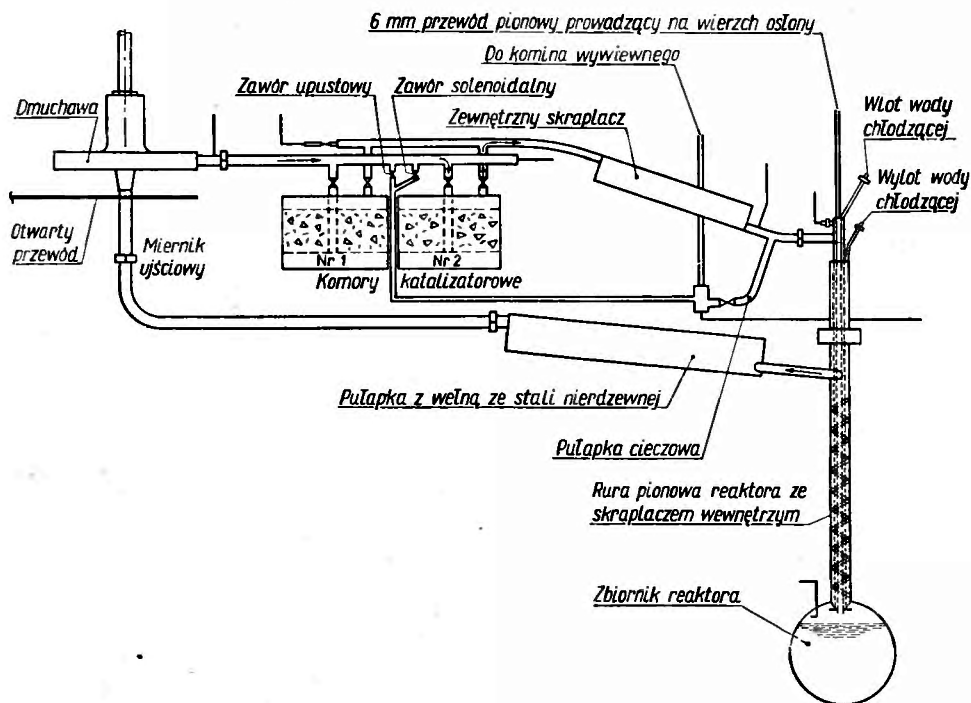
Fot. 14. Zestaw rdzenia reaktora SUPO [89]

nika, oraz przy pomocy dwóch prętów borowych o średnicy 1,4 cm i długości 45,7 cm.

Koszt reaktora SUPO wynosi ok. 7 milionów złotych.

Możliwości doświadczalne:

dwie kolumny termiczne z kanałami do napromieniowywania,
kanał przelotowy przechodzący przez środek zbiornika (tzw. „otwór chwały” — glory hole) o średnicy 2,5 cm,
kanał przelotowy o średnicy 3,5 cm stykający się do zbiornika.



Rys. 24. Schemat układu rekombinacyjnego w reaktorze SUPO [89]

Reaktor jest otoczony 1,2 cm warstwą węgla boru z parafiną, 5 cm warstwą stali, 10 cm warstwą ołowiu i 120 cm warstwą betonu (zob. rys. 22 oraz 23). Ponadto przed każdą z obu kolumn termicznych znajduje się 24-cm-owa ściana z bizmutu służąca do zmniejszenia tła gamma. Wymiary gabarytowe reaktora: $4,5 \times 4,5$ m, wysokość 3,35 m.

6.6. Ujmujemy poniżej w tabeli 3 najważniejsze dane o reaktorach z moderatorem wodnym.

Literatura

17. Catalogue of Nuclear Reactors, 1955, AECL No. 220, (1956).
18. Progress in Nuclear Energy: Series II. Reactors, Vol 1, (1956).
19. E. Fermi, Am. J. Phys. 20, 536 (1953).
20. Chem. Eng. 58, 113 (1951).
21. W. H. McCorkle, W. H. Zinn — Konferencja Genewska 1955, Referat P/859; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol 2, str. 304 (1956).
22. W. S. Fursow, Sessija AN SSSR po mirnomu ispolzowaniju atomnoj energii 1-5.7.1955, Plenarnej zasiedanije, str. 15 (1955).
23. F. C. W. Colmer, D. J. Littler, Nucleonics 8 (1), 3 (1951).
24. Harwell, The British AERE 1946—1951, (1952).
25. M. E. Ramsey, C. D. Cagle, Nuclear Engineering, Part I (Chem. Eng. Progress Symp. Series 50, No. 11), str. 149 (1954).
26. M. E. Ramsey, C. D. Cagle, Konferencja Genewska 1955, Referat P/486; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 281 (1956).
27. Atomicity 2, 176 (1951).
28. R. F. Jackson, Konferencja Genewska 1955, Referat P/762; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 266, (1956).
29. J. Loveday — prywatna informacja, Harwell 1956.
30. M. Fox, Konferencja Genewska 1955, Referat P/860; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 353 (1956).
31. Sel. Ref. Mat. on Atomic Energy, Vol. I: Research Reactors, str. 385 (1955).
32. G. N. Kružilin, Konferencja Genewska 1955; Referat P/620; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 435 (1956).
33. G. N. Kružilin, Reaktorostrojienije i teorija reaktorow, str. 49 (1955).
34. Jak 18, F. W. Fenning, str. 245.
35. C. Hinton, Nuclear Reactors and Power Production, str. 3 (1954).
36. D. I. Blochinцев, N. A. Nikolajew, Konferencja Genewska, 1955, Referat P/615; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 3, str. 35 (1956).
37. D. I. Blochinцев, N. A. Nikolajew, Reaktorostrojienije i teorija reaktorow, str. 3 (1955).
38. Jak 30, str. 370.
39. Jak 18, D. I. Blokhintsev, S. M. Feinberg, str. 111.
40. Nuclear Power, 1, 118 (1956).
41. J. W. Greenwood; AECL Report No. CCR-590 (1955).
42. B. W. Sargent, The Science and Engineering of Nuclear Power, Vol. II, str. 59 (1949).
43. Atomic Energy in Canada (1955).
44. CEN Saclay 1956 (1956).
45. Commissariat à l'énergie atomique 1945—1956 (1956).
46. Jak 18, J. Guéron, str. 159.
47. L. Kowarski, J. phys. rad. 12, 751 (1951).
48. W. H. Zinn, Konferencja Genewska, 1955, Referat P/861; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 456 (1956).
49. S. Eklund, Nuclear Engineering, Part I (Chem. Eng. Progress Symp. Series 50, No. 11), str. 189 (1954); także w J. Nuclear Energy Vol. 1, str. (1954).
50. O. Dahl, G. Randers, Nucleonics 9 (5), 5 (1951).

51. T. J. Barendregt, N. Hidle, A. Lundby, E. Soeland, G. Trumpy, Konferencja Genewska 1955, Referat P/888; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 259 (1956).
52. A. I. Alichanow, W. W. Władimirskij, S. I. Nikitin, A. D. Gaijanin, S. A. Gawriłow, N. A. Burgow, Konferencja Genewska 1955, Referat P/623; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 331 (1956).
53. A. I. Alichanow, i inni (zob. powyżej), Rieaktorostrojenije i teorija rieaktorow, str. 105 (1955).
54. B. Jacrot, F. Netter, V. Ralevski, J. phys. rad. (Phys. appl.) (1953).
55. J. Yvon, Konferencja Genewska 1955, Referat P/387; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol 2, str. 337 (1956).
56. F. Adler, W. Hälgl, W. Zünti, Konferencja Genewska 1955, Referat P/915; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 351 (1956).
57. Jak 18, D. G. Hurst, A. G. Ward, str. 1.
58. F. W. Gilbert, Nucleonics 10 (1), 6 (1952).
59. W. W. Władimirskij, Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 429 (1956).
60. Jak 6, str. 242.
61. Delattre, — prywatna informacja, Saclay 1956.
62. Nuclear Engineering, Vol. I. No. 5, str. 192 (1956).
63. S. Untermyer, Nucleonics 12, 12 (1954).
64. J. T. Weills, Nuclear Engineering, Part I (Chem. Eng. Progress Symp. Series 50, No. 11), str. 213 (1954).
65. W. H. Zinn, Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 325 (1956)
66. Sel. Ref. Mat. on Atomic Energy, Vol. 2, Research Reactors, str. 331 (1956).
67. H. J. Grout, F. W. Fenning, Konferencja Genewska 1955, Ref. P/402; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, str. 449 (1956).
68. H. J. Grout, The British Nuclear Energy Conf. Vol. 1, str. 35 (1956).
69. J. Arbuckle — prywatna informacja, Harwell (1956).
70. Nuclear Power, 1, 165 (1956).
71. Nuclear Engineering, 1, 391 (1956).
72. Engineering, str. 804 (1955).
73. Sel. Ref. Mat. on Atomic Energy, Vol. 2, str. 121 (1956).
74. I. I. Nowikow, Atomnaja Energija, 1, 102 (1956).
75. Sel. Ref. Mat. on Atomic Energy, Vol. 2, str. 311 (1956).
76. W. M. Breazeale, R. G. Cochran, K. O. Donelian, Konferencja Genewska 1955, Ref. P/489; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 420 (1956).
77. Sel. Ref. Mat. on Atomic Energy, Vol. 2, str. 89 (1956).
78. A. M. Weinberg, T. E. Cole, M. M. Mann, Konferencja Genewska 1955, Referat P/490; także w Peaceful Uses of Atomic Energy Vol. 2, str. 402 (1956).
79. Ju. G. Nikolajew, Konferencja Genewska 1955, Referat P/621; także w Peaceful Uses of Atomic Energy Vol. 2, str. 392 (1956).
80. Ju. G. Nikolajew, Rieaktorostrojenije i teorija rieaktorow, str. 91, (1955).
81. Makarow — prywatna informacja, Moskwa 1956.
82. Ju. G. Nikolajew, Konferencja Genewska 1955, Referat P/622; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 399 (1956).
83. Ju. G. Nikolajew — Rieaktorostrojenije i teorija rieaktorow, str. 119, (1955).
84. Engineering, str. 220, 1956.

85. AEI Ltd Research Laboratory: Research Report No. A 572 (1956).
86. A. J. Salmon, D. R. Petrie, K. Firth, J. Munro — prywatna informacja, Aldermaston Court 1956.
87. Sel. Ref. Mat. on Atomic Energy, Vol. 2, str. 153.
88. Jak 18 J. R. Huffman, A. M. Weinberg, str. 49.
89. L. D. P. King, Konferencja Genewska, 1955, Referat P/488; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, str. 372 (1956).
90. Sel. Ref. Mat. on Atomic Energy, Vol. 2, str. 9 (1956).
91. Sel. Ref. Mat. on Atomic Energy, Vol. 2, str. 35 (1956).
92. C. Beck, Nucleonics, 9 (5), 18 (1951).
93. Sel. Ref. Mat. on Atomic Energy, Vol. 2, str. 75 (1956).

Tabela 1. REAKTORY Z MODE

Lp.	Dane ogólne			Dane techniczne			
	Nazwa*	Miejsco- wość	Data uru- chomienia i likwid.	Wsad U-235 kg	Wzbo- gacenie %	Modera- tor i reflektor t	Chłodze- nie: chłó- dziwo, wydatek m ³ /min
I. Reaktory niejednorodne a/na paliwo naturalne							
1	CP-1	Chicago	2·12·1942- -1·3·1943	280	nat. 0,71	grafit 350	—
2	CP-2	Argonne	1·3·1943- -1954	318	„	430	—
3	I. radziecki		przed 1947	320	„	~575	—
4	GLEEP	Harwell	15·8·1947	217	„	460	powietrze 140
5	X-10 (ORNL)	Oak Ridge	4·11·1943	384	„	565	pow. 3350
6	RBI	Mol-Donk	1956				pow.
7	BEPO	Harwell	5·7·1948	260	„	775	pow. 5000
8		(NRF)					
9	BNL	Brookhaven	22·8·1950	390	„	640	pow. 8400
b) na paliwo wzbogacone z chłodzeniem gazowym							
10	BNL'	Brookhaven	1956—57	50	90%	640	pow.
c) na paliwo wzbogacone z chłodzeniem wodnym							
11	RFT	Moskwa	4·1952	7,4	15%	grafit ~23 woda	woda 4,2 (12 atn)
12	I. elektrow- nia jądr.	pod Moskwą	9·5·1954	27,5	5%	grafit ~58 woda	woda 5,0 (100 atn)
II. Reaktory jednorodne (Rozwiązania konstrukcyjne bliżej nie znane)							

* Objaśnienie nazw reaktorów: CP = Chicago Pile, GLEEP = Graphite Low Energy Experimental Pile; X-10 (ORNL) = reaktor X-10 w Oak Ridge National Laboratory; BEPO = British Experimental Pile Operation; BNL = Brookhaven National Laboratory; RFT = Reaktor dla Fizycznych i Technicznych badań.

R A T O R E M G R A F I T O W Y M [17, 18]

Objętość rdzenia m ³	Gęstość materiału rozszczep. g/cm ³	Dane eksploatacyjne				Koszt** mil. zł	Źródła literaturowe
		Strumień Φ_{max} n/cm/sek	Moc cieplna P MW	Strumień właściwy Φ_{max}/P	Gęstość mocy kW/kg U-235		
165	0,0017	$4 \cdot 10^8$	0,0001	$0,04 \cdot 10^{12}$	0,0004	125	[19]
155	0,0020	10^8	0,002	$0,05 \cdot 10^{12}$	0,0063	154	[20], [21]
110	0,0029						[22]
135	0,0016	$3,7 \cdot 10^{10}$	0,1	$0,37 \cdot 10^{12}$	0,46		[23], [26]
166	0,0023	$1,1 \cdot 10^{12}$	3,5	$0,31 \cdot 10^{12}$	9,13	280	[25], [26]
		10^{12}	3,5				
178	0,0015	$2 \cdot 10^{12}$	6	$0,33 \cdot 10^{12}$	23,1	250	[24], [27] [28], [29]
			10				
215	0,0018	$4 \cdot 10^{12}$	28	$0,14 \cdot 10^{12}$	72,0	1000	[30], [31]
215	0,00023	$3 \cdot 10^{13}$	20	$1,5 \cdot 10^{12}$	400		[38]
0,8	0,0092	$8 \cdot 10^{13}$	10	$8 \cdot 10^{12}$	1360		[32], [33]
3	0,0092	$5 \cdot 10^{13}$	30	$1,7 \cdot 10^{12}$	1100		[36], [37]

** Koszt inwestycyjny obejmuje także koszt pierwszego wsadu paliwowego (1 tona elementów paliwowych z uranu naturalnego = 2 mil. zł). Przyjęto równoważnik: 1 dol = 35 zł; 1 £ (bryt) = 100 zł; 1 F (franc) = 0,10 zł, 1 rb = 5 zł.

Tabela 2. REAKTORY Z MODE

L.p.	Dane ogólne			Dane techniczne			
	Nazwa*	Miejscowość	Data uruchomienia i likwidacji	Wsad U-235 kg	Wzbogacenie %	Moderator i reflektor** t D ₂ O	Chłodzenie: chłodziwo, wydatek m ³ /min
I. Reaktory niejednorodne							
a) na paliwo naturalne							
1	ZEEP	Chalk River	5·9·1945	42	nat.	max. 10	—
2	aquilon	Saclay	1956		0,71		—
3	ZOE 1	Fort Chatillon	15·12·1948- 23·5·1953	22,5	„	5,3	powietrze
4	ZOE 2	„	23·5·1953	13,4	„	4,5	D ₂ O
5	CP-3	Argonne	15·5·1944- 1950	19,2	„	5,9	„ 0,7
6	SLEEP	Sztokholm	13·7·1954	20,6	„	6,0	„ 1,0
7	JEEP	Kjeller	30·7·1951	16,4	„	7,0	„ 0,24
8	radz. 1 D ₂ O	Moskwa	·4·1949 1956	16,19	„	4,4	„ 0,33
9	BNL-medical	Brookhaven					
10	MIT	Cambridge (USA)	1958				
11	P-2	Saclay	27.10.1952	20,6	„	7,0	CO ₂ (10 atm)
12		Würenlingen (Szwajc.)	1957		„	9,0	
13	CISE	Mediolan					
14	ARR	Sidney	1957				
15		Studsveck (Szwecja)	1959				
16	NRX	Chalk River	22·7·1947	67,5	„	16,5	H ₂ O 16
17	NRU	„	1957	64	„	max 39	D ₂ O 100
na paliwo słabo wzbogacone							
18	radz. 2 D ₂ O	Moskwa	1957	5	2,0		
19	EL 3	Saclay	1957	7,5	1,4	4,0	D ₂ O
b) na paliwo silnie wzbogacone							
20	DIMPLE	Harwell	26·7·1954			max. 13,5	D ₂ O
21	CP-3'	Argonne	22·7·1950 — — 1954	3,8	90	5,9	D ₂ O
22	CP-5	Argonne	10·2·1954	2,1	90	5,5	D ₂ O
23	DIDO	Harwell	21·11·1956	2,5	90	ok. 12	D ₂ O
24 — — 25	PLUTO DEMETER	Harwell Dounreay	1957		90		D ₂ O
II. Reaktory jednorodnie (nie występują w zakresie reaktorów doświadczalnych)							

* Objaśnienie nazw reaktorów: ZEEP = Zero Energy Experimental Pile; ZOE = Zero energie, Oxide d'urane, Eau lourde; CP = Chicago Pile; SLEEP = Swedish Low Energy Experimental Pile; JEEP = Joint Establishment Experimental Pile; ARR = Australian Research Reactor; NRX = National Research Experiment; NRU — National Research Universal; EL = Eau Lourde; DIMPLE = Deu-

RATOREM CIĘŻKOWODNYM [17, 18]

Objętość rdzenia m ³	Gęstość materiału rozszczepial. g/cm ³	Dane eksploatacyjne				Koszt mil. zł***	Źródła literaturowe
		Strumień Φ_{max} n/cm ² /sek	Moc cieplna MW	Strumień właściwy Φ_{max}/P	Gęstość mocy kW/kg-U-235		

		10 ⁸	0,00001			7 (bez D ₂ O i paliwa)	[41,42,43]
			0,000001				[44]
~ 4,8	0,0047	3·10 ¹⁰	0,01	3·10 ¹²	0,45		[45,46,47]
3,85	0,0034	10 ¹²	0,15	7·10 ¹²	11,2		[45,46]
~ 5,3	0,0036	10 ¹²	0,3	3,3·10 ¹²	15,7	70	[48]
5,5	0,0037	9·10 ¹¹	0,3	3·10 ¹²	14,6		[46,49]
6,2	0,00265	10 ¹²	0,35	3·10 ¹²	21,2	85	46,50,51
4,0	0,0040— 0,0047	2·10 ¹²	0,5÷0,6	4·10 ¹²	~ 30		[52,53]
			1,0				
5,9	0,0035	10 ¹³	2,5	4·10 ¹²	122	100	[45,54,55,61]
		2,5·10 ¹³	10	2,5·10 ¹²			[56]
		10 ¹³	10	~ 10 ¹²			
			10				
			10				
15,0	0,0045	6,8·10 ¹³	40	1,7·10 ¹²	600	350	[41,43,57,58]
12,0	0,0053	3·10 ¹⁴	200	1,5·10 ¹²	3150	1000	[41,43]

		2·10 ¹³	3	6,7·10 ¹²	600		[59]
3,0	0,0025	10 ¹⁴	15	6,7·10 ¹²	2000	500 (?)	[45,60,61]

		3·10 ⁶	0,0003			5 (bez D ₂ O i paliwa)	[24,62]
		4·10 ¹²	0,3	1,3·10 ¹³	79		[48]
0,2	0,0105	8·10 ¹³	5	1,6·10 ¹³	2400	105	[63,64,65,65]
0,35	6,0072	10 ¹⁴	10	10 ¹³	4000	250	[67,68,69,70]
		10 ¹⁴	10	10 ¹³			[71,72]

terium Moderated Pile, Low Energy; DIDO = D₂O czyli D, D, O; DEMETER = DEuterium-moderated MatERials Testing Reactor

** Uwzględniono jedynie ciężką wodę.

*** zob. odnośnik ** w punkcie 4.8.

Tabela 3. REAKTORY Z MODE

Lp.	Dane ogólne			Dane techniczne			
	Nazwa*	Miejscowość	Data uruchomienia i likwidacji	Wsad U-235 kg	Wzbogacenie %	Moderator i reflektor	Chłodzenie: chłodziwo, wydatek m ³ /min
I. Reaktory niejednorodne							
1	Aquarium	Genewa	.8.1956	3,6	20	H ₂ O+H ₂ O	H ₂ O
2	radz. wystawa at.	Moskwa	1956	3,0	10	" "	"
3	NTR	Schenectady	1951	2,7	90	H ₂ O+C olej	"
4	BSF	Oak Ridge	17.12.1950	~3,5	90	H ₂ O+H ₂ O (BeO)	"
5	LIDO	Harwell	1956—7		>90	H ₂ O+H ₂ O	"
6—19	PSUF***	Pennsylvania	1956	3,5	90	" + "	"
20	radz. Gaz. Zawod	Moskwa		3,5	10	" + "	" 15
21—26	radz. iv	Kraje Dem. Ludowej	1957	4,5	10	" + "	" 15
27—29	LITR v	Oak Ridge	.1.1950	3,4	>90	" + Be	4,6
30—31	MERLIN vi	Aldermaston Court	1957	4,5	20	" + H ₂ O (C,Be)	" 7,3
32—33	ORRvii	Oak Ridge	~	4,0	>90	" + H ₂ O	45
34	MTR	Idaho	31.3.1952	4,0	>90	" + Be C	" 75
II. Reaktory jednorodne							
35	LOPO	Los Alamos	.5.1944- .12.1944	0,58	14,7	H ₂ O+BeO	—
36	WBNS	Downey	.4.1952	0,65	90	H ₂ O+C	—
37	LRL(L-3)	Livermore	5.11.1953	0,695	90	H ₂ O+C	H ₂ O
38	HYPO	Los Alamos	.12.1944- -1949	0,87	14,5	H ₂ O+BeO C	0,003
39	NCRR	Raleigh	5.9.1953	0,85	90	" + C	0,0038
40	SUPO I	Los Alamos	.3.1951	0,87	88,7	" + C	0,011
41	SUPO II	Los Alamos					
42—43	NAA medical reac. viii				90	"	"
44	TTR	Los Alamos					

* Objasnienie nazw reaktorów: NTR = Nuclear Test Reactor, BSF = Bulk Shielding Facility, PSUF = Pennsylvania State University Facility, LITR = Low Intensity Testing Reactor, MERLIN = Medium Energy Research Light-water moderated Industrial Nuclear reactor, ORR = Oak Ridge Research reactor, MTR = Materials Testing Reactor; LOPO = Low Power water boiler, WBNS = Water Boiler Nuclear Source, LRL = Livermore Research Laboratory reactor, HYPO = High Power water boiler, NCRR = North Carolina Research Reactor, SUPO = Super Power water boiler, TTR = Test Tube Reactor; NAA = North American Aviation.

** zob. odnośnik ** w punkcie 4.8.

Objętość rdzenia m ³	Gęstość materiału rozszczepialnego g/cm ³	Dane eksploatacyjne				Koszt** mil. zł	Źródła literaturowe
		Strumień Φ_{max} n/cm ² /sek	Moc cieplna P MW	Strumień właściwy Φ_{max}/P	Gęstość mocy kW/kg U-235		
0,10	0,036	2 · 10 ¹¹	0,01	20 · 10 ¹²	2,8	6,3	[73]
			0,01		3,3		[74]
0,04	0,067	9 · 10 ¹¹	0,03	30 · 10 ¹²	11		[75]
0,10	0,035	2 · 10 ¹²	0,1	20 · 10 ¹²	28,	17	[76], [77]
		10 ¹²	0,1	10 · 10 ¹²		25	[34], [68]
0,10	0,035	2 · 10 ¹⁸	1	20 · 10 ¹²	287	18	[78]
0,063	0,056	ok.2,8 · 10 ¹³	2	14 · 10 ¹²	570		[79], [80], [81]
0,130	0,035	2 · 10 ¹³	2	10 · 10 ¹²	440	25	[82], [83]
0,086	0,040	4 · 10 ¹³	3	13 · 10 ¹²	885	42	[26], [78]
0,287	0,017	4 · 10 ¹³	5	12,5 · 10 ¹²	1100	16	[84], [85], [86]
0,10	0,040	2 · 10 ¹⁴	20	10 · 10 ¹²	5000	123	[78]
0,10	0,040	4 · 10 ¹⁴	30	13 · 10 ¹²	7500	600	[78] [87] [88]
0,015	0,039	~ 3 · 10 ⁷	10 ⁻⁶	30 · 10 ¹²			[88], [89]
0,015	0,044	4 · 10 ⁷	10 ⁻⁶	40 · 10 ¹²			[88], [89], [90]
0,015	0,047	2 · 10 ¹⁰	0,000,	40 · 10 ¹²	0,7		[88], [89], [91]
0,015	0,059	3 · 10 ¹¹	0,006	50 · 10 ¹²	6,9	17,5	[88], [89]
0,015	0,057	5 · 10 ¹¹	0,010	50 · 10 ¹²	11,8	21	[88], [89], [92]
0,0127	0,069	1,7 · 10 ¹²	0,045	38 · 10 ¹²	52	17,5	[88], [89]
			0,050				[88], [89]
0,015	0,053	1,7 · 10 ¹²	0,050	34 · 10 ¹²	62,5	17,5	[88], [89], [93]
		> 10 ¹³					[88]

*** także w University of Michigan, Naval Research Laboratory, Watertown Arsenal, Wright Air Force Base, Batelle Memorial Institute, American Machine and Foundry, Washington State College, Vanderbilt University, Brookhaven Medical Center, Bendix Aviation Corp., jeden dla Brazylii, dwa dla NRF.

iv Instytuty Badań Jądrowych Polski, Czechosłowacji, Węgier, NRD, Rumunii, Bułgarii.

v Radiation Laboratory w University of California, Los Alamos Scientific Laboratory.

vi także dla NRF.

vii Westinghous Atomic Power Division.

viii także w Armour Research Foundation.

Zofia Ryll

Instytut Badań Jądrowych PAN

Rozpraszanie sprężyste elektronów wysokiej energii na jądrach

1. Wstęp

Już w r. 1934 Guth [1] zwrócił uwagę na to, że przy bombardowaniu jąder elektronami o wysokich energiach rozkłady kątowe elektronów rozproszonych sprężysto wykazywać powinny odstępstwa od rozproszeń, jakie dawałyby jądra punktowe. Odstępstwa te można by w zasadzie przypisać, przynajmniej częściowo, nieobowiązywaniu prawa Coulomba na małych odległościach (rzędu 10^{-12} cm — 10^{-13} cm), ale w analizie teoretycznej doświadczeń rozproszeniowych przyjmuje się na ogół prawo Coulomba za obowiązujące dla każdej odległości, a odstępstwa od praw rządzących rozproszaniem na jądrze punktowym przypisuje się skończonym wymiarom jądra i wiąże się je z rozkładem ładunku i ewentualnie momentu magnetycznego wewnątrz jądra. Rozkład ładunku w skończonej objętości jądra przejawia się doświadczalnie w rozmaity sposób, na przykład: w przesunięciach izotopowych w liniowych widmach optycznych, w subtelnej strukturze widm rentgenowskich, w postaci charakterystycznych widm rentgenowskich atomów mezonowych, w różnicach energii coulombowskiej jąder zwierciadlanych itp. Każde z tych zjawisk daje pewne wiadomości o charakterze rozkładu ładunku w jądrze. Na czoło tych metod wysuwa się jednak badanie rozproszeń sprężystych elektronów.

Jądra atomowe są w zasadzie przezroczyste dla elektronów (różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie jest rzędu 10^{-29} cm²/srd). Wzajemne oddziaływanie elektronów z jądrami ogranicza się do długozasięgnych sił coulombowskich. Wpływ efektów niecoulombowskich jest minimalny. Dlatego też rozpraszanie elektronów stanowi bardzo cenną, bo bezpośrednią i niezaciemnioną konkurencyjnymi oddziaływaniami metodę badania zarówno rozkładu ładunków, jak i rozkładu prądów w jądrze. Trzeba tu od razu zaznaczyć, że udział obu tych czynników: sta-

tycznego i dynamicznego w rozproszeniu elektronów pozostaje w stosunku $(\mu/z)^2$, tak że tzw. rozproszenie na momencie magnetycznym stanowi ważny wkład w przypadku rozproszenia na protonach, natomiast dla pierwiastków pośrednich i ciężkich jest do pominięcia.

2. Rozproszenie na ładunku punktowym

U podstaw teorii sprężystego rozproszenia cząstek naładowanych leży słynny wzór Rutherforda:

$$\sigma_R(\Theta) = \frac{z^2 Z^2 e^4}{E^2} \frac{1}{2 \sin^4 \frac{\Theta}{2}}. \quad (2.1)$$

Wzór ten podaje zależność różniczkowego przekroju czynnego na rozproszenie cząstek o ładunku ze , traktowanych jako naboje punktowe, biegnących z energią kinetyczną E na nieruchomych ładunkach punktowych Ze . Θ jest kątem rozproszenia w układzie polarnym związanym z centrum rozpraszającym.

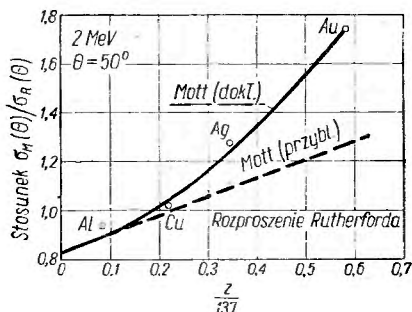
Wzór Rutherforda jest nierelatywistyczny, nie bierze także pod uwagę spinów.

Rozproszenia cząstek Diraca, jakimi są elektrony, na jądrze punktowym rozważał Mott biorąc pod uwagę efekty relatywistyczne [3, 4] i stosując przybliżenie Borna. Spin centrum rozpraszającego i jego moment magnetyczny przyjmował za równy zeru. Wyrażenie Motta na przekrój czynny w takim rozproszeniu ma postać szeregu nieskończonego.

Dla warunku $\frac{Z}{137} \ll 1$ stosuje się przybliżenie Motta polegające na urwaniu szeregu po paru pierwszych wyrazach. Wyrażenie na różniczkowy przekrój czynny ma wówczas postać:

$$\sigma_M(\Theta) = \left(\frac{Ze^2}{2m_0c^2} \right)^2 \frac{1-\beta}{\beta^4} \frac{1}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2} \right). \quad (2.2)$$

Na rys. 1, 2a i 2b podano stosunek różniczkowego przekroju czynnego według Rutherforda i Motta dla różnych jąder. Jak widać



Rys. 1. Rozproszenie na różnych jądrach elektronów o energii 2 MeV pod kątem $\Theta = 50^\circ$. Linia ciągła obrazuje wyniki z dokładnego wzoru Motta, a przerywana — z przybliżonego. Punkty doświadczalne pochodzą z prac [5, 6, 7]

Obserwowany rozkład kątowy różni się od przewidywanego teoretycznie przy założeniu punktowości jądra tym, oczywiście, wyraźniej, im większa jest energia elektronów, a co zatem idzie, im mniejsza ich zredukowana długość fali de Broglie'a $\lambda = \frac{h}{mv}$. Gdy λ jest mniejsze niż wymiary liniowe jądra, to możliwe staje się nie tylko wyznaczenie obszaru, jaki zajmuje w przestrzeni jądro, ale także poznanie rozkładu przestrzennego jego ładunku, i to tym dokładniej, im większymi energiami elektronów dysponujemy.

4. Program badań w Stanford

Taki właśnie program badań postawiła sobie grupa fizyków w Uniwersytecie w Stanford (Kalifornia) pracujących pod kierunkiem Roberta Hofstadtera.

Od pierwszej notatki, która ukazała się w *Physical Review* w połowie r. 1953, gdzie Hofstadter wraz ze współpracownikami zawiadamiają o swoim programie badań rozkładu ładunku w jądrach i donoszą o pewnych wstępnych wynikach, co roku ukazują się coraz ciekawsze prace doświadczalne [12-24], które pozwalają śledzić, jak sięganie do coraz wyższych energii, posługiwanie się coraz dokładniejszymi metodami detekcyjnymi oraz coraz wnikliwszymi metodami teoretycznej analizy wyników doświadczalnych doprowadza do coraz lepszego poznania rozkładu ładunków w jądrach, a wreszcie pozwoliło wyznaczyć, co prawda niezupełnie jeszcze jednoznacznie, rozkład ładunku i momentu magnetycznego w protonie.

Podstawą niniejszego artykułu są prawie wyłącznie prace doświadczalne grupy w Stanford.

Strona doświadczalna zagadnienia sprowadza się do wyznaczania rozkładów kątowych elektronów o różnych energiach rozpraszanych sprężysto.

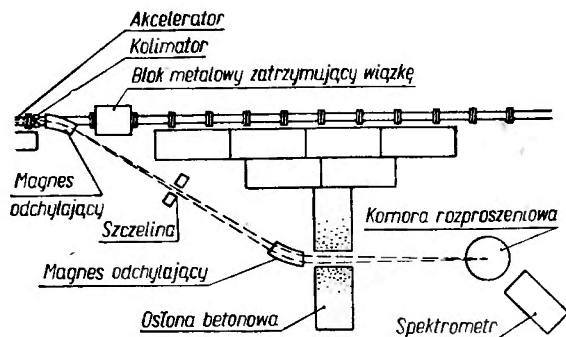
5. Aparatura

Schemat doświadczeń był następujący: elektrony przyśpieszone w liniowym akceleratorze [25, 26] były rozpraszane na badanym pierwiastku; energię elektronów rozproszonych wyznaczano za pomocą spektrometru magnetycznego z defektorem Czerenkowa.

Do dwóch badanych zakresów energii używano dwóch niezależnych układów:

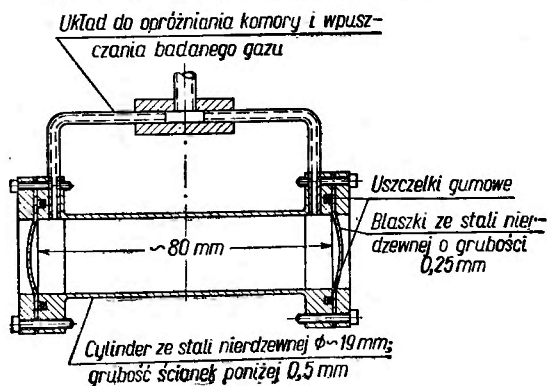
a) pierwszy zbudowany wcześniej służył do badań w zakresie energii do 190 MeV [13, 20, 25] — z powodu swojego ustawienia względem

akceleratora zwany „halfway station”. Wiązkę elektronów „wyciągano” z miejsca leżącego mniej więcej w połowie długości akceleratora, odchyłając ją za pomocą magnesu C (rys. 3), gdzie ulega ona rozszczepieniu. Szczelina S w kolimatorze z uranu lub mosiądzu wycina wiązkę elektronów o odpowiedniej energii E i z żadaną dokładnością $\Delta E \left(\frac{\Delta E}{E} \cong 3\% \right)$



Rys. 3. Ogólny wygląd układu do badania rozproszeń w zakresie energii do 190 MeV (Halfway Station).

Drugi magnes D odchyła wiązkę w kierunku równoległym do jej biegu pierwotnego i ogniskuje w odległości ok. 2,75 m. Celem takiego podwójnego odchylenia wiązki jest oczyszczenie jej z promieniowania hamowa-

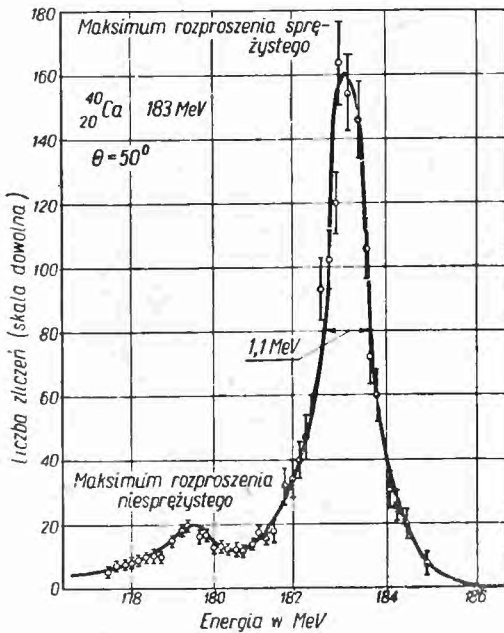


Rys. 4. Typowa komora do badania rozproszenia w tarczach gazowych. Ciśnienie w komorze dochodziło do 150 kG/cm²

nia powstającego w kolimatorze S, w magnecie C i w magnecie D. Po wyjściu z magnesu D wiązka przechodzi przez otwór w grubej osłonie betonowej i trafia do komory rozproszeń R znajdującej się w ognisku magnesu D. Rozmycie wiązki w ognisku wynosi ok. $(1 \times 3) \text{ mm}^2$. Ogniskowanie można obserwować za pomocą specjalnego wziernika, umiesz-

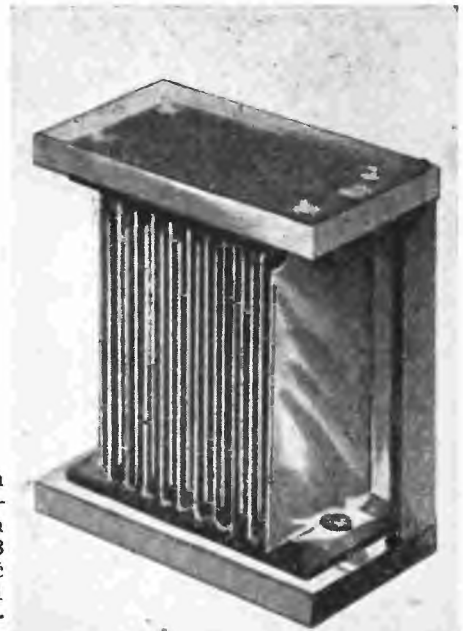
o kształcie ściętego stożka (wysokość ok. 10 cm, średnice: 2,5 cm — wejściowa i ok. 3,8 cm — wyjściowa). Licznik przyklejony jest do fotomnożnika DuMonda 6292.

Rozmycie aparaturowe wyrażające się skończoną szerokością połówkową krzywej: ilość zliczeń na jednostkę czasu (N) w funkcji energii (taka typowa krzywa przedstawiona jest na rys. 7) wynosi dla energii ok. 190 MeV — 0,8 MeV, tzn. 0,4%. Nieraz, w specjalnie dogodnych warunkach doświadczenia uzyskiwano 0,2%.



Rys. 7. Typowa krzywa liczby zliczeń licznika Czerenkowa w funkcji energii elektronów dla wapnia — 40. Energia elektronów padających na rozpraszacz: 183 MeV. Kąt rozproszenia $\theta = 50^\circ$. Szerokość połówkowa krzywej wynosi tutaj ok. 1,1 MeV. (Dla warunków idealnych część krzywej odpowiadająca maksimum dla rozproszenia sprężystego staje się oczywiście nieskończenie wąska, a szerokość połówkowa — 0)

Ze względu na możliwe fluktuacje natężenia wiązki elektronów konieczna jest ciągła jej kontrola. Ilość zliczeń rejestro-



Rys. 8. Wewnętrzna część monitora wysokoenergetycznych elektronów

wanych przez licznik Czerenkowa podzielona przez średnie natężenie wiązki w czasie pomiaru jest miarą wartości przekroju czynnego na rozproszenie pod danym kątem. W opisywanych doświadczeniach używano monitora specjalnie skonstruowanego do pomiarów natężenia strumienia cząstek jonizujących o bardzo wysokiej energii [29]. Monitor (rys. 8), zawiera folie aluminiowe ustawione równolegle. Przechodząca

wiązka wybija z nich wtórne elektrony, które zbierane na jednej z płytek są rejestrowane przez układ całkujący.

Opisane powyżej urządzenia służyły do całej serii badań rozproszonych w zakresie energii do 190 MeV. Dla energii do 550 MeV używano podobną aparaturę, ale ustawioną na końcu akceleratora liniowego.

b) Aparatura służąca do badań w zakresie energii do 550 MeV nazywa się ze względu na swe ustawienie „End station” [26]. Jak widać na rys. 9 zastosowano tu podobny sposób oczyszczania wiązki elektronicznej z promieniowania X. Używano także 180° — spektrometru z podwójnym ogniskowaniem. Pole wynosiło 14 kOe, średni promień krzywizny 90 cm, waga — 30 T. Konieczna tu jest lepsza osłona licznika Czerenkowa (wagi ok. 10 T). Platformę z zamocowanym spektrometrem i licznikiem Czerenkowa z osłoną umieszczoną na podwoziu działa przeciwlotniczego można było ustawiać z dokładnością do $0,05^\circ$.

6. Zjawiska towarzyszące sprężystemu rozpraszaniu elektronów

Zjawiska powstające przy bombardowaniu jąder prędkimi elektronami można z grubsza podzielić na dwie klasy: rozpraszanie sprężyste i rozpraszanie niesprężyste.

Podział teoretyczny nie wymaga omówień, praktycznie jednak sprawa nie przedstawia się tak prosto.

W polu otaczającym jądro elektron traci część energii na emisję fotonów [30, 31]. Emituje on głównie promieniowanie miękkie: niewiele różni się więc pod względem energii od elektronów rozproszonych sprężysto i w granicach obecnej zdolności rozdzielczej aparatury rejestrowany jest jako elektron rozproszony sprężysto. Zjawisko to, którego wielkość zależy od kąta rozproszenia, zmienia nieco przebieg zależności $\sigma(\theta)$ i według przewidywań teoretycznych [31] zmniejsza wartość $\sigma(\theta)$ dla dużych θ , nie zmieniając jednak ogólnego charakteru krzywej. Ze względu na niewielką wartość tej poprawki zwanej radiacyjną i niepewność jej obliczeń teoretycznych pomija się ją przy analizie wyników doświadczalnych.

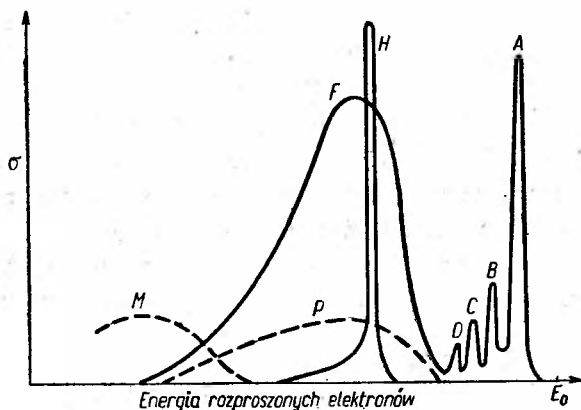
Oprócz poprawki radiacyjnej pewien wkład w rozproszenie sprężyste na ładunku jądra wnoszą jeszcze:

a) rozproszenie na momencie magnetycznym, które jest, jak wspomniano we wstępie, pomijalne dla jąder ciężkich i, oczywiście, jąder o spinie równym zero, a które gra ważną rolę w przypadku jąder lekkich. Dokładniejsze omówienie tego rozproszenia nastąpi przy opisie rozpraszania na protonie;

b) rozproszenie na jądrach wzbudzonych, co jest istotne przy badaniu jąder wykazujących wewnętrzną asymetrię w sensie B o h r a—M o t t e l-sona [32]. Będzie jeszcze o tym mowa przy opisie rozproszeń na hafnie, tantal, wolframie itd.

Dla innych jąder badanych, oprócz wymienionych powyżej, rozproszenia niesprężyste są dobrze odróżnialne od sprężystych.

Na rys. 10 [25] przedstawiony jest udział różnych zjawisk powstających przy rozpraszaniu elektronów i nakładających się na rozproszenie sprężyste. Skala osi rzędnych i odciętych nie jest liniowa. Wykres doty-



Rys. 10. Przekroje czynne w różnych zjawiskach zachodzących przy rozpraszaniu wysokoenergetycznych elektronów na jądrach. Przykładowo wybrano jądro ^{12}C .

czy jądra ^{12}C . E_0 stanowi energię elektronów padających, A — oznacza maksimum powstałe z rozproszenia sprężystego, a B, C, D — z rozproszeń na poziomach wzbudzonych. Z niskoenergetycznej strony maksimum A rozciąga się widmo ciągle pochodzące od elektronów hamowanych w tarczy („ogon” promieniowania hamowania). Krzywa P pochodzi od rozproszenia niespójnego na pojedynczych protonach lub neutronach, a F wynika ze zsumowania takich krzywych. Ostre maksimum H odpowiada rozproszeniu na swobodnych protonach. M pochodzi od elektronów, które uległy rozproszeniu po wytworzeniu mezonów π .*

Z innych procesów niesprężystych wymienić należy:

- a) tzw. elektrodezyntegrację — elektron wyrzuca z jądra proton albo neutron, co obserwowano w przypadku deuteru [14], helu [21] i kilku innych pierwiastków;
- b) rozszczepienie jądra przez elektrony, co niewątpliwie zachodzi dla jąder ciężkich; nie udało się jednak stwierdzić bezpośrednio.

* Energia tworzenia mezonów wynosi ok. 140 MeV.

Elektrony, które utraciły w ten sposób część energii, stanowią jeden ze składników widma ciągłego.

Wybranie spośród tych wszystkich procesów — procesu, o który w doświadczeniach zmierzających do poznania rozkładu ładunku w jądrze chodzi, tzn. rozproszenia sprężystego, nie jest bardzo trudne (pomijając oczywiście te procesy, które praktycznie, w ramach osiągalnej zdolności rozdzielczej, uchodzą za sprężyste). Jedyną drogą do tego wydzielenia jest dokładna analiza energetyczna. Jako narzędzie analizy wybrano w doświadczeniach w Stanford spektrometr z podwójnym ogniskowaniem. Obliczenie energii elektronów rozrzuconych sprężysto pod danym kątem na jądrze o masie M opiera się na skrajnie relatywistycznym przybliżeniu [33]. Kinematyka zderzeń w tym zakresie jest bardzo podobna do kinematyki w zjawisku Comptona: energię elektronu $E = \sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4}$ można z bardzo dobrą dokładnością przybliżyć za pomocą wyrażenia $E = cp$, co jest identyczne z odpowiednim wzorem dla promieniowania elektromagnetycznego.

Wstawiając we wzorze Comptona zamiast masy elektronu podlegającego zderzeniu — masę bombardowanego protonu, otrzymujemy wzór:

$$E_n = \frac{E^2}{Mc^2} \frac{1 - \cos \Theta}{1 + \frac{E}{Mc^2} (1 - \cos \Theta)} \quad (6.1)$$

gdzie

- E_n — energia odrzutu jądra,
- M — masa spoczynkowa jądra,
- Θ — kąt rozproszenia.

Energia elektronu po zderzeniu sprężystym wynosi

$$E' = E - E_n$$

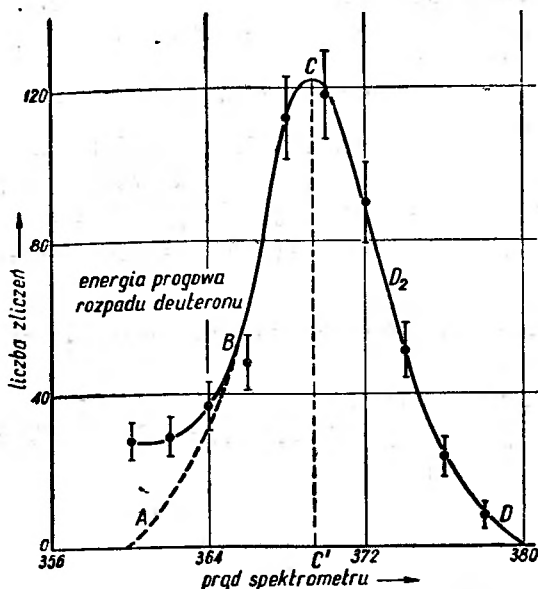
E' obliczone według tego wzoru różni się bardzo niewiele od wartości dokładnej, np. dla $E = 200$ MeV o ok. 0,1%.

7. Opracowanie danych doświadczalnych

Pomiary różniczkowego przekroju czynnego odbywają się w sposób następujący:

Dla ustalonej energii elektronów padających E przeprowadza się szereg pomiarów zmieniając kąt Θ . Dla ustalonego w danym pomiarze kąta rozproszenia tarczę ustawia się tak, by normalna do jej powierzchni dzieliła kąt Θ na połowę. Pozorna grubość tarczy wynosi wtedy $d \cdot \sin \frac{\Theta}{2}$ (d — grubość tarczy). Następnie dobiera się zgrubsza prąd elek-

romagnesu tak, by elektrony o energii E' (energia elektronów rozproszonych sprężysto) leżały w zakresie pomiarowym spektrometru. W trakcie pomiaru zmienia się w tym zakresie za pomocą potencjometru o kilka procent natężenie I prądu magnesu. Przykład krzywej otrzymanej w ten sposób podany jest na rys. 11. Prawa, wysokoenergetyczna część krzy-

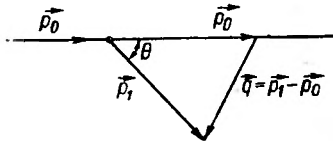


Rys. 11. Dane doświadczalne uzyskane dla sprężystego rozproszenia elektronów o energii 188 MeV na tarczy z gazowego deuteru. $\theta = 60^\circ$. Punkty na lewo od przerywanej linii AB odpowiadają elektronom, które straciły część energii w procesie dezintegracji deuteronu

wej spada do zera, natomiast po lewej niskoenergetycznej stronie maksimum ciągnie się widmo elektronów rozproszonych niesprężysto. Krzywą odpowiadającą rozproszeniu sprężystemu ogranicza się od strony niskoenergetycznej, kreśląc linię AB, której kształt dobiera się tak, by krzywa ACD była symetryczna względem prostej CC' . Podobnie postępuje się z krzywymi dla kątów rozproszenia $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$. Następnie kreśli się wszystkie te krzywe tak, by maksima (odpowiadające energiom elektronów $E'(\theta_1), E'(\theta_2), \dots, E'(\theta_n)$) pokrywały się. Krzywe ACD powinny się wówczas także pokrywać z dokładnością do $\pm 5\%$. Jeśli rozbieżności między odcinkami AB są większe, dobiera się kształt optymalny, który stosuje się następnie do wszystkich krzywych.

Za miarę różniczkowego przekroju czynnego dla danego kąta przyjmuje się powierzchnię pod maksimum krzywej ACD, przy czym koniecz-

nie jest uwzględnienie poprawki związanej ze stałą szerokością szczeliny wejściowej spektrometru. Szczelina we wszystkich pomiarach ma stałą szerokość $\frac{\Delta p}{p}$ (ok. 1,30%; p — pęd elektronów), tzn., że do spektrometru wchodzi zawsze elektrony o rozrzucie pędu $\pm 1,30\%$. Przy mniejszych energiach rozproszenie elektronów odpowiada mniejszemu przedziałowi bezwzględnemu energii niż przy większych.



Rys. 12. W zderzeniu sprężystym, w układzie środka mas $|\vec{p}_1| = |\vec{p}_0|$

Poprawka jest proporcjonalna do $\frac{1}{E}$. Powierzchnie pomnożone przez tę poprawkę narysowane na wspólnym wykresie obrazują przebieg różniczkowego przekroju czynnego w funkcji kąta rozproszenia.

8. Rozproszenie na jądrach niepunktowych - pierwsze przybliżenie Borna

Do rozwiązywania zagadnień rozproszenia dla prędkich cząstek bombardujących stosuje się często I przybliżenie Borna. Warunek stosowalności tego przybliżenia brzmi:

$$\frac{2zZ}{137\beta} \ll \beta \quad (8.1)$$

Elektrony o rozpatrywanych energiach spełniają na ogół ten warunek. W przybliżeniu tym wzór na różniczkowy przekrój czynny niespolaryzowanej wiązki elektronów jest [34]

$$\sigma(\Theta) = \left(\frac{Z e^2}{2 E} \right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\Theta}{2}}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} \left| \int_V e(\vec{r}) e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}} d\tau \right|^2, \quad (8.2)$$

gdzie

$e(\vec{r})$ — gęstość ładunku w funkcji odległości od środka jądra \vec{r}
 $\left| \vec{q} \right| = \frac{2 E}{\hbar c} \sin \frac{\Theta}{2}$; $\hbar \vec{q}$ — zmiana pędu w procesie rozproszenia sprężystego*

V — objętość jądra

$d\tau$ — element objętościowy

E — energia padającego elektronu w układzie laboratoryjnym.

* Rys. 12 wraz z objaśnieniem.

Czynnik $\left(\frac{Ze^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\Theta}{2}}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}}$ jest różniczkowym przekrojem w przybli-

żeniu Motta, gdy we wzorze (2.2) przyjmiemy $\beta \cong 1$ i $\beta^4 \cong 1$; wtedy $\left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}\right) \cong \cos^2 \frac{\Theta}{2}$. Całkowita energia elektronu jest

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \text{stąd} \quad 1 - \beta^2 = \frac{m_0 c^2}{E}$$

Podstawiając te wielkości do wzoru (2.2) otrzymujemy:

$$\sigma_M(\Theta) = \left(\frac{Ze}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\Theta}{2}}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} \quad (8.3)$$

A więc

$$\sigma(\Theta) = \sigma_M(\Theta) \left| \int_V \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d\tau \right|^2 \quad (8.4)$$

Czynnik całkowity zdaje sprawę z efektów interferencyjnych między falami rozproszonymi na różnych protonach jądra. Jak widać ze wzoru (8.4), różniczkowy przekrój czynny na jądrze o wymiarach skończonych $\sigma(\Theta)$ otrzymuje się mnożąc różniczkowy przekrój czynny dla jądra punktowego przez kwadrat wyrażenia:

$$\left| \int_V \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d\tau \right|. \quad (8.5)$$

Czynnik ten jest zupełnie analogiczny do występującego w teorii dyfrakcji elektronów i promieni X [35] czynnika strukturalnego:

$$F(q) = 4\pi \int_0^\infty \rho(r) \frac{\sin qr}{qr} r^2 dr \quad (8.6)$$

Analogia jest bardzo ścisła: wystarczy zastąpić chmurę elektronową atomu — chmurą protonów jądra. Czynnik [8.5] nazywa się także czynnikiem strukturalnym.

Znając funkcję rozkładu ładunku w jądrze $\rho(\vec{r})$ można obliczyć wartość czynnika strukturalnego dla konkretnego modelu jądrowego. Np. dla rozkładu jednorodnego określonego następująco:

$$\begin{aligned} \varrho(\vec{r}) &= \varrho_0 & \text{dla } r < R, \\ \varrho(\vec{r}) &= 0 & \text{dla } r > R, \end{aligned} \quad (8.7)$$

czynnik strukturalny ma postać:

$$F = \frac{4\pi\varrho_0}{q} (\sin qR - qR \cos qR), \quad (8.8)$$

gdzie
$$q = \frac{2E}{\hbar c} \sin \frac{\Theta}{2}.$$

Dla rozkładu ładunku postaci (8.7) przybliżenie Borna daje ostre minima dla kątów spełniających warunek

$$qr_e = 3,5,$$

gdzie r_e oznacza pierwiastek z średniego kwadratu promienia ważony ze względu na ładunek tzn.:

$$r_e = \int_0^\infty r^2 4\pi r^2 \varrho(r) dr = 4\pi \int_0^\infty r^4 \varrho(r) dr, \quad (8.9)$$

gdzie $4\pi \int_0^\infty \varrho r^2 dr$ jest znormalizowane do jedności.

Doświadczalnie nie stwierdzono takiego ostrego przebiegu krzywej. Ślady struktury dyfrakcyjnej wykryto tylko w przypadku złota i ołowiu. Na rys. 13 i 14 widać przebieg krzywej doświadczalnej dla tych jąder, dla energii elektronów 126 MeV i 154 MeV. Strzałkami zaznaczone są miejsca, gdzie według I przybliżenia Borna powinny znajdować się minima dyfrakcyjne. Jak widać, struktura dyfrakcyjna jest tu bardzo zatarta.

Taki przebieg krzywej $\sigma(\Theta)$ sugeruje, że krawędź jądra nie jest ostra, że nie istnieje takie r , dla którego następowałby skok ładunku od wartości $\varrho(r) = \varrho_0$ do $\varrho(r) = 0$. Przejście od pełnej wartości ϱ_0 do zupełnego zaniku ładunku musi odbywać się na pewnej skończonej drodze Δr . Przeprowadzono rachunki dla wielu różnych postaci funkcji $\varrho(r)$. Kilka najczęściej stosowanych rozkładów to:

1) wykładniczy: $\varrho = \varrho_1 e^{-\frac{r}{a}}$

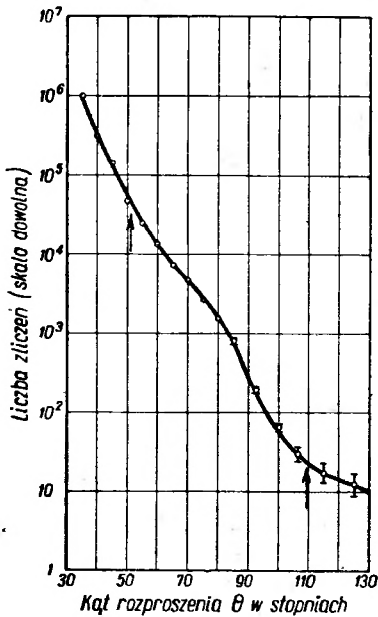
2) gaussowski: $\varrho = \varrho_2 e^{-\frac{1}{2} \frac{r^2}{r_0^2}}$

3) „półgaussowski — półjednorodny”:

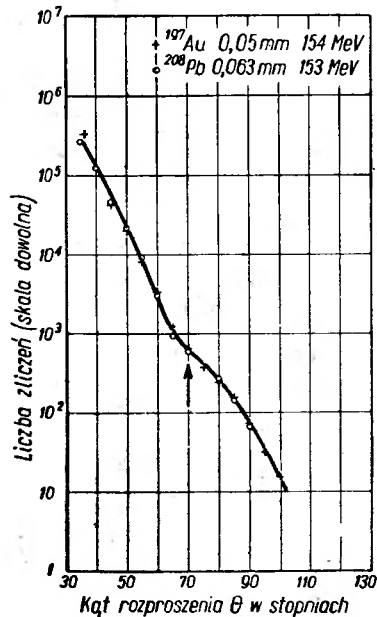
$$\begin{aligned} \varrho &= \varrho_3 & \text{dla } 0 \leq r \leq c \\ \varrho &= \varrho_3 e^{-\frac{1}{2} \frac{(r-c)^2}{a^2}} & \text{dla } r \geq c \end{aligned}$$

4) zmodyfikowany gaussowski:
$$\rho = \rho_4 \frac{1}{\frac{(r-c)^2}{e z^2} + 1}$$

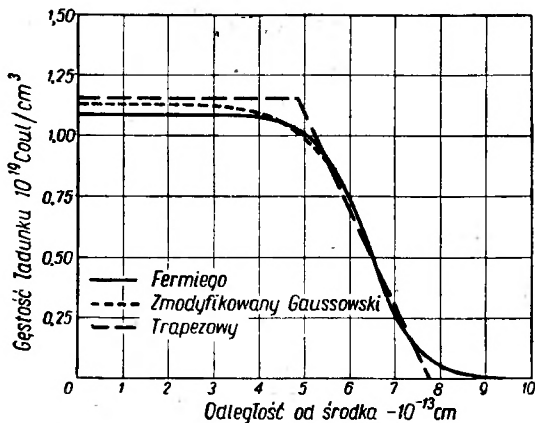
5) Fermiego:
$$\rho = \rho_5 \frac{1}{e \frac{r-c}{z} + 1}$$



Rys. 13. Sprężyste rozproszenie elektronów o energii 126 MeV na ¹⁹⁷Au. (Tarcza z folii o grubości ok. 0,025 mm)

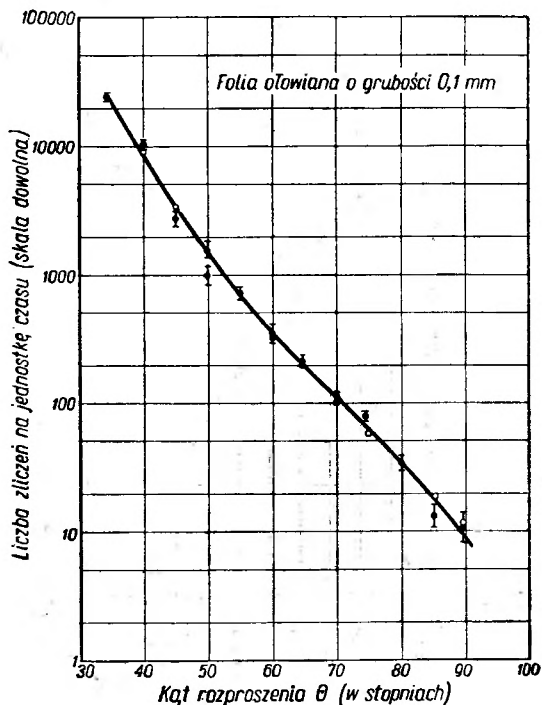


Rys. 14. Rozproszenie sprężyste na ¹⁹⁷Au i ²⁰⁸Pb przy energii odpowiednio: 154 MeV i 153 MeV



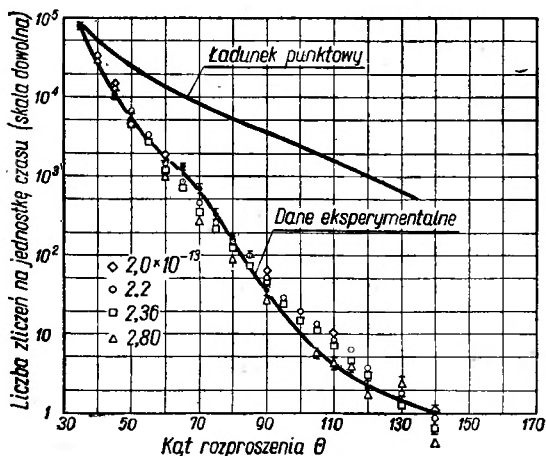
Rys. 15 Trzy rozkłady gęstości w ładunku w jądrze dające dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi dla ¹⁹⁷Au i dla energii elektronów 183 MeV

W cytowanym już uprzednio przypadku złota, najlepszą zgodność z doświadczeniem zdaje się dawać model Fermiego. Kształt funkcji $\rho(r)$ w tym modelu podany jest na rys. 15 wraz z krzywą dla rozkładu zmodyfikowanego gaussowskiego i trapezowego, które prawie równie dobrze zgadzają się z doświadczeniem w zakresie dotychczas stosowanych energii.



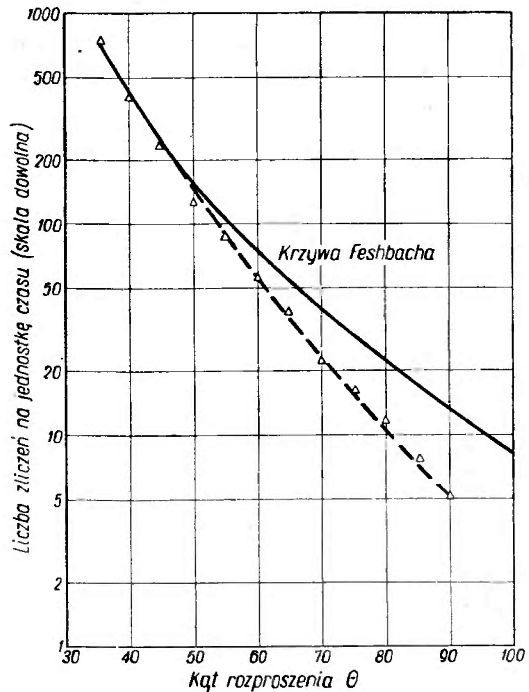
Rys. 16. Rozkład kątowy elektronów rozproszonych sprężyscie na ^{208}Pb . Krzywa ciągła przeprowadzona jest przez punkty doświadczalne; O — punkty znalezione teoretycznie metodą I przybliżenia Borna dla rozkładu wykładniczego $\cdot 10^{-13}$ cm z $r_e = 8,17 \cdot 10^{-13}$ cm i $\alpha = 2,36$.

Rys. 17. Rozkład kątowy elektronów o energii 125 MeV rozproszonych sprężyscie na folii złotej (0,05 mm). Krzywa ciągła przeciągnięta jest przez punkty doświadczalne. Punkty teoretyczne obliczone są metodą I przybliżenia Borna dla różnych wartości parametru α .



W przypadku ołowiu dość dobrą zgodność z doświadczeniem daje rozkład wykładniczy: widać to z rys. 16 i 17. Na pierwszym z nich podano krzywą doświadczalną dla rozproszeń elektronów o energii 125 MeV na cienkiej (0,1 mm) blaszce ołowianej oraz krzywą teoretyczną obliczoną metodą I przybliżenia Borna przy założeniu wykładniczego rozkładu ładunku ($\rho = \rho_1 e^{-\frac{r}{a}}$). Krzywe znormalizowano przyjmując za równe wartości: doświadczalną i teoretyczną różniczkowego przekroju czynnego dla kąta rozproszenia 35° (wybór kąta normalizacji dowolny). Parametr dobrano tak, by rozkład dawał najlepszą zgodność z rozkładem doświadczalnym.

Rys. 17 obrazuje zależność krzywej $\sigma(\theta)$ od doboru parametru a (przykład obliczony dla rozproszenia elektronów 125 MeV na złocie). Na rys. 18 przedstawiono krzywą $\sigma(\theta)$ dla rozproszenia elektronów



Rys. 18. Rozkład kątowy elektronów o energii 125 MeV rozproszonych na płytce berylowej (1,25 mm). Linia przerywana oznacza krzywą doświadczalną, a trójkąty — punkty teoretyczne obliczone na podstawie I przybliżenia Borna dla jądra o skończonych wymiarach i wykładniczym rozkładzie ładunku z $r_e = 2,2 \cdot 10^{-13}$ cm. (Krzywe: teoretyczna i doświadczalna przesunięte, jak i na wszystkich pozostałych rysunkach, tak by otrzymać jednokowe wartości przekrojów czynnych dla $\theta = 35^\circ$)

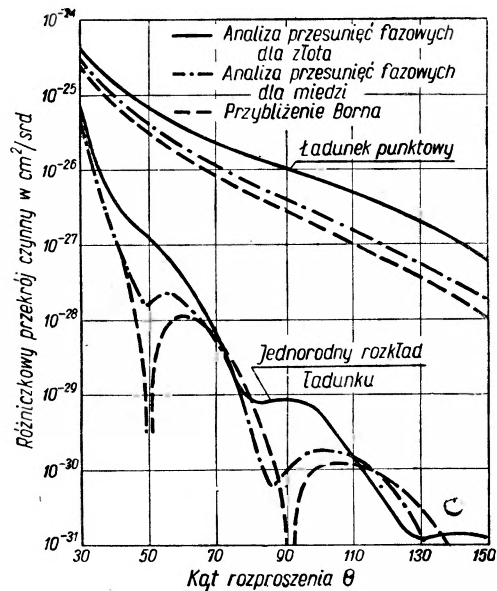
125 MeV na płytce berylowej o grubości ponad 1 mm. Jak widać rozkład wykładniczy z $a = 0,64$ daje tu bardzo dobrą zgodność z krzywą doświadczalną. Pierwiastek ze średniego kwadratu promienia (z uwzględnieniem wagi statystycznej ładunku), który dla rozkładu $\rho = \rho_1 e^{-\frac{r}{a}}$ związany jest równością $r_e = 3,46 a$ wynosi wtedy $2,2 \cdot 10^{-13}$ cm.

9. Analiza przesunięć fazowych

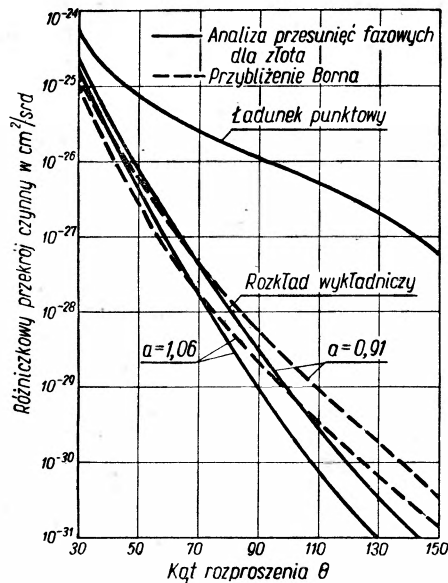
Ponieważ zakres stosowalności I przybliżenia Borna jest ograniczony (daje ono dobre wyniki dla jąder lekkich i dla małych kątów rozproszenia), opracowano inną, dokładną metodę obliczania przekrojów czynnych zwaną metodą przesunięć fazowych [38, 39, 40]. Polega ona na rozwiązaniu równania Diraca dla elektronu w polu potencjalnym statycznego ładunku o kulistej symetrii. Przekrój czynny otrzymuje się przez numeryczne obliczanie przesunięć fazowych, jakich doznaje każda z fal cząstkowych fali płaskiej padającego elektronu na potencjale elektrostatycznym jądra. W pracach teoretycznych [38—43], w których opracowywano wyniki doświadczalne z laboratorium w Stanford, nie brano pod uwagę oddziaływania elektronu z momentem kwadrupolowym jądra, z jego momentem magnetycznym oraz wpływu wzbudzenia jądra. Rachunki numeryczne są tu ogromnie długie i żmudne. Wadą tej metody jest to, że jako metoda numeryczna nie daje ona w sposób jawny zależności między parametrami rozkładu ładunku, a przekrojami czynnymi na rozproszenie. Pod tym względem metoda aproksymacji Borna jest lepsza, bo choć przybliżona daje *explicite* wzory wiążące rozkład ładunku z różniczkowymi przekrojami czynnymi i w sposób mniej lub bardziej odpowiadający rzeczywistości pokazuje zależności między tymi wielkościami. Metoda przesunięć fazowych oddaje natomiast nieocenione usługi tam, gdzie żadne metody przybliżone ze względu na duże rozbieżności z doświadczeniem nie potrafią wyróżnić modelu rozkładu gęstości ładunku w jądrze. Jeszcze jedną wadą przybliżenia Borna jest to, że promienie jąder wypadają przy jej stosowaniu na ogół większe, niż to wynika z dokładnej analizy. Pochodzi to prawdopodobnie stąd, że długość fali de Broglie'a padającego elektronu jest wewnątrz pola sił elektrycznych mniejsza, niż w przestrzeni wolnej od pola, czego w przybliżeniu Borna nie bierze się zupełnie pod uwagę.

Na rys. 19, 20 i 21 przedstawiono dla porównania krzywe $\sigma(\theta)$ w funkcji θ , uzyskane dla kilku pierwiastków i kilku energii elektronów przy pomocy I przybliżenia Borna oraz metody przesunięć fazowych. Krzywe dotyczą kolejno rozkładu jednorodnego, wykładniczego i gaussowskiego dla konkretnie obranych parametrów. Z rys. 19 widać, że analiza przesunięć fazowych daje rozkład σ bardzo niewyraźnej strukturze dyfrakcyjnej, co jest zgodne z doświadczeniem; należy zauważyć, że przybliżenie Borna daje lepsze wyniki dla miedzi ($Z=29$) niż dla złota ($Z=79$), czego się należało spodziewać.

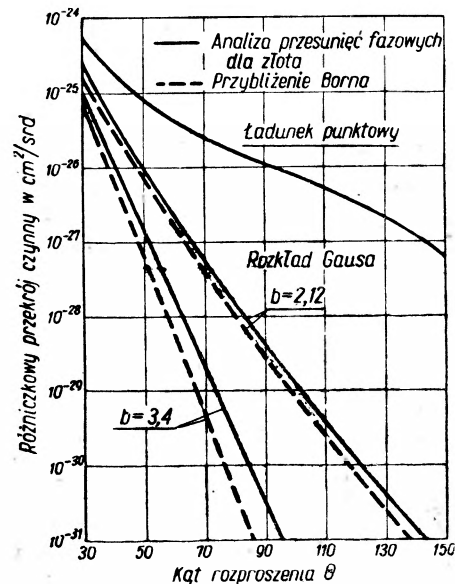
Zwiększenie nachylenia krzywych różniczkowego rozkładu kąтового znalezione go w oparciu o dokładne rachunki dla modelu jednorodnego



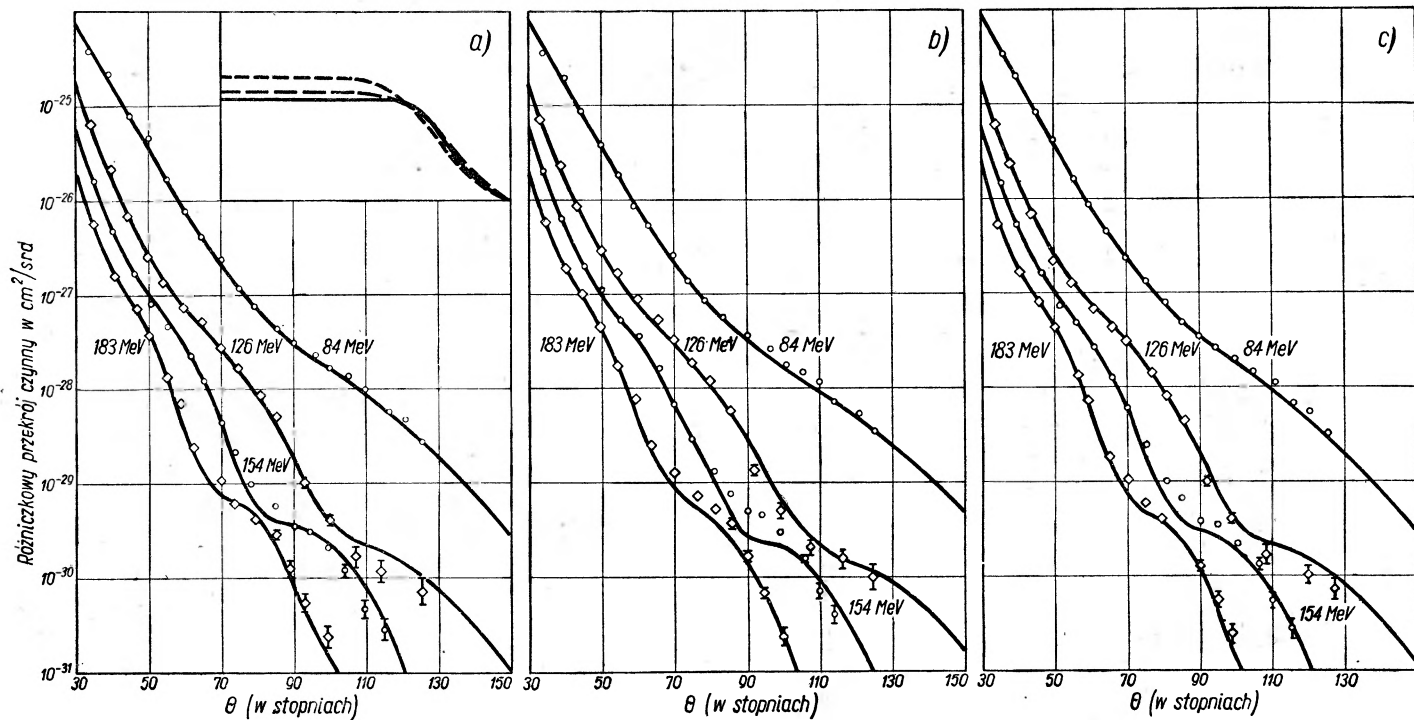
Rys. 19. Różniczkowe przekroje czynne przy energii 150 MeV dla rozproszenia na ładunku punktowym i na kuli z jednorodnym rozkładem ładunku (dla złota i miedzi)



Rys. 20. Różniczkowe przekroje czynne na rozproszenie elektronów o energii 150 MeV na jądrze z wykładniczym rozkładem ładunku; przedstawione wyniki obliczeń dla $a = 0,91$ i $a = 1,06$ (w jednostkach 10^{-13} cm)



Rys. 21. Różniczkowe przekroje czynne na rozproszenie elektronów o energii 150 MeV na jądrze z gaussowskim rozkładem ładunku. Na rysunku podano obliczenia dla wartości parametru $b = 2,12$ i $3,4$ (w jedn. 10^{-13} cm)



Rys. 22. Różniczkowe przekroje czynne na rozproszenie elektronów o różnych energiach na złocie. Kropkami zaznaczono punkty doświadczalne; linie ciągłe uzyskano z obliczeń numerycznych metodą przesunięć fazowych dla rozkładów ładunków przedstawionych w prawym górnym rogu rysunku

Na rys. a) przyjęto $k = 2,20$ $c = 6,63 \cdot 10^{-13}$ cm
 „ b) „ $k = 1,85$ $c = 6,51 \cdot 10^{-13}$ cm
 „ c) „ $k = 1,85$ $c = 6,19 \cdot 10^{-13}$ cm.

i wykładniczego (rys. 20) można wyjaśnić wspomnianym efektem powiększanie się energii kinetycznej elektronu, który znalazł się w przyciągającym polu coulombowskim jądra [38]. Dla rozkładu gaussowskiego (rys. 21) przebieg krzywych jest inny, czego nie można wytłumaczyć na tej samej zasadzie.

Na rys. 19, 20, 21 podano także krzywą $\sigma(\theta)$ dla rozproszenia na jądrze punktowym, co dobrze uwidacznia ogromną rozbieżność między rozkładem kątowym otrzymanym w tym przybliżeniu, a rzeczywistymi (lub bliskimi rzeczywistości) rozkładami; (należy zwrócić uwagę, że rzędne podane są w skali logarytmicznej!).

Dla zobrazowania zgodności wyników metody analizy przesunięć fazowych z wartościami otrzymanymi doświadczalnie podano rys. 22a, na którym przedstawione są krzywe teoretyczne uzyskane przy założeniu rozkładu ładunku postaci:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{1 + e^{k(r-c)}}$$

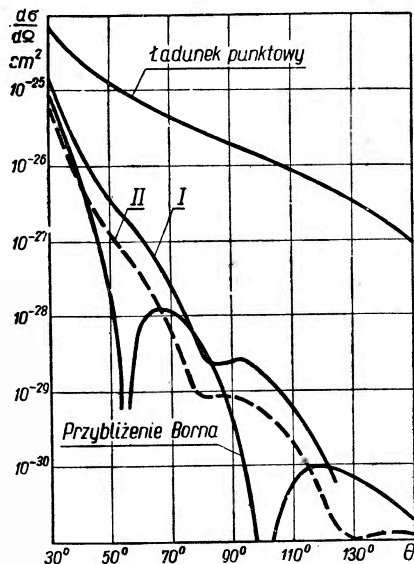
(wykres tej funkcji podany jest w prawym górnym rogu rysunku)

gdzie k i c są odpowiednio równe: 2,20 i $6,63 \cdot 10^{-13}$ cm, energie: 84 MeV, 126 MeV, 154 MeV i 183 MeV przy rozpraszaczu z Au. Punkty doświadczalne bardzo dobrze leżą na krzywych teoretycznych.

Na rys. 22b i 22c przedstawione są te same punkty i analogiczne krzywe teoretyczne obliczone dla innych wartości parametrów k i c .

Jak widać przekrój czynny jest dość czuły na wybór tych parametrów.

Na zakończenie tego paragrafu należy wspomnieć, że robiono próby [42] analitycznego rozwiązania zagadnienia rozproszeń na jądrach pośrednich i ciężkich (tam, gdzie metody Borna, która też jest analityczna, już się nie stosuje). Do znalezienia przesunięć fazowych w formie analitycznej zastosowano metodę W. K. B.* w postaci podanej przez Basseya i Uhlenbecka [44]. Metodę W. K. B. stosuje się dla potencjału wolnozmiennego na odległość rzędu długości fali elektronu padającego.



Rys. 23. Różniczkowy przekrój czynny dla jednorodnego rozkładu ładunku. Krzywą I otrzymano rachując metodą WKB dla $Z = 80$, $kR = 5$; $R = 1,4 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm; krzywą II z analizy przesunięć fazowych dla $Z = 79$, $kR = 5,4$; $R = 1,22 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm

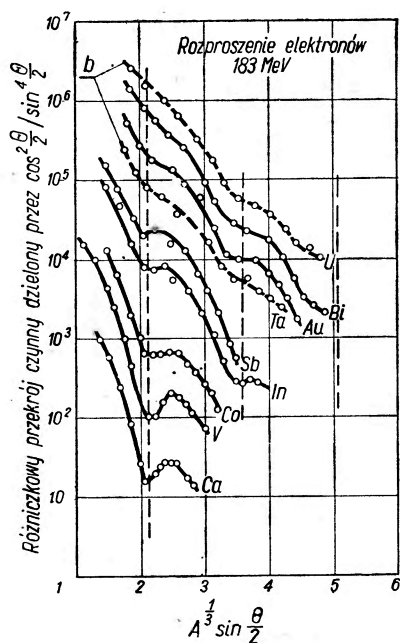
* Przybliżenie stosowane w mechanice kwantowej. Por. np. R. D. Evans, The Atomic Nucleus, 1956 (przyp. red.).

Odpowiada to warunkowi $kR \gg 1$ (R — promień jądra, $k = \lambda^{-1}$ — liczba falowa elektronu). Dla jąder o Z ok. 80 i energii elektronów padających ponad 100 MeV iloczyn kR ma wartość ok. 5 — jest to dolna granica stosowalności przybliżenia W. K. B.

Dla porównania tej metody z dokładną metodą przesunięć fazowych i metodą I przybliżenia Borna podajemy rys. 23, na którym przedstawione są wszystkie trzy krzywe (oraz krzywa rozkładu kąтового dla jądra punktowego) obliczone dla $Z=80$ i $kR=5$.

10. Analiza wyników doświadczalnych

Do chwili obecnej zbadano rozproszenia wysokoenergetycznych elektronów dla następujących pierwiastków: wodór ($E = 100, 116, 188, 200,$



Rys. 24. Krzywe doświadczalne dla kilku jąder. Krzywe przesunięte są dowolnie wzdłuż osi y . Pionowe kreskowane linie wskazują położenie pierwszego, drugiego i trzeciego minimum dyfrakcyjnego. Minima te są tym wyraźniejsze im mniejsze Z ma jądro rozpraszające

czyjną, natomiast Ta i U, a z nienakreślonych na rysunku Hf. W i Th mają tę strukturę zaznaczoną niezmiernie słabo. O własnościach fizycznych

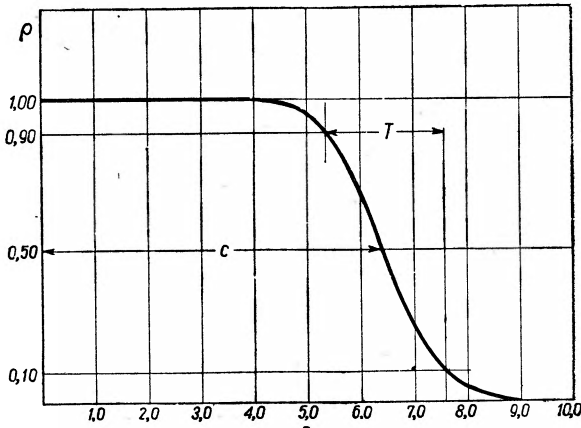
226, 300, 400, 500, 550 MeV), deuter ($E = 188, 192, 400, \text{MeV}$), hel ($E = 188 \text{ MeV}$), beryl ($E = 125 \text{ MeV}$), węgiel ($E = 80, 150, 187 \text{ MeV}$), złoto i ołów ($E = 116, 125, 150, 183 \text{ MeV}$) i cały szereg pierwiastków średnio ciężkich i ciężkich jak: Ca, V, In, Sb, Hf, Ta, W, Bi, Th, U (dla E do 190 MeV). Ze względu na nieco odmienny charakter zjawiska, mianowicie zaznaczający się wpływ efektów magnetycznych, rozproszenie elektronów na protonie i deuteronie omówione będzie osobno.

Na rys. 24 przedstawione są wyniki doświadczalne dla Ca, V, Co, In, Sb, Ta, Au, Bi, U; dla uwydatnienia struktury dyfrakcyjnej odłożono nie, jak zwykle, różniczkowy przekrój czynny, ale podzielony przez iloraz $\cos^2 \frac{\theta}{2} / \sin^4 \frac{\theta}{2}$ — czynnik (dla ustalonej energii) proporcjonalny do $\sigma_M(\theta)$. A więc właściwie na osi rzędnych odłożony jest kwadrat czynnika strukturalnego. Z rysunku widać, że $\sigma(\theta)$ dla pierwiastków Ca, V, Co, In, Sb, Bi wykazują wyraźną strukturę dyfrakcyjną,

leżących u podstaw takiego wyraźnego podziału na dwie grupy będzie mowa w dalszym ciągu.

Najdokładniej zbadanym jądrem grupy pierwszej jest ^{197}Au . [15] Badano na nim rozproszenia sprężyste dla elektronów o energii od 84 MeV do 190 MeV i analizowano wyniki bardzo dokładnie metodą przesunięć fazowych [40, 41]. Robiono rachunki dla kilku rozkładów o łagodnie zanikającej gęstości ładunku na granicy. Rozkład taki jest z dostateczną dokładnością scharakteryzowany przez dwa parametry: odległość c — na której gęstość ładunku spada do połowy swej wartości w obszarze centralnym i przez grubość warstwy powierzchniowej — s . Należy zwrócić uwagę, że jeśli długość fali de Broglie elektronu padającego jest duża w porównaniu z grubością warstwy powierzchniowej, to rozkład gęstości ładunku dla r bliskiego R nie przejawia się doświadczalnie. Przy wyższych energiach elektronów rozkład ten gra, oczywiście, ważną rolę. Znaczenie wymienionych parametrów dla tzw. rozkładu

Fermiego $\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{1 + e^{\frac{r-c}{s}}}$ obrazuje rys. 25.



Rys. 25. Model Fermiego. c — odl. punktu, w którym gęstość ładunku ma wartość: $1/2 \rho_{\max}$ T — grubość warstwy powierzchniowej; w tym modelu odległość, na której $\rho(r)$ zmienia się od 90% do 10% ρ_{\max} . Na osi odczytanych odłożone są jednostki Fermiego: 1 Fermi = 10^{-13} cm

Definicja c brzmi: $c = \frac{1}{\rho(0)} \int_0^{\infty} \rho(r) dr$. Grubość warstwy powierzch-

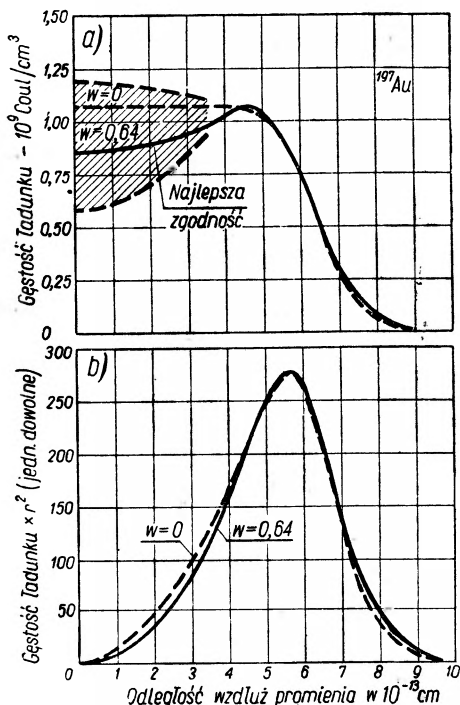
niowej $s = T$ dla modelu Fermiego jest to odległość, na której gęstość ładunku zmienia się od 90% do 10% wartości maksymalnej.

W zakresie dotychczas stosowanych energii (do 190 MeV) modele: Fermiego, zmodyfikowany gaussowski i trapezowy o tych samych parametrach c i s są nierozróżnialne.

Były sugestie, że gęstość ładunku w obszarze centralnym jądra złota nie jest stała, ale ma płytkie minimum. Odpowiada to następującej modyfikacji modelu Fermiego:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + \frac{wr^2}{c^2}}{1 + e^{\frac{r-c}{2}}}$$

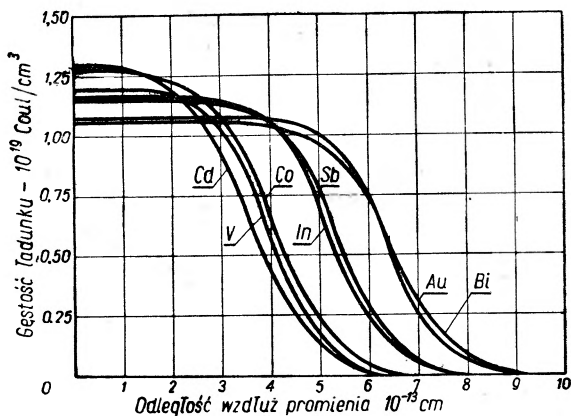
Żeby wybrać wartość w najlepiej zgodną z doświadczeniem, przeprowadzono analizę metodą najmniejszych kwadratów; wybrano $w=0,64$. Z rys. 26b widać, że model Fermiego ($w=0$) tak mało różni się od rozkładu dla $w=0,64$, że wprowadzanie trzeciego parametru rozkładu w świetle obecnych prac eksperymentalnych jest zupełnie zbyteczne — do opisu doświadczeń wystarczają w stosowanym zakresie energii modele dwuparametrowe.



Rys. 26. Krzywe $\rho(r)$ (a) i $\rho(r) \cdot r^2$ (b) w funkcji r dla zmodyfikowanego modelu Fermiego. Obszar zakreskowany na rys. 26a oznacza zakres niepewności wyznaczenia funkcji $\rho(r)$

Do grupy pierwszej, oprócz złota, które jest jednym z najlepiej zbadanych doświadczalnie i najstaranniej opracowanych teoretycznie jąder, wchodzi jeszcze inne pierwiastki, charakteryzujące się dokładnie sfe-

ryczno-symetrycznym rozkładem ładunku. Wyniki teoretycznej analizy, w której w szczególności chodziło o wykrycie zależności parametrów c i s od Z jądra rozpraszającego, przedstawione są na rys. 27. Można



Rys. 27. Model Fermiego dla różnych jąder. Gęstość $\rho_0(r)$ w części centralnej wzrasta z malejącym Z

zauważyć wzrost gęstości ładunku w części centralnej jądra przy malejącym Z . Liczbowe dane zebrano w tabeli 1:

Tabela 1

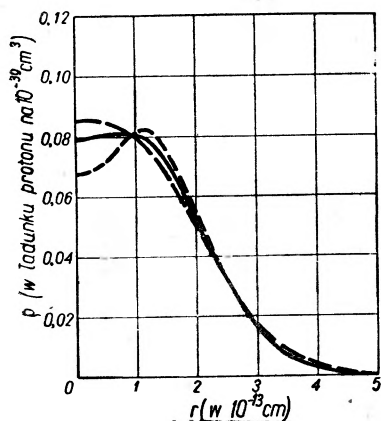
Jądro	I	II	III	IV	V
	c	s	R	$c/A^{1/3} = r_1$	$R/A^{1/3} = r_0$
$^{40}_{20}\text{Ca}$	3,64	2,5	4,54	1,06	1,32
$^{51}_{23}\text{V}$	3,98	2,2	4,63	1,07	1,25
$^{59}_{27}\text{Co}$	4,09	2,5	4,94	1,05	1,27
$^{115}_{49}\text{In}$	5,23	2,3	5,80	1,08	1,19
$^{122}_{51}\text{Sb}$	5,32	2,5	5,97	1,07	1,20
$^{197}_{79}\text{Au}$	6,38	2,32	6,87	1,096	1,180
$^{209}_{83}\text{Bi}$	6,47	2,7	7,13	1,09	1,20

W tabelicy podano wyniki analizy w oparciu o model Fermiego. Wszystkie długości — w jednostkach Fermiego (10^{-13} cm). Dokładność liczb w kolumnie I, III, IV, V wynosi 2% w kolumnie II — 10%.

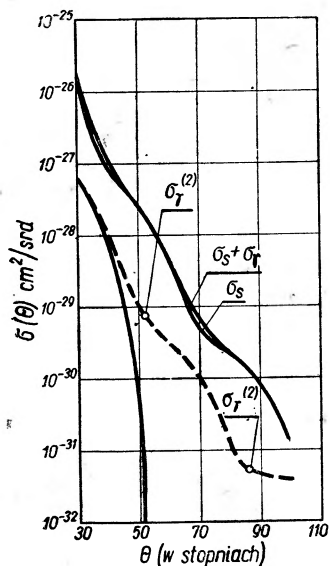
c, s — parametry rozkładu

R — promień rozkładu jednorodnego o takiej samej wartości pierwiastka ze średniego kwadratu promienia r jak w rozkładzie Fermiego.

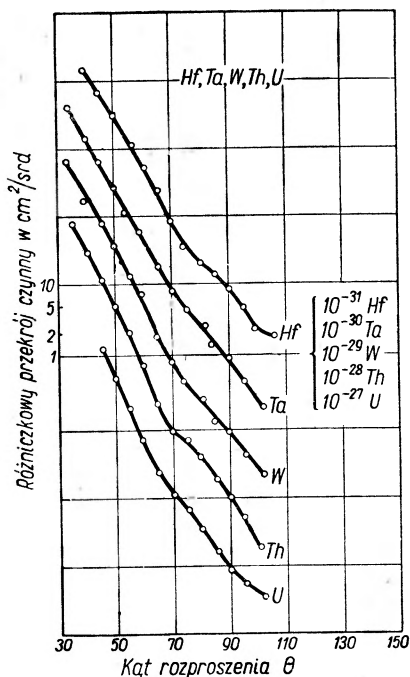
Na podstawie tych danych można stwierdzić kilka interesujących faktów:



Rys. 28. Rozkład ładunku w jądrze $^{12}_6\text{C}$. Pozioma, płaska część krzywej zaniknęła tu zupełnie



Rys. 30. Krzywe teoretyczne obliczone przez Downsa [46] dla jądra tantalum w przybliżeniu Born'a, σ_S — oznacza rozproszenie sprężyste na jądrze odkształconym elipsoidalnie (por. pkt. 1 w tekście); w σ_T uwzględnione są efekty 2 i 3. Z doświadczeniem porównywa się krzywą $\sigma_S + \sigma_T$



Rys. 29. Dane doświadczalne dla jąder o silnych odstępstwach od symetrii kulistej. Struktura dyfrakcyjna zupełnie zatarta

1° Grubość warstwy powierzchniowej s wydaje się nie zależeć od Z . Jej wartość wynosi ok. $2,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

2° Parametr c związany z promieniem jądra zmienia się jak $1,08 \cdot A^{1/3}$, więc dla coraz lżejszych jąder płaska część centralna skupia się coraz bardziej ku środkowi. Dla jąder bardzo lekkich o $Z \ll 6$ ta płaska środkowa część niknie całkowicie (patrz rys. 28).

Zebrałe wyniki dla jąder grupy drugiej podano na rys. 29. Jądra tu wymienione mają, jak stwierdzono metodą wzbudzeń elektrostatycznych, niskoenergetyczne po-

ziomy wzbudzone — posiadają stosunkowo duży moment kwadrupolowy. Wykazują zatem silne odstępstwa od symetrii kulistej, co jest związane z zespołowym ruchem protonów położonych na największej orbicie [32]. Asymetria w rozkładzie ładunku wpływa na rozkłady kątowe w doświadczeniach nad rozproszeniem elektronów w trojaki sposób:

1. Elipsoidalne odkształcenia jądra wyśredniowane po wszystkich orientacjach dają efektywną warstwę powierzchniową grubszą niż dla jądra bez odkształceń,
2. Przy rozpraszaniu sprężystym może zachodzić skokowa zmiana orientacji spinów nukleonów, i
3. Niesprężyste zderzenia, w których elektrony tracą energię na wzbudzenie jądra do niskoenergetycznych stanów wzbudzonych, rejestrowane są w granicach zdolności rozdzielczej aparatury jako rozproszone sprężysto.

Wszystkie te efekty zacierają strukturę dyfrakcyjną. Obliczenia wykonane przy pomocy I przybliżenia Borna [45] potwierdzają to. Wyniki rachunków przedstawiono szkicowo na rys. 30.

11. Rozproszenia elektronów na protonie

Jedną z najciekawszych dotychczasowych prac wykonanych w Stanford jest zbadanie struktury wewnętrznej protonu. W pracach opublikowanych w r. 1955 [17] i na początku 1956 [18] posługiwano się elektromi o energii do 236 MeV z „halfway station”; po ukończeniu „end station” i dużego 30-tonowego spektrometru rozporządzano elektronami o energii do 550 MeV.

Już dla rozproszeń z niższymi energiami elektronów stwierdzono odstępstwa od krzywej Motta (gdzie protony traktuje się jako punktowe), od krzywej dla protonu punktowego ze spinem Diraca, a także krzywej dla protonu punktowego z anomalnym momentem magnetycznym [46]. Niezgodność krzywej doświadczalnej z teoretycznymi (patrz rys. 31), obliczonymi dla protonu punktowego, wynika ze skończonych wymiarów protonu i wymaga wprowadzenia czynników strukturalnych.

Różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie przy założeniu nieskończenie małych wymiarów jądra wyprowadzony przez Rosenblutha [47] na podstawie skalarnej i pseudoskalarnej teorii mezonowej jest następujący:

$$\sigma(\theta) = \sigma_M(\theta) \left\{ 1 + \frac{q^2}{4M^2} \left[2(1 + \mu)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + \mu^2 \right] \right\} \quad (11.1)$$

gdzie

$$\sigma_M(\Theta) = \frac{e^4}{4E^2} \frac{\cos^2 \frac{\Theta}{2}}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} \frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\Theta}{2}}$$

$$q = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\Theta}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\Theta}{2}}}$$

E — energia padającego elektronu

M — masa protonu

μ — anomalny składnik momentu magnetycznego protonu
($\mu=1,79$)

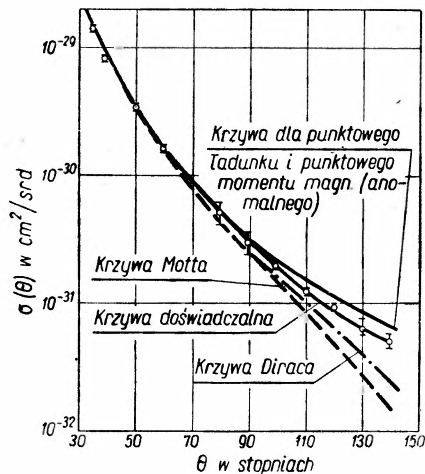
λ — zredukowana długość fali de Broglie'a

(wszystkie wielkości w układzie laboratoryjnym).

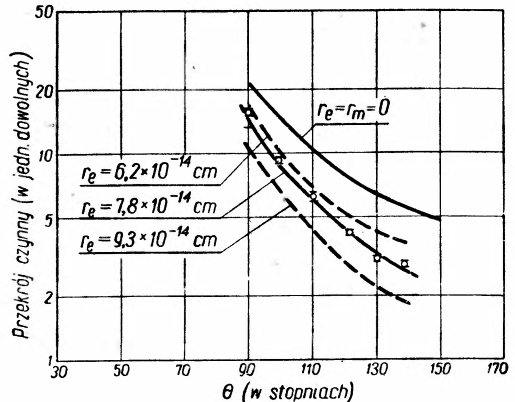
Po wprowadzeniu czynników strukturalnych wzór (11.1) przybiera następującą postać:

$$\sigma(\Theta) = \sigma_M(\Theta) \left\{ F_1^2 + \frac{q^2}{4M^2} \left[2(F_1 + p F_2)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\Theta}{2} + p^2 F_2^2 \right] \right\},$$

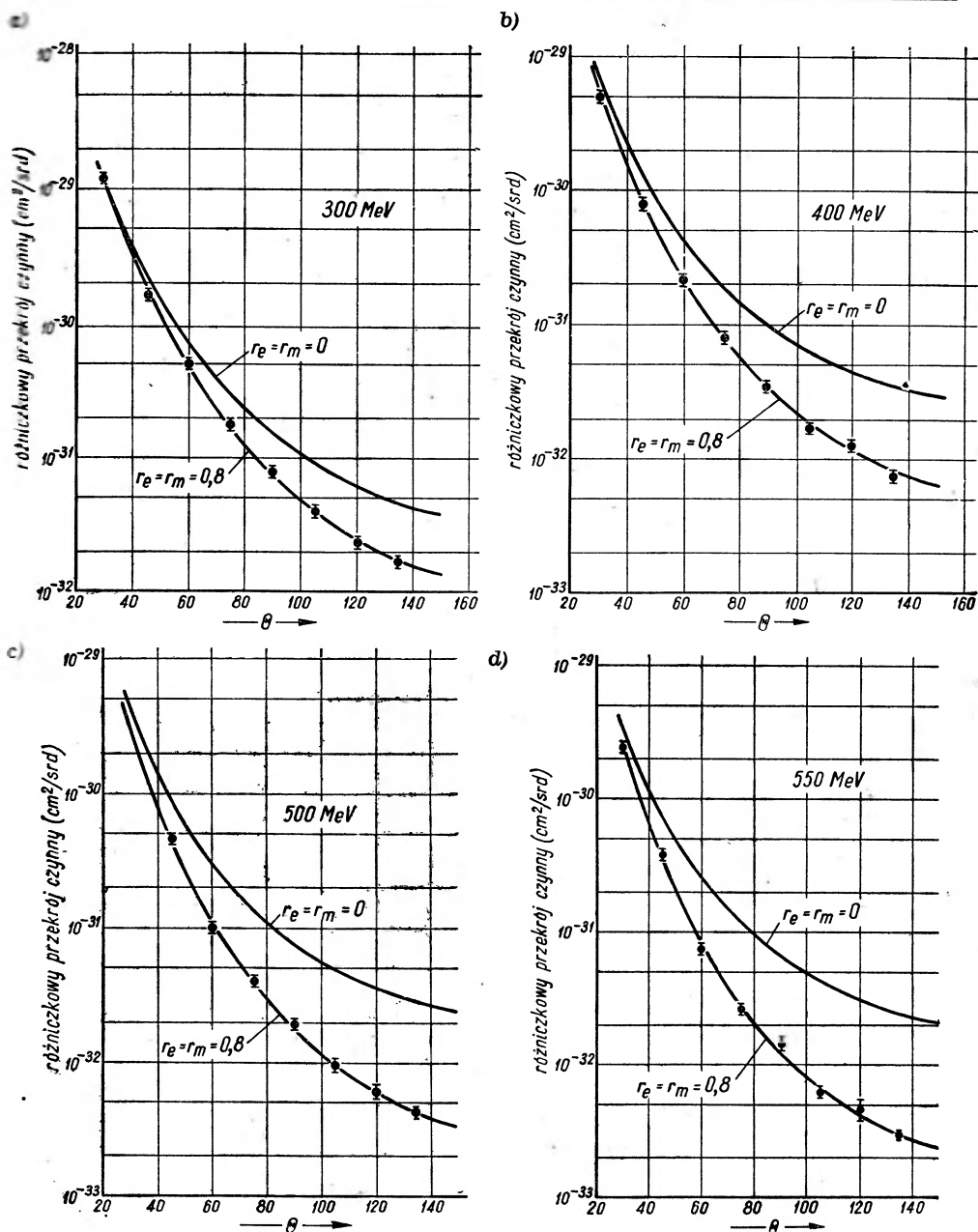
gdzie F_1 jest czynnikiem strukturalnym ładunku (na F_1 ma pewien wpływ „diracowski” moment magnetyczny), a F_2 — czynnikiem strukturalnym związanym z anomalnym momentem magnetycznym. Z analizy teoretycznej wynika, że F_1 uwidacznia się najbardziej dla niskoenergetycznych rozprożeń pod małymi kątami, a F_2 — dla rozprożeń wysokoenergetycznych i dla dużych kątów rozproszenia. W zasadzie więc



Rys. 31. Sprężyste rozproszenie elektronów 188 MeV na protonach



Rys. 32. Na rysunku przedstawiono punkty doświadczalne dla rozproszenia sprężystego elektronów 236 MeV na wodorze. Krzywe obliczone są przy różnych przyjętych wartościach pierwiastka ze średniego kwadratu promienia. Najlepszą zgodność z doświadczeniem daje założenie $r_e = 7,8 \cdot 10^{-14}$ cm



Rys. 33a. Rozkład kątowy dla elektronów o energii 300 MeV rozproszonych sprężysto na wodorze. Punkty są punktami doświadczalnymi, a krzywa, na której leżą, obliczona z równania (10.3) dla wykładniczego rozkładu ładunku z $r_e = r_m = 0,8 \cdot 10^{-13}$ cm (dla tych wartości najlepsza zgodność z doświadczeniem). Przedstawiono także krzywą dla $r_e = r_m = 0$ (jądro punktowe)

- b) to samo dla energii 400 MeV
 c) " " 500 MeV
 d) " " 550 MeV

badając rozproszenia w szerokim zakresie energii i kątów można wyznaczyć wkład F_1 i F_2 w $\sigma(\Theta)$.

Z pierwszej serii doświadczeń, gdzie energia elektronów dosięgała 236 MeV udało się wyznaczyć tylko pierwiastek ze średniego kwadratu promienia protonu przy założeniu $F_1 = F_2$, tzn. jednakowego rozkładu gęstości ładunku i gęstości momentu magnetycznego. Na rys. 32 widać, w jaki sposób dobrano najlepszą wartość pierwiastka ze średniego kwadratu promienia, mianowicie $0,78 \cdot 10^{-13}$ cm. Ponieważ zredukowana długość fal de Broglie'a elektronów o energii 230 MeV wynosi ok. $0,9 \cdot 10^{-13}$ cm, a więc jest większa od promienia obiektu badanego, to z doświadczeń tych nie można było wyciągnąć wniosków co do struktury wewnętrznej protonu. Istotnym krokiem naprzód było powiększenie energii elektronów do 550 MeV, a co zatem idzie zmniejszenie λ do ok. $0,35 \cdot 10^{-13}$ cm, co stanowi połowę promienia protonu. Punkty doświadczalne dla energii kolejno: 300, 400, 500 i 550 MeV przedstawione są na rys. 33a, b, c, d. Krzywe, na których te punkty dość dobrze leżą, są krzywymi teoretycznymi obliczonymi metodą I przybliżenia Borna (która dla protonów i tego zakresu energii zapewnia dokładność kilku dziesiątych procenta) przy założeniu wykładniczego rozkładu zarówno ładunku elektrycznego, jak i momentu magnetycznego, przy czym pierwiastki ze średniego kwadratu promieni (z uwzględnieniem wagi statystycznej ładunku) dla obu rozkładów przyjęto za równe ($r_e = r_m$). Robiono także rachunki dla $r_e \neq r_m$, ale wyniki okazały się gorsze, niż dla założenia przeciwnego.

Oprócz cytowanego już modelu wykładniczego ($\rho = \rho_0 e^{-\frac{r}{a}}$) badano także modele:

$$\text{gaussowski} \quad \text{---} \quad \rho(r) = \rho_1 e^{-r^2}$$

$$\text{yukawowski} \quad \text{---} \quad \rho(r) = \rho_2 \frac{1}{r^2} e^{-r}$$

$$\text{i} \quad \rho(r) = \rho_3 \frac{1}{r} e^{-r}$$

oraz

$$\rho(r) = \rho_4 r e^{-r}$$

$$\rho(r) = \rho_5 r^2 e^{-r}$$

$$\rho(r) = \rho_6 r^2 e^{-r^2}$$

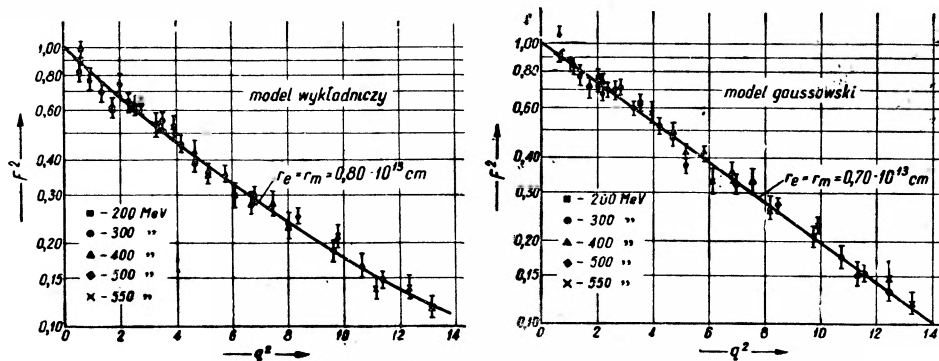
Najlepszą zgodność z doświadczeniem uzyskano dla modelu wykładniczego, gaussowskiego oraz $\rho = \rho_4 r e^{-r}$ i $\rho = \rho_5 r^2 e^{-r}$. Zgodność pierwszych dwóch z doświadczeniem obrazuje rys. 34a i b, gdzie podano przebieg kwadratu czynnika strukturalnego w funkcji kwadratu zmiany pędu podczas zderzenia (q). Najodpowiedniejsze pierwiastki ze średnich kwadratów promieni z wyróżnionych modeli podaje tabela 2:

Tabela 2

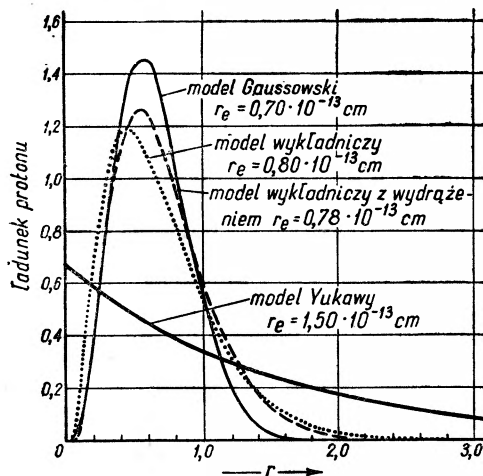
Pozostać funkcji $\rho(r)$	Wartość r_e dająca najlepszą zgodność z doświadczeniem (r_e w jedn. Fermiego — 10^{-13} cm)
e^{-r}	$0,80 \pm 0,05$
e^{-r^2}	$0,72 \pm 0,05$
re^{-r}	$0,78 \pm 0,05$
$r^2e^{-r^2}$	$0,75 \pm 0,05$
	Srednia $0,77 \pm 0,10$

r_e — pierwiastek ze średniego kwadratu promienia z uwzględnieniem wagi statystycznej ładunku.

Średnia wartość r_e wynosi więc $0,77 \cdot 10^{-13}$ cm. Najbliższą tej średniej wartości jest r_e z rozkładu $\rho = \rho_0 r e^{-r}$, który też wydaje się dawać nieco lepszą zgodność z doświadczeniem, niż pozostałe. Rozkłady ładunków dla pierwszych trzech modeli z tablicy 2 przedstawione są na rys. 35.



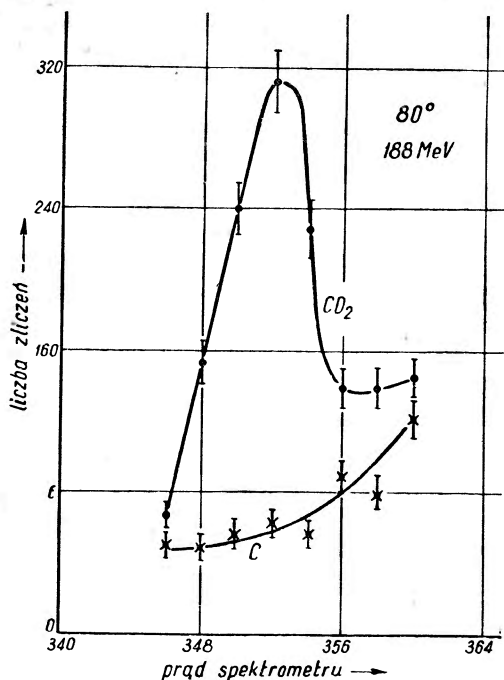
Rys. 34. Porównanie a) modelu wykładniczego z $r_e = r_m = 0,8 \cdot 10^{-13}$ cm i b) modelu gaussowskiego z $r_e = r_m = 0,7 \cdot 10^{-13}$ cm z danymi doświadczalnymi



Rys. 35. Rozkłady ładunku protonu, które dają dobrą zgodność z doświadczeniem. Przy wszystkich kątach i dla wszystkich badanych energii potencjał z wgłębieniem ($\rho(r) \sim re^{-r}$) jest nieco lepszy od innych, natomiast niezgodne z doświadczeniem. Na osi rzędnych odłożona jest wielkość $4\pi r^2\rho$, która jest proporcjonalna do wielkości ładunku na powłoce o promieniu r . r_e oznacza wszędzie najbardziej zgodną z doświadczeniem wartość pierwiastka ze średniego kwadratu (z uwzględnieniem wagi statystycznej ładunku) dla danego modelu $r_m = r_e$

12. Rozpraszanie elektronów na deuteronie

Deuteron jest jądrem niezmiernie interesującym, gdyż jest on najprostszym ze znanych trwałych układów nukleonów. W nim można badać siły jądrowe działające między dwoma nukleonami w separacji od wpływu innych nukleonów. Ze względu na prostotę zagadnień teoretycznych można obliczyć funkcję falową stanu podstawowego jądra deuteronu dla każdego założonego potencjału oddziaływania między nukleonami. Najczęściej używanymi są: a) potencjał w kształcie jamy prostokątnej, b) potencjał Hulthena, c) potencjał z rdzeniem odpychającym. Zakładając kształt potencjału jądrowego można obliczyć funkcję falową, a co za tym idzie wyznaczyć teoretycznie rozkład ładunku jądra; z drugiej strony rozkład ładunków w jądrze wyznaczyć można doświadczalnie z przebiegu przekrojów czynnych. Tak więc badanie rozkładów kątowych w rozproszeniach wysokoenergetycznych elektronów rzucić może pewne światło na własności potencjału neutron —



Rys. 36. Dane uzyskane przy sprężystym rozproszeniu elektronów o energii 188 MeV pod kątem 80° na tarczy z ciekłego CD_2 . Niższa krzywa odpowiada sprężystemu rozproszeniu na tarczy z węgla. (Prąd spektrometru odkładany na osi odciętych odpowiada prędkości elektronów, a więc przy stosowanych tu przyspieszeniach — ich energii)

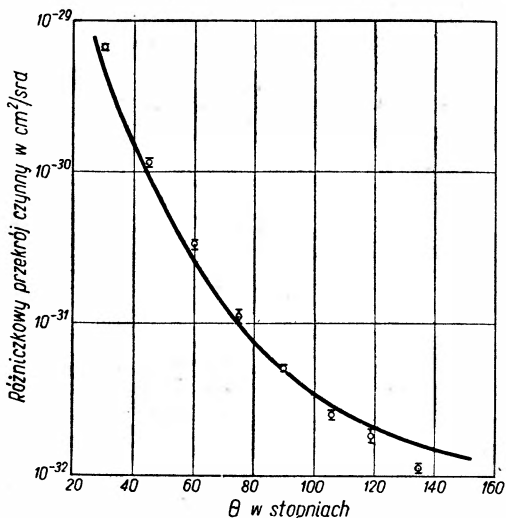
proton.

Efektywny zasięg sił jądrowych jest dość dokładnie wyznaczony z doświadczeń nad rozpraszaniem neutronów na protonach [47], które jednak

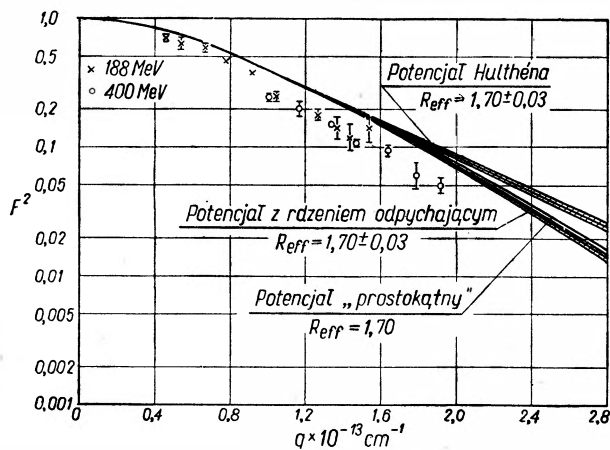
nie dają informacji o kształcie potencjału jądrowego. Doświadczenia nad rozproszeniem elektronów doprowadziły natomiast do bardzo ciekawych wniosków, co do kształtu potencjału sił jądrowych, a nie tylko co do efektywnego ich zasięgu. W dotychczas opublikowanych pracach nad rozproszeniem elektronów na deuterze posługiwano się elektronami o energii 190 MeV i 400 MeV [16, 22]. Przykłady krzywych uzyskanych w tych doświadczeniach przedstawiono na rys. 36 i 37. Odstępstwa od rozproszenia na punktowym centrum rozpraszającym są w przypadku

deuteronu stosunkowo małe. Miarą tych odstępstw jest czynnik strukturalny, który, jak to już mówiono uprzednio, zdaje sprawę z rozkładu

Rys. 37. Rozkład kątowy w rozpraszaniu sprężystym elektronów o energii 400 MeV na deuteronie. Punkty przedstawiają dane doświadczalne; krzywa obliczona jest przy założeniu wykładniczego rozkładu ładunku, przy czym $r_e = 0,8$ i $r_m = 0,4$ jedn. Fermiego



ładunku w jądrze. Na rys. 38 podano zależność kwadratu czynnika strukturalnego w funkcji parametru q dla trzech wymienionych wyżej rozkładów ładunku. Podane krzywe odpowiadają takiemu doborowi para-

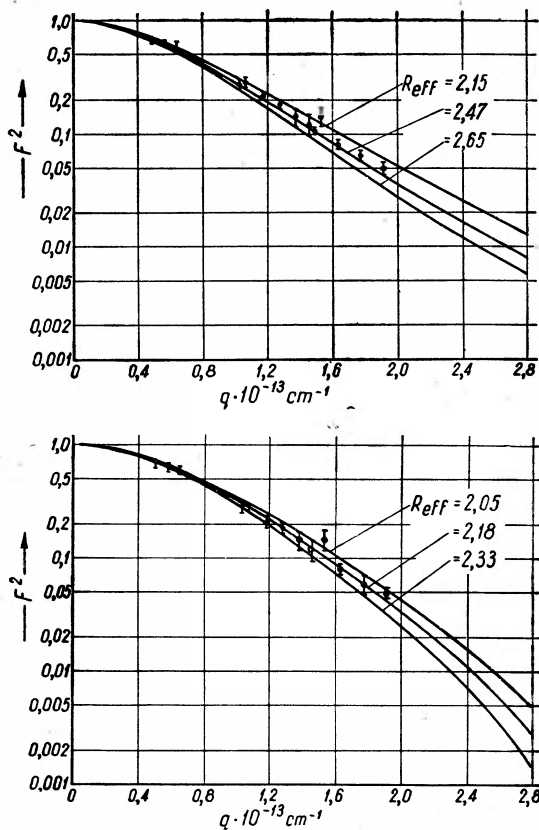


Rys. 38. Zależność czynnika strukturalnego (na rys. w kwadracie) od parametru q . Punkty odpowiadają danym doświadczalnym uzyskanym z rozprożeń sprężystych elektronów 188 MeV i 400 MeV, a krzywe ciągłe są krzywami teoretycznymi obliczonymi dla trzech wymienionych potencjałów oddziaływania między nukleonami i przy założeniu efektywnego zasięgu sił jądrowych takiego, jaki wynika z rozprożeń neutron-proton. Wiadać zupełną niezgodność tych założeń z danymi doświadczalnymi

metru funkcji $\rho(r)$, żeby wynikający z nich efektywny zasięg sił jądrowych wynosił $(1,70 \pm 0,03) \cdot 10^{-13}$ cm, tzn. tyle, ile dają doświadczenia nad rozproszeniem nukleon — nukleon przy zastosowaniu prostej teorii deuteronu [47].

Prosta teoria deuteronu i obliczany na jej podstawie efektywny zasięg sił jądrowych były dotychczas ogólnie zaakceptowane w teorii sił

jądrowych — żadne doświadczenia nie były z nimi sprzeczne. Z rys. 38 widać, że dane doświadczalne z rozproszenia elektronów o energii 180 MeV i 400 MeV — zgodne w granicach błędu doświadczalnego między sobą — wyraźnie odbiegają od krzywych teoretycznych.



Rys. 39. a) Kwadrat czynnika strukturalnego w funkcji parametru q . Punkty są dane przez doświadczenie, a krzywe ciągłe są krzywymi teoretycznymi obliczonymi dla potencjału Hulthéna, dla którego efektywny zasięg sił jądrowych dobrano tak, by uzyskać najlepszą zgodność z doświadczeniem. Z rysunku widać, że ta najlepsza wartość R_{eff} leży w granicach 2,15—2,67 (na rysunku mylnie podano 2,65). Na rys. b) przedstawiono to samo dla potencjału z odpychającym rdzeniem. Najbardziej zgodna z doświadczeniem wartość R_{eff} zawiera się w granicach 2,03—2,33 (na rysunku mylnie podano 2,05)

W pracy [22] dyskutowano następujące możliwości zlikwidowania tej rozbieżności:

1. Uwzględnienie domieszki stanu D w funkcji falowej deuteronu, którą zaniedbano w rachunkach. Wpływ tej domieszki na różniczkowy przekrój czynny nie przekracza jednak kilku procent [48], a uwzględnienie go w obliczeniach pogorszyło jeszcze rozbieżność teorii z doświadczeniem.

2. Przyjęcie wartości efektywnego zasięgu sił jądrowych większych niż przyjmowane dotychczas. Z rys. 39a i b widać, że najlepszymi wartościami efektywnego zasięgu są $2,47 \pm_{-0,32}^{+0,20} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ dla potencjału Hulthéna oraz $2,18 \pm_{-0,15}^{+0,15} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ dla potencjału z rdzeniem odpychającym i dla prostokątnej jamy potencjału.

Wartości te bardzo odbiegają od przyjętej dotychczas: $(1,70 \pm 0,03) \cdot 10^{-13}$ cm; żeby z doświadczeń nad rozproszeniem neutron — proton uzyskać na efektywny zasięg sił jądrowych wartość $2,48 \cdot 10^{-13}$ cm lub $2,18 \cdot 10^{-13}$ cm, trzeba gruntownie zmodyfikować teorię sił jądrowych stosowaną do ich interpretacji.

3. Założenie nieskończenie małych rozmiarów neutronu i skończonych wymiarów protonu; pierwiastek ze średniego kwadratu protonu musiałby mieć wartość: $(0,85 \pm 0,15) \cdot 10^{-13}$ cm dla potencjału Hulthena lub $(0,80 \pm 0,15) \cdot 10^{-13}$ cm dla potencjału z rdzeniem odpychającym lub prostokątnej jamy potencjału, a przy założeniu innych potencjałów wartości znacznie większe. Taki postulat wymaga odrzucenia [49] zasady niezależności sił jądrowych od ładunku elektrycznego.

4. Modyfikacja prawa Coulomba dla małych odległości.

Wybór którejs z tych możliwości czy ewentualnie dodanie innych jest w tej chwili sprawą otwartą.

LITERATURA

1. E. Guth — Wiener Anz. Akad. Wiss. **24**, 299 (1934).
2. B. Hahn, D. G. Ravenhall i R. Hofstadter — Phys. Rev. **101**, 4131 (1956).
3. Mott & H. Massey — The Theory of Atomic Collisions, Oxford, 1949.
4. Mott — Proc. Roy. Soc. **A 124**, 425 (1919), **135**, 429 (1932).
5. R. V. de Graaff i inni — Phys. Rev. **69**, 452 (1946).
6. W. Mc Kinley i H. Feshbach — Phys. Rev. **74**, 1759 (1948).
7. W. Büchner i inni — Phys. Rev. **74**, 1348 (1948).
8. H. Feshbach — Phys. Rev. **88**, 295 (1952).
9. I. Dalitz — Proc. Roy. Soc. **A 206**, 509 (1951).
10. E. Lyman i inni — Phys. Rev. **84**, 626 (1951).
11. R. Pidd i inni — Phys. Rev. **92**, 426 (1953).
12. R. Hofstadter, H. Fechter, J. McIntyre — Phys. Rev. **91**, 422 (1953).
13. R. Hofstadter, H. Fechter, J. McIntyre — Phys. Rev. **92**, 978 (1953).
14. J. McIntyre, B. Hahn, R. Hofstadter — Phys. Rev. **94**, 1082 (1954).
15. R. Hofstadter, B. Hahn, J. Knudsen, J. McIntyre — Phys. Rev. **95**, 512 (1954).
16. J. McIntyre i R. Hofstadter — Phys. Rev. **98**, 158 (1955).
17. R. Hofstadter, R. Mc Alister — Phys. Rev. **98**, 217 (1955).
18. J. Fregeau, R. Hofstadter — Phys. Rev. **99**, 1503 (1955).
19. B. Hahn, D. Ravenhall, R. Hofstadter — Phys. Rev. **101**, 1131 (1956).
20. Mc Allister, R. Hofstadter — Phys. Rev. **102**, 851 (1956).
21. E. Chambers, R. Hofstadter — Phys. Rev. **103**, 1454 (1956).
22. J. McIntyre — Phys. Rev. **103**, 1464 (1956).
23. J. Fregeau — Phys. Rev. **104**, 225 (1956).
24. R. Blankenbecker, R. Hofstadter — Bull. Am. Phys. Soc. Ser. **II**, **1**, 10 (1956).

25. R. Hofstadter — *Revs. Mod. Phys.* **28**, 3, 214 (1956).
26. Chodorow, Ginzon — *Rev. Sci. Instr.* **26**, 134 (1955).
27. W. Panofsky, J. Mc Intyre — *Rev. Sci. Instr.* **26**, 287 (1955).
28. Snyder, Rubin — *Rev. Sci. Instr.* **21**, 852 (1950).
29. K. Siegbahn, N. Svatholm — *Arkiv Mat. Astr. Fys.* **33A**, Nr 21 (1946),
Arkiv Mat. Astr. Fys. **33A** Nr 24 (1946).
30. G. Tautfest i H. Fechter — *Rev. Sci. Instr.* **26**, 229 (1955).
31. J. Schwinger — *Phys. Rev.* **75**, 898 (1952).
32. H. Suura — *Phys. Rev.* **99**, 1020 (1955).
33. A. Bohr, B. T. Mottelson — *Kgl. Danske Vid. Selshab Mat-fys. Medd.*
27, Nr 16 (1953).
34. L. Janossy — *Cosmic Rays*, Oxford, 1948.
35. J. Smith — *Phys. Rev.* **95**, 271 (1954).
36. Z. Pinsker — *Electron Diffraction*, London, 148, 1953.
37. J. Smith — Ph. D. Thesis, Cornell Univ, Feb. 1951.
38. H. Feshbach — *Phys. Rev.* **84**, 1206 (1951), **88**, 295 (1952).
39. D. Yennie, D. Ravenhall, R. Wilson — *Phys. Rev.* **92**, 1325 (1953).
40. D. Yennie, D. Ravenhall, R. Wilson — *Phys. Rev.* **95**, 500 (1954).
41. D. Ravenhall, D. Yennie — *Phys. Rev.* **96**, 239 (1954).
42. G. Brown, R. Elton — *Phil. Mag.* **46**, 164, 373 (1955).
43. E. Baranger — *Phys. Rev.* **93**, 1127 (1954).
44. G. Bremner, S. Brown, R. Elton — *Phil. Mag.* **45**, 524 (1954).
45. R. Good — *Phys. Rev.* **90**, 111 (1953).
46. B. Downs, D. Ravenhall, D. Yennie — *Phys. Rev.* **98**, 277 (1955).
47. M. Rosenbluth — *Phys. Rev.* **79**, 615 (1950).
48. V. Jankus — *Phys. Rev.* **102**, 1586 (1956).
49. J. Blatt, E. Weisskopf — *Theoretical Nuclear Physics*, N. Y. 1952.
50. D. Yennie — *Phys. Rev.* **100**, 1795 (1955).

Maciej Suffczyński

Fizyka we Francji *

Rozwój fizyki we Francji uwarunkowany jest nie tylko sytuacją ekonomiczną i przemysłową tego kraju, ale także wieloletnią tradycją. Wpływ tradycji jest tu wyraźny ze wszystkimi dodatnimi i ujemnymi cechami takiego stanu rzeczy.

Fizyka skoncentrowana jest w przeważającej części w Paryżu. Miasta prowincjonalne posiadają na uniwersytetach wydziały fizyki, nie odgrywają one jednak w życiu naukowym większej roli, poza paroma, ważnymi zresztą, wyjątkami.

W Strasbourgu na uniwersytecie dobrze postawiona jest fizyka metali; prowadzi się tu interesujące badania zwłaszcza nad stopami metali przejściowych, nad paramagnetyzmem (prof. F. Foex, J. Wucher, J. Cohen).

W Rennes kieruje wydziałem fizycznym prof. R. Freyman zajmujący się dielektrykami, w Lyonie dyrektorem instytutu fizyki jest prof. F. Dejardin posiadający m. in. mikroskop elektronowy, interferometr elektronowy, dyfraktograf itp.

Z prowincjonalnych uniwersytetów najpoważniejszym ośrodkiem fizyki jest uniwersytet w Grenoble. Zbudowany tu w 1936 roku Instytut Fouriera uzyskał w roku 1941 jako dyrektora prof. Louis Néela i jemu zawdzięczać należy postawienie pracy naukowej na wysokim poziomie. Prof. Néel jest jednym z najpoważniejszych autorytetów w teorii fenomenologicznej ferromagnetyzmu i antyferromagnetyzmu. Jego liczne prace w tych dziedzinach są powszechnie znane.

Instytut w Grenoble to zakład dobrze wyposażony, w którym prowadzi się interesujące prace, takie jak szczegółowe badania punktu Curie, pomiary efektu Faradaya, paramagnetycznego rezonansu jądrowego Blocha, rezonansu kwadrupolowego (B. Dreyfus, D. Dautreppe, M. Soutif). Sporo tu dużych magnesów i aparatury do wytwarzania

* Wrażenia z pobytu autora we Francji w lecie 1956 r. (przyj. red.).

najniższych, helowych temperatur. Można tutaj otrzymywać do 12 l/godz ciekłego wodoru i 7 l/godz ciekłego helu. Aparatura naukowa produkowana jest w przeważnej części przez przemysł francuski, częściowo importuje się ją wprost z USA.

Grenoble ma otrzymać już wkrótce mały reaktor doświadczalny. Ma tutaj być założony drugi ośrodek badawczy Komisariatu Energii Atomowej.

Prof. Félicy specjalista od maszyn elektrostatycznych zbudował ostatnio w Instytucie Fouriera generator van de Graaffa. Pracuje także w Grenoble znany krystalograf F. Bertaut, autor statystycznej metody interpretacji rozprożeń rentgenowskich.

Jako się rzekło, fizyka skupia się przede wszystkim w Paryżu. Tutaj na uniwersytet Sorbony zapisuje się co roku około 700 studentów — z tej liczby tylko 80 zdaje egzaminy po pierwszym roku w pierwszym terminie i tyleż w drugim terminie, tak, że na drugi rok przechodzi mniej więcej 160 studentów. Studenci francuscy mają do dyspozycji kompletnie wyposażone pracownie. Dobrze zaopatrzeni są w podręczniki. Wprawdzie francuskie podręczniki fizyczne nie odgrywają większej roli, ale dużo jest w bibliotekach podręczników anglosaskich. Do wykładów studenci otrzymują wiernie i starannie sporządzone skrypty, które znakomicie ułatwiają przyswojenie materiału.

Collège de France to następna uczelnia francuska o bardzo pięknej tradycji w dziedzinie fizyki i chemii. Tutaj czynny jest zbudowany przez Fryderyka Joliot pierwszy w Europie cyklotron. W 1956 roku F. Joliot został mianowany profesorem Sorbony.

Ecole Polytechnique posiada laboratorium fizyczne kierowane przez prof. Leprince-Ringuet, znanego specjalistę w dziedzinie promieniowania kosmicznego. Pracuje tu także w dziedzinie klisz jądrowych J. Crussard.

W Ecole des Mines pracuje zdolny teoretyk, znany dzięki swym pracom w teorii metali i stopów — J. Friedel. Pracuje on ostatnio nad ferromagnetyzmem i nad wpływem domieszek na własności elektryczne i mechaniczne metali.

Fizycy kształcą się także w Wyższej Szkole Ministerstwa Wojny tzw. "IX", w której to Szkole swego czasu wykładowcami byli tacy uczeni, jak Cauchy, Arago i inni.

Studentów posiadających licencjat przyjmuje na podstawie egzaminu konkursowego École Normale Supérieure (ENS). Posiada ona naprawdę dobre laboratorium fizyczne, którego kierownikiem jest prof. Yves Rocard. Pracuje tu w optyce i spektroskopii prof. Kastler z gronem swoich uczniów (Brossel). W szeregu prac prof. Kastler bada ob-

myślony przez siebie sposób orientacji atomów w polu magnetycznym pod wpływem promieniowania elektromagnetycznego.

W ENS prowadzi pracownię półprzewodnikową młody prof. Pierre Aigrain, odkrywca zjawiska fotoelektromagnetycznego. Na zasadzie tego zjawiska wyznacza się w bardzo wygodny sposób czas życia nośników prądu w półprzewodnikach.

Badania nad półprzewodnikami postawione są we Francji dobrze. Już obecnie przemysł francuski produkuje pokaźne ilości germanu i krzemu zadowalającej czystości. Firma Péchiney uruchomiła obecnie w Grenoble fabrykę produkującą dziennie ilości germanu rzędu kilograma. Tranzystory produkuje i sprzedaje Compagnie Générale de Télégraphe sans Fil. Ceny grama czystego germanu i krzemu są stosunkowo niskie, wynoszą 200 — 400 franków.

W ENS prowadzone są badania nad warstwami powierzchniowymi na półprzewodnikach i dielektrykach, nad adsorpcją i desorpcją, nad efektem połowym, kanałowym, nad efektami magnetooporowymi, nad foto-przewodnictwem oraz nad wpływem promieniowania jądrowego, neutronowego i elektronowego na własności kryształów półprzewodzących (L. Godefroy, P. Baruch, Garetta i in.).

Sekcją fizyki jądrowej w ENS kieruje prof. Von Halban. ENS posiada czynną od paru lat aparaturę Cockrofta-Waltona na 600 kV przy 1 mA prądu.

W czerwcu 1956 roku sprowadzono tu aparat ciśnieniowy van de Graaffa na 2 MeV, o prądzie maksymalnym 200 mikroamperów, ze źródłem jonowym lub elektronowym, łatwo wymiennym. Firma „Engineering Corporation” z Massachusetts zmontowała ten mały, niezwykle wygodny aparat van de Graaffa w ciągu dwóch tygodni.

Wydaje się, że fizyka doświadczalna we Francji postawiona jest dobrze. Natomiast fizyka teoretyczna zdaje się nie nadążać za potrzebami współczesnymi. Jest tutaj zdrowym objawem uprawianie teorii przez fizyków eksperymentatorów, którzy sami dobrze potrafią interpretować swoje wyniki, ale brakuje fizyki teoretycznej o szerszych horyzontach.

Najważniejszym ośrodkiem fizyki teoretycznej jest Instytut Henri Poincaré. Z matematyków pracuje tu znakomity topolog, prof. Choquet. Fizykę prowadzi Louis de Broglie. Pracują z nim: Vigier, Pétiau, Arnous, Tonnelat, Destouches i wielu młodszych. Uprawia się teorię pola, teorię względności, trochę chemii kwantowej, a także dyskutuje problemy podstawowe, interpretacyjne, filozoficzne.

W Collège de France pracuje znany specjalista w dziedzinie hydrodynamiki i teorii względności prof. A. Lichnérowicz, a także mło-

dy teoretyk Maurice L é v y, który jest autorem pięknych prac na temat mezonowych teorii sił jądrowych.

Teorię jądra, zwłaszcza teorię reakcji jądrowych reprezentują we Francji J. H o r o w i t z, A. M. M e s s i a h i J. Y o c c o z, którzy mieli ładne wyniki w teorii strippingu.

Podniesieniu kwalifikacji teoretycznych młodych fizyków służyć ma założona w 1951 roku Szkoła Letnia Fizyki Teoretycznej w Les Houches. Szkoła ta prowadzona przez Uniwersytet w Grenoble przyjmuje na kurs 15 Francuzów i 15 cudzoziemców. Kurs trwa 8 tygodni i poświęcony jest co roku jednemu z takich zagadnień jak teoria pola, teoria jądra lub teoria ciała stałego. Dyrektorką szkoły jest pani Cecile M o r e t t e D e W i t t, znany fizyk teoretyk, wykładowcami są zapraszani profesorowie francuscy, angielscy i amerykańscy.

Mimo że kontakty z fizykami innych krajów są bardzo częste, a młodzież francuska korzysta ze stypendiów amerykańskich, ogólnie słyszy się we Francji wciąż jeszcze utyskiwanie na brak wysokokwalifikowanej kadry profesorskiej w instytutach fizycznych.

Największe możliwości pracy w wielkiej fizyce nowoczesnej oferuje w tej chwili instytucja pozauniwersytecka — Ośrodek Badań Jądrowych Komisariatu Energii Atomowej. Ośrodek ma główną siedzibę w odległości 20 km od Paryża, w okolicy Saclay, a więc dalej trochę niż Chatillon, przy tej samej zresztą szosie. Usytuowany w szczerym polu, z dala od osiedli ludzkich, zajmuje on kwadrat 2 na 2 km, zabudowany niskimi pawilonami, pomiędzy którymi trwają intensywne prace dalszej rozbudowy.

W chwili obecnej buduje się tutaj fundamenty betonowe pod synchrocyclotron na 2 GeV. Jest to największa inwestycja francuska w dziedzinie nowej fizyki.

Czynny już jest cyclotron na 50 MeV bombardujący wiązką jonów węgla, azotu albo tlenu, a więc cząstkami stosunkowo ciężkimi. Cyclotron ten o wadze elektromagnesu 270 ton + 20 ton uzwojenia umieszczony jest dwa piętra poniżej poziomu ziemi.

Czynny także jest i pracuje znakomicie generator ciśnieniowy van de Graaffa na 5 MeV, dający wiązkę protonów lub deuteronów rzędu 2 mikroamperów. Kolumna jego ma 4 m wysokości, pancierz ciśnieniowy wykonana francuska stocznia okrętowa. Cała aparatura jest skonstruowana z elementów wykonanych przez przemysł francuski, z wyjątkiem samej taśmy. Konstrukctorem aparatury był prof. J. W i n t e r.

Neutronów dostarczają w Saclay dwa reaktory: uranowy o mocy 2,5 MW i strumieniu neutronów rzędu 10^{13} oraz plutonowy (P2) potężniejszej mocy. Przy reaktorach prowadzone są niezmiernie interesujące badania, jak neutronografia, zwłaszcza ferromagnetyków, naświetlanie

kryształów zwłaszcza dielektryków i półprzewodników, badania uszkodzeń i zmian strukturalnych wywołanych napromieniowaniem itd.

Komisariat buduje już obecnie pod Marcoule niedaleko Avignon reaktor mający dostarczać 5 MW oraz inny na 25 MW w dolinie Rodanu. Przewiduje się wykorzystanie tych mocy dla celów energetycznych. Francja poszła więc daleko naprzód od czasu, kiedy w forcie Chatillon uruchomiła mały stos na 100 kW.

Trzeba wziąć pod uwagę, iż Francuzi począwszy od 1950 roku dobywają uran i tor we własnym kraju, a także na Madagaskarze. Szyby uranowe istnieją w Crouzille (Limousin), w Grury (Saône-et-Loire), w Lachauch (Puy-de-Dôme), w Les Herbiers (Vendée) oraz w Vinaninkarena koło d'Antsirabé na Madagaskarze. Zawartość pierwotną rud, która może wynosić 1—5 promille, wzbogaca się na miejscu do paru procent. O rozmiarach produkcji w 1954 r. daje pojęcie liczba 1300 pracowników zatrudnionych w kopalniach, która nie obejmuje niewykwalifikowanych robotników-tubylców.

Samo Centrum w Saclay, choć zaprojektowane z rozmachem, rozbudowuje się szybko przerastając rozmiary, jakie przewidziano pierwotnie. Laboratoria są tu bogato wyposażone w aparaturę wysokiej jakości, ale już obecnie narzeka się na brak miejsca. Badania prowadzone w Saclay nie ograniczają się bynajmniej do fizyki jądrowej. Również fizyka ciała stałego obejmuje tu bardzo obszerną tematykę. Poważnie postawione są przede wszystkim badania nad materiałami magnetycznymi (A. Heripin, P. de Gennes, M. Galula i in.), chemia fizyczna (G. Mayer, M. Tournarie), chemia jądrowa i in.

W Saclay znajduje się całe mnóstwo oddziałów i sekcji usługowych, prace ośrodka pomyślane są naprawdę szeroko i wielostronnie. Istnieją tu oprócz wielkich oddziałów chemii oddziały fizyki metali, rentgenografii, elektroniki, biofizyki, zastosowań botanicznych itd.

Saclay zatrudniało w 1956 roku 1800 ludzi przeróżnych specjalności. Dyrektorem jest Francis Perrin, profesor Collège de France, syn Jana Perrin.

Posiadające duże możliwości finansowe Centrum w Saclay ściąga i skupia obecnie znaczną część fizyków francuskich. Wynagrodzenia są tu z reguły 2,5 razy wyższe niż w placówkach uniwersyteckich, choć jednak nie tak wysokie, jak w przemyśle prywatnym. Wielu młodych ludzi przechodzi do Saclay, mimo, że warunki pracy w tak wielkim ośrodku znacznie oddalonym od miasta są bardzo męczące. Samodzielna i oryginalna praca twórcza jest z konieczności ograniczona trochę obowiązkami usługowymi, które ma każda pracownia. Trzeba jednak powiedzieć, że obowiązki te nie są na ogół duże.

Saclay jest wielkim eksperymentem — wszechstronnym i zakrojonym na szeroką skalę. Istnieje jednak obawa, że tak wielki ośrodek — typu raczej przemysłowego niż akademickiego — nie spełnia wszystkich pokładanych w nim nadziei. Wyniki pracy nie zawsze dają się porównać z olbrzymimi nakładami.

Ogólnie można o fizyce francuskiej zaryzykować twierdzenie, że jest ona mocna przede wszystkim w niektórych dziedzinach doświadczalnych, zwłaszcza w magnetyzmie. Fizyka francuska nie ma może takiego znaczenia, jak fizyka angielska czy holenderska. Jednakże mogłaby i powinna odgrywać coraz większą rolę w życiu tego dużego i bogato przez naturę wyposażonego kraju, jakim jest Francja.

L. Prandtl — **Dynamika przepływów**, PWN, Warszawa 1956, str. 554, cena zł. 46,50.

Są w poszczególnych gałęziach fizyki nazwiska, które określają całe etapy historycznego rozwoju danej gałęzi fizyki. Do nazwisk tego rodzaju należy nazwisko L. Prandtla, wybitnego uczonego niemieckiego, wieloletniego kierownika Instytutu Aerodynamicznego w Getyndze. Trudno dziś znaleźć nowoczesny podręcznik hydrodynamiki, w którym na prace Prandtla nie powoływano by się kilka razy. Szczególnie dużą rolę odegrał L. Prandtl w lotniczych zastosowaniach hydrodynamiki, a więc w teorii skrzydeł o skończonej rozpiętości oraz w teorii warstwy granicznej, jak również w gazodynamice (tzw. reguła Prandtla dotycząca wpływu ściśliwości ośrodka na siłę nośną skrzydła). Jego ogromny wkład w rozwój hydrodynamiki sprawia, że książkę jego pt. „Dynamika przepływów”, wydaną niedawno przez PWN, bierze się do ręki z ogromnym zainteresowaniem. Już pierwsze strony powodują jednak mieszane uczucia. Dowiadujemy się, że książka była przez Prandtla wielokrotnie poprawiana, posiadała 6 wydań, co jest gwarancją wysokiej jakości tego rodzaju publikacji. Niepokoi nas jednak to, iż autor bardzo starannie używał w kolejnych tytułach książki słów określających w pewien sposób zakres książki. „Zarys nauki o ruchu cieczy i gazów”, „Zarys nauki o przepływach”, „Przewodnik po nauce o przepływach” — oto dosłowne tłumaczenia tytułów wydań niemieckich. Natomiast polski, jak zwykle wielki i romantyczny tytuł „Dynamika przepływów” obiecuje zbyt wiele i nowego czytelnika książki, dla którego głównie jest przeznaczona, może wprowadzić w błąd. Książka bowiem jest naprawdę „przewodnikiem po nauce o przepływach” i innych zadaniach na pewno jej Prandtl nie stawiał. Zadanie to realizuje autor z wielką znajomością przedmiotu i erudycją. Daje czytelnikowi wykaz literatury, słusznie uzupełniony przez wydawców polskich literaturą polską oraz cenniejszymi pozycjami z literatury obcej, jakie ukazały się od chwili wydania tłumaczonego dzieła. Starannie odsyła czytelnika do prac specjalnych, podanych w tekście, przy czym „zmuszony” jest powołać się znaczną ilość razy na prace własne. Unika wprowadzenia materiału trudniejszego pod względem matematycznym, poprzestając na omówieniu wyników. Omówienia te są bardzo konkretne (książka jest głównie pomyślana dla techników) i dobrze pozwalają wniknąć w interpretację fizyczną omawianych zagadnień. Nie mniej jednak zakres jej użyteczności jest przez to poważnie ograniczony, a tytuł książki nic o tym nie mówi.

Przejdźmy teraz do omówienia treści książki. Omówienie to przeprowadzimy z określonego punktu widzenia. Na stronie tytułowej zaznaczono, że książka ta jest książką pomocniczą zatwierdzoną decyzją Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego do użytku w szkołach wyższych. Będę wobec tego chciał odpowiedzieć na pytanie, co może ona dać studentom fizyki i geofizyki. Rozdział pierwszy poświęcony jest omówieniu własności cieczy i gazów oraz statyce płynów. Sporo uwagi poświęcono tu definicji cieczy, co w wielu podręcznikach traktowane jest bardzo margine-

sowo. Problem ten i tutaj nie jest jasno sprecyzowany. Spowodowane to jest między innymi chęcią rozwiązania tego zagadnienia w sposób elementarny. Rozdział drugi zatytułowany jest: kinematyka płynów, dynamika płynów idealnych. Autor poprzez bardzo elementarne wyprowadzenie równania ciągłości przechodzi do wyprowadzenia równania Bernoulliego dla ruchu jednoparametrowego, a dopiero potem jako uzupełnienie matematyczne wyprowadza równania Eulera dla cieczy idealnej (nielepkiej) i ich pierwszą całkę dla ruchów ustalonych, tzn. równanie Bernoulliego (dla ruchów trójparametrowych). Następnie przechodzi do klasycznych zagadnień ruchu potencjalnego cieczy, gdzie również dowód twierdzenia Thomsona potraktowany jest jako uzupełnienie matematyczne. Bardzo skromnie omówiono zastosowanie teorii funkcji zmiennej zespolonej w hydrodynamice. Z kolei zajmujemy się przepływami wirowymi, dużą uwagę poświęcając tworzeniu się cyrkulacji na profilu skrzydła. Następnie autor formułuje zasadę ilości ruchu i zasadę momentu ilości ruchu i stosuje je do opływów ustalonych oraz do opływów z pulsacjami prędkości, ilustrując te zastosowania między innymi na maszynach wirnikowych (równanie Eulera dla turbiny, przepływ przez palisadę, itd.). Rozdział kończy się omówieniem ruchu falowego i zagadnieniami przepływu wody w korytach otwartych.

Rozdział trzeci: „Ruch płynów lepkich, burzliwość. Opory. Zastosowania techniczne”. Podejście do cieczy lepkich jest tu typowo „zastosowaniowe”. Jak najprędzej przeskakuje autor przez sprawę r - n Naviera-Stokesa, korzystając do wyprowadzenia związku tensora napięć z tensorem prędkości odkształceń z analogii z ciałami sprężystymi. W zamian za to omawia krótko odstępstwa od tzw. prawa Newtona dla cieczy lepkich i od razu zajmuje się warstwą graniczną (przyścienną) i turbulencją. Turbulencja zwłaszcza opracowana jest starannie i obfitym w mnóstwo odsyłaczy do prac specjalnych, oczywiście przede wszystkim niemieckich. W tym miejscu i w paru innych znajdują się uzupełnienia, dotyczące prac radzieckich i rosyjskich. Po omówieniu hydrodynamicznej teorii smarowania i zagadnień hydraulicznych (przepływy przez rury) zaczyna się najbogatszy dział zastosowań technicznych: hydrodynamiczna teoria oporów cieczy, gdzie przeważają wyniki doświadczeń i teorii. Na 90 stronach podano tu ogromną ilość materiału dotyczącego skrzydeł, śmigieł i śrub powietrznych i wodnych, maszyn hydraulicznych, techniki pomiarowej i badań hydro i aerodynamicznych z mnóstwem rysunków, wykresów i fotografii. Rozdział czwarty poświęcony jest dynamice gazów. Jak i poprzednio, przy minimalnym oparciu się o teorię omówiono ogromną ilość zagadnień technicznych ze znaczną ilością odnośników. Metoda ta stosowana jest konsekwentnie w następnym, ostatnim rozdziale pt. „Specjalne zagadnienia wybrane”, gdzie omówiono wiele ciekawych problemów, jak np. wzajemne oddziaływanie ośrodków o różnym stanie skupienia oraz zagadnienia dynamiczne z fizyki atmosfery, a wreszcie zagadnienia dotyczące wymiany ciepła podczas ruchu płynów.

Reasumując należy powiedzieć, że książka przy oszczędnym opracowaniu teorii omawia ogromną ilość problemów w sposób wyjątkowo obszerny, wielostronny i ciekawy. Należy ją polecać przede wszystkim technikom (lotnictwo, hydraulika) i geofizykom (szereg problemów z fizyki atmosfery). Niestety nie wypełnia ona luki istniejącej na terenie hydrodynamiki teoretycznej w zakresie wykładów fizyki teoretycznej dla studentów fizyki i geofizyki uniwersytetów, co starałem się uwypuklić w przeglądzie treści, zgodnie z postawionym na wstępie pytaniem. Oczywiście nie jest to zarzut ani w stosunku do L. Prandtla, ani w stosunku do wydawnictwa, gdyż taka książka też była nam potrzebna, niemniej uważam, że

powinno być sprecyzowane w oświadczeniu, że książka jest zatwierdzona decyzją Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego jako książka pomocnicza w szkołach wyższych, że chodzi tu głównie o szkoły techniczne. W najmniejszym stopniu nie ograniczyłoby to samodzielności studentów w doborze pomocy naukowych ani samodzielności w ich studiach.

Roman Żelazny

LIST DO REDAKCJI

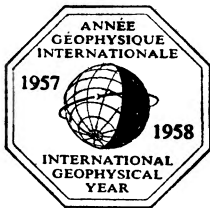
W artykule pt. „O wzbudzeniach elementarnych typu drgań plazmy” (*Postępy Fizyki* 7, 317, 1956), referując dokładniej jeden z wariantów pracy D. Z u b a r i e w a, na str. 327 zwróciłem uwagę na pewną nieścisłość przy wydzieleniu z hamiltonianu członu opisującego oddziaływanie między bozonami. W związku z tym otrzymałem od k.n. D. Z u b a r i e w a list, w którym prosi on o sprostowanie tej uwagi, ponieważ dostrzeżona nieścisłość nie odnosi się do zreferowanego przeze mnie wariantu. Wobec tego, że tak jest w istocie, uprzejmie proszę o zamieszczenie tego listu w *Postęпах Fizyki* jako sprostowania.

Z. Galasiewicz

Konferencja z Fizyki Ciała Stałego w Sopocie

W dniach 5—11 listopada ub. r. odbyła się w Sopocie konferencja poświęcona zagadnieniom Fizyki Ciała Stałego, zorganizowana wspólnie przez Instytut Fizyki PAN i Instytut Fizyki Technicznej Czechosłowackiej Akademii Nauk. W następnym zeszycie „Postępów Fizyki” ukaże się sprawozdanie z konferencji.

Powrót wyprawy geofizycznej z Wietnamu



W grudniu ub. r. powróciła z Wietnamu grupa geofizyków polskich z wyprawy rekonesansowej.

Dokonano wyboru miejsca stacji geofizycznej i poczyniono przygotowania do właściwej wyprawy badawczej, która wkrótce uda się do Wietnamu.

Zakup reaktora

W grudniu ub. r. przebywała w ZSRR delegacja z Instytutu Badań Jądrowych PAN, która przeprowadziła rokowania w sprawie ustalenia ceny reaktora.

W wyniku pertraktacji ustalono cenę na 5 milionów rubli.

Współpraca w zakresie badań jądrowych z Jugosławią

W dniach 23.XII.1956 — 5.I.1957 przebywała w Jugosławii delegacja z pełnomocnikiem rządu do spraw wykorzystania energii jądrowej min. W. Billigiem na czele. Delegacja

zainicjowała współpracę z Jugosławią w dziedzinie pokojowego wykorzystania energii jądrowej.

Kształcenie kadr naukowych w zakresie badań jądrowych w kraju

W grudniu ub. r. wyszło rozporządzenie prezesa Rady Ministrów w sprawie kształcenia kadr w zakresie specjalności związanych z wykorzystaniem energii jądrowej.

Zarządzenie przewiduje m. in.:

uruchomienie przez Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego w szkołach wyższych specjalizacji w zakresie: fizyki jądrowej, elektroniki impulsowej oraz automatyki procesów jądrowych; uruchomienie w roku bieżącym kursów dla absolwentów szkół wyższych odpowiednich kierunków, dokwalifikujących ich w zakresie stosowania izotopów promieniotwórczych.

Poza tym zarządzenie zastrzega odpowiednie kredyty na zakup niezbędnej aparatury i wyposażenia oraz na inwestycje.

Instytut Badań Jądrowych przystąpił już do przeszkalania pracowników naukowych z różnych instytutów naukowo-badawczych w dziedzinie zastosowania izotopów w biochemii, organizując siedmiotygodniowy kurs, na który uczęszczało 35 osób.

Kształcenie kadr Instytutu Badań Jądrowych PAN w zakresie badań jądrowych w ZSRR

Wielu pracowników Instytutu Badań Jądrowych PAN przebywało w r. ub. na praktykach w ZSRR. W chwili obecnej jest na praktykach w zakresie fizyki i techniki reaktorowej dziewięciu pracowników. W naj-

bliższym czasie wyjedzie szesnastu pracowników na trzy-czteromiesięczne praktyki w następujących dziedzinach:

- dozymetrii (promieniowania jądrowego,
- elektroniki i automatyki jądrowej,
- technologii materiałów reaktorowych,

Ponadto jedenastu pracowników naukowych i technicznych weźmie udział w dwumiesięcznych kursach zastosowania izotopów w dziedzinach: medycynie, biologii, agrobiologii, chemii i radiochemii, defektoskopii, technice, dozymetrii.

Nominacja zastępcy pełnomocnika rządu do spraw wykorzystania energii jądrowej

W listopadzie ub. r. prezes Rady Ministrów mianował doc. K. Majewskiego zastępcą pełnomocnika rządu do spraw wykorzystania energii jądrowej oraz członkiem Państwowej Rady do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej.

Prezydium Polskiej Akademii Nauk mianowało doc. K. Majewskiego wiceprzewodniczącym Komitetu do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej PAN.

Dziesięć ośrodków leczenia izotopami w kraju

Ministerstwo Zdrowia podjęło organizację dziesięciu ośrodków leczenia za pomocą izotopów promieniotwórczych. Ośrodki te mieścić się będą w następujących instytucjach: Doskonalenia i Specjalizacji Kadr Lekarskich w Warszawie (dwa), Medycyny Pracy w Łodzi, Onkologii w Warszawie, Hematologii w Warszawie, a także w Akademii Medycznej w Poznaniu i w Krakowie. Wreszcie w Warszawie przy ul. Oczuki wybudowany ma być ośrodek izotopowy, na którego czele

stanie wybitny radiolog, prof. W. Zawadowski.

Wizyta prof. Z. Koby w Polsce

W grudniu ub. r. był w Polsce z tygodniową wizytą teoretyk japoński prof. Ziro Koba z uniwersytetu w Kyoto. Prof. Koba wygłosił referaty na temat antynukleonów i teorii zderzeń wysokich energii.

Wybór prezydenta Akademii Nauk w ZSRR

W dniu 13 października ub. r. zebrało się zgromadzenie ogólne Akademii Nauk ZSRR. Na porządku dziennym był wybór prezydenta Akademii. Główny Sekretarz Naukowy Akademii Nauk, prof. A. Topczijew, scharakteryzował dotychczasową działalność prof. A. Niesmiejanowa jako prezydenta Akademii i wysunął ponownie jego kandydaturę, którą następnie szereg mówców poparło. Upřednio na zebraniach wydziałów również kandydaturę tę poparto z tym, że na zebraniu Wydziału Matematyczno-Fizycznego zaproponowano przełożenie wyborów na okres późniejszy. W sprawie tej zabrał głos prof. Tamm wskazując na szereg braków w pracy Akademii, przejawów biurokratyzmu i marnotrawstwa oraz na formalny charakter zebrań. Przełożenie wyborów dałoby czas na usunięcie tych braków. Prof. P. Aleksandrow i inni mówcy wyrazili opinię, że zagadnienia wysunięte przez prof. Tamma powinny być osobno rozważone i to w czasie możliwie krótkim. Większością głosów postanowiono nie odkładać wyborów. Równocześnie postanowiono poprosić prezydenta o wystąpienie w najbliższym czasie z programowym referatem o drogach rozwoju Akademii.

W tajnym głosowaniu prof. A. Niesmiejanow został ponownie wybrany na stanowisko prezydenta Akademii.

Zmiany w sposobie kształcenia kadr naukowych w ZSRR

Prezydium Akademii Nauk ZSRR zobowiązało wszystkie placówki naukowe Akademii do niezwłocznego wykonania uchwały KC KPZR i Rady Ministrów ZSRR o sposobach ulepszenia przygotowania i atestacji kadr naukowych i dydaktycznych.

Zgodnie z tymi postanowieniami na aspiranturę przyjmowane będą wyłącznie osoby, które przeszły dwuletnią praktykę dydaktyczną i wykazały zdolności do pracy naukowej. Wyjątek stanowią specjalizacje teoretyczne, w których można przyjmować na aspiranturę bezpośrednio po studiach. Natomiast należy w większym stopniu przyjmować na aspiranturę bardziej doświadczonych w pracy naukowej pracowników. Więcej uwagi należy poświęcić kierowaniu pracą aspirantów. Zaprzestaje się przyjmowania na t. zw. doktoranturę. Dysertacje doktorskie i kandydackie przyjmuje się tylko po uprzednim opublikowaniu ich.

Pierwsza elektrownia słoneczna

W najbliższym czasie rozpoczęta zostanie w ZSRR budowa pierwszej w świecie elektrowni wykorzystującej energię słoneczną. Elektrownia będzie wybudowana na równinie Ararat w Ormiańskiej SRR. Jest to najbardziej nasłoneczniona okolica w Związku Radzieckim.

W środku koła o średnicy przeszło kilometra, otoczonego drzewami celem ochrony luster od zakurzenia, znajdzie się czterdziestometrowej wysokości wieża obrotowa. Woda rozgrzana do wrzenia dostarczy pary o ciśnieniu 30 atmosfer dla turbiny elektrowni o mocy 1200 kW. Wokół wieży ułożone zostaną dwadzieścia trzy koncentryczne tory kolejowe, po których pociągi przemieszczać będą 1293 wielkie lustra. Będą one auto-

matycznie odpowiednio ustawiane względem zbiornika z wodą. Przy wschodzie słońca pierwsze promienie padając na fotokomórki uruchamiać będą instalację.

Elektrownia służyć będzie do celów doświadczalnych i przemysłowych, a w szczególności do zraszania bardzo suchej i wskutek tego nieuprawnej równiny.

Prowadzone są intensywne badania nad materiałami półprzewodnikowymi celem rozważanej budowy w przyszłości elektrowni przekształcających bezpośrednio energię słoneczną w elektryczną.

O. Szmidt (1878—1956)

W dniu 7 września ub. r. zmarł w wieku lat 64 wybitny radziecki uczony i badacz polarny O. Szmidt. Prof. O. Szmidt był uczonym o niezwykłej wszechstronności: jako matematyk pracował w teorii grup i założył moskiewską szkołę algebraiczną, jako geofizyk i astronom stworzył teorię pochodzenia i rozwoju Ziemi, jako geograf i badacz polarny zostawił bogatą spuściznę naukową na temat Arktyki. Prof. O. Szmidt był znakomitym podróżnikiem i organizatorem wypraw polarnych (m. in. wyprawa „Czeluskińska” w 1933 r.). Prowadził także wszechstronną działalność społeczną.

Konferencja fizyki niskich temperatur w Leningradzie

W czerwcu ub. r. odbyła się w Leningradzie II Wszzechzwiązkowa Konferencja Fizyki Niskich Temperatur, która objęła szeroki krąg zagadnień z tej intensywnie uprawianej w ZSRR dziedziny.

Najwięcej uwagi poświęcono zagadnieniu ciekłego helu. L. Landau opracował teorię, na podstawie której podał szereg przewidywań własności ^3He , a w szczególności wypowiedział

hipotezę, że ciecz ta zbliżona jest do ferromagnetyków. Uzyskano również eksperymentalnie ważne nowe dane o własnościach ciekłego helu. P. Kapica w dyskusji zauważył, jak zmieniła się w tej dziedzinie sytuacja: o ile w przypadku ^4He wprawdzie znaleziono w doświadczeniu nadciekłość i teoretykom pozostało tylko jej wyjaśnienie, to teraz sytuacja jest odwrotna — teoria podaje wiele przewidywań nie zbadanych jeszcze własności ^3He , a eksperymentatorzy powinni zbadać ich słuszność.

Szereg prac doświadczalnych poświęcony był nadprzewodnictwu. Ożywioną dyskusję wywołało zagadnienie, czy nadprzewodnictwo może występować w ferromagnetykach.

Omawiane były również zagadnienia fizyki ciała stałego przy niskich temperaturach, rezonansu magnetycznego i bardzo wiele innych.

Konferencja poświęcona spektroskopii w Lwowie

W lipcu ub. r. odbyła się we Lwowie X Wszeczwiązkowa Konferencja Spektroskopii, na którą przyjechało z 90 miast radzieckich około półtora tysiąca fizyków, chemików i inżynierów. Wygłoszono około 300 referatów poświęconych najrozmaitszym zagadnieniom spektroskopii atomowej i drobinowej.

Konferencja poświęcona segnetoelektrykom w Leningradzie

W lipcu ub. r. odbyła się w Leningradzie pierwsza wszechwiązkowa konferencja poświęcona segnetoelektrykom. Spośród wygłoszonych referatów największe zainteresowanie wzbudziły referaty poświęcone otrzymywaniu monokryształów segnetoelektryków typu tytanianu baru i badaniu ich własności.

Konferencja poświęcona dielektrykom w Dniepropietrowsku

W sierpniu ub. r. odbyła się w Dniepropietrowsku wszechwiązkowa konferencja fizyki stałych i ciekłych dielektryków. W obradach udział wzięło około 200 osób. Referaty dotyczyły m. in. badania polaryzacji i strat dielektrycznych w dielektrykach, własności fizycznych i chemicznych dielektryków, przewodnictwa elektrycznego, metodyki badań przy najwyższych częstotliwościach.

Perspektywa rozwoju badań jądrowych w Rumunii

W biuletynie „Adzerpress” A. Sanielewicz, profesor uniwersytetu bukareszteńskiego, pisze o rozwoju badań jądrowych w Rumuńskiej Republice Ludowej.

Ze względu na to, że Rumunia w przeszłości była krajem mało rozwiniętym gospodarczo, badania w dziedzinie jądra były nader skąpe. Niemniej jednak wybitnym osiągnięciem w dziedzinie teorii mezonowej były prace Aleksandra Proki.

W ostatnich latach podjęto energiczne kroki celem poprawienia stanu badań jądrowych w Rumunii. Zbudowany zostanie w oparciu o radzieckie wyposażenie ośrodek badań jądrowych. Dokonano odpowiednich zmian w programie nauczania w szkołach średnich i wyższych. Rozpoczęto kształcenie kadr specjalistów w kraju i za granicą, szczególnie w ZSRR. Wreszcie przystąpiono do pracy w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych.

Wykorzystanie energii jądrowej w Antarktydzie

Brytyjski uczyony i podróżnik R. Priestley rozważył na konferencji w Sheffield ewentualność zbudowania urządzeń wykorzystujących energię

jądrową w Antarktydzie, co w przyszłości mogłoby przekształcić ten obszar w „siódmy zamieszkały kontynent.”

Atramenty atomowe

Stosowanie atramentów zawierających domieszki substancji promieniotwórczych w litografii otwiera możliwości wielkiego postępu w tej dziedzinie. Rysunki wykonane za pomocą „atomowych atramentów” wysyłają promieniowanie, które naświetla przyłożony papier fotograficzny. Można w ten sposób otrzymać tysiące kopii, przy czym rysunek tak dokładny trudno osiągnąć dotychczas używanymi sposobami.

VII Kongres Astronautyczny

We wrześniu ub. r. odbył się w Rzymie VII Międzynarodowy Kongres Astronautyczny z udziałem ok. 400 delegatów z wielu krajów. Główne zainteresowanie skupiło zagadnienie sztucznych satelitów Ziemi. W obradach udział wzięła delegacja polska.

Źródło promieniowania atomowego w Niemczech Zachodnich

Jedno z pierwszych i największe w Europie zachodniej źródło promieniowania atomowego zostało zamontowane we Frankfurcie nad Menem w specjalnie w tym celu wybudowanym laboratorium. Źródło zawiera 1500 curie kobaltu 60. Znajduje się ono w dużym zbiorniku napełnionym wodą. Nowe źródło wykorzystuje się już w celach badawczych w przemyśle, inne zastosowania są planowane.

Źródło promieniowania atomowego w USA

Największe w świecie źródło promieniotwórcze kobaltowe uruchomione będzie w najbliższym czasie w Buffalo

w USA. Celem będzie badanie wpływu napromieniowania na materiały. Źródło zawierać będzie 15 600 curie kobaltu promieniotwórczego. Godzinna dawka promieniowania wynosić będzie milion rentgenów.

Kollokwium poświęcone półprzewodnikom i fosforom w Garmisch Partenkirchen

W dniach 28/VIII. — 1/IX. ub. r. odbyło się w Garmisch Partenkirchen kollokwium poświęcone półprzewodnikom i fosforom, na które przyjechało około 300 uczonych z różnych krajów. Z wielką uwagą wysłuchano w szczególności referatów o nowych prostownikach krzemowych, oznaczających poważny postęp w trudnym zagadnieniu krzemu, a także o innych nowych materiałach półprzewodnikowych.

Ciążenie a igrzyska olimpijskie

Pod takim tytułem opublikował J. C. Evans, B. Sc., Ph. D., artykuł w grudniowym zeszycie „Discovery”. Rozważywszy zależność wyników sportowych od warunków ciążenia w danym mieście, w szczególności w Melbourne, oblicza autor odpowiednie poprawki, które np. przy rzutach kilkudziesięciometrowych są rzędu kilku lub kilkunastu centymetrów.

Nowy kandydat fizyki

W dniu 7 stycznia br. Maria Miąsek obroniła pracę kandydacką pt. „Wyznaczanie poziomów energetycznych w pasmie walencyjnym sodu metalicznego metodą wariacyjną Parzena”.

Promotorem pracy był prof. L. Infeld, referentami — prof. L. Sosnowski i doc. M. Suffczyński. Streszczenie pracy:

Autorka zastosowała metodę wariacyjną podaną przez Parzena do wyznaczenia pasma walencyjnego w sodzie metalicznym.

Rozwiązanie problemu sprowadzało się do znalezienia minimum danego funkcjonału, przy jednoczesnym spełnieniu przez szukane funkcje odpowiednich warunków ubocznych. W metodzie tej do opisu elektronu w kryształach są używane funkcje Wanniera. Funkcjonałem do zminimalizowania była całka, przedstawiająca zerowy współczynnik rozwinięcia energii w pasmie $E(k)$ na szereg fourierowski. Została przeprowadzona dyskusja nad przebiegiem potencjału w sodzie metalicznym oraz podane możliwe sposoby wyrachowania współczynników rozwinięcia potencjału na szereg Fouriera.

Podana została metoda wyrachowania współczynników ortogonalizacji funkcji Wanniera dla pasma walencyjnego do funkcji pasm o niższych energiach.

Rozwiązanie problemu wariacyjnego pozwoliło na podanie analitycznej postaci funkcji $E(k)$ z odpowiednimi współczynnikami liczbowymi oraz podanie funkcji własnych elektronu w pasmie walencyjnym. Wartości $E(k)$ dla pewnych charakterystycznych punktów przestrzeni k zostały porównane z odpowiednimi wartościami wyrachowanymi przy zastosowaniu do sodu metody celularnej.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzec. PAN
Wiceprzewodniczący
Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN
Sekretarz
Doc. JANUSZ DĄBROWSKI
Skarbnik
Prof. dr JERZY PNIEWSKI
Członek Zarządu
Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI
Głiwice — Prof. mgr JÓZEF SZPILECKI
Kraków — Doc. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr MAREK KWIEK
Szczecin — Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWALSKI
Toruń — Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
Warszawa — Prof. kand. n. ZDZISŁAW WILHELMI
Wrocław — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

TREŚĆ

L. Sosnowski — Przejścia optyczne w półprzewodnikach . . .	131
P. Jaszczyn — Niektóre zagadnienia elektroluminescencji fosforów krystalicznych	139
W. Żdanowicz — Oczyszczanie substancji metodą topienia strefowego	147
C. Dąbrowski — Doświadczalne reaktory jądrowe (cz. II) . . .	165
Z. Ryll — Rozpraszanie sprężyste elektronów wysokiej energii na jądrach	219
M. Suffczyński — Fizyka we Francji	257
RECENZJE	
L. Prandtl — Dynamika przepływów (R. Żelazny)	263
LIST DO REDAKCJI	266
KRONIKA	267