

# POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO  
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

**TOM IV ❖ ZESZYT 3**

**PTF**

---

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 3

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji. Wszystkie ryciny mają być zaopatrzone w krótkie objaśnienia do wydrukowania pod nimi. O przyjęciu pracy do druku rozstrzyga Kolegium Redakcyjne. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie



prof. dr. Witold Pająk

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO  
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IV ❖ ZESZYT 3

1 9 5 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

## Kolegium Redakcyjne

Redaktor Naczelny

STEFAN PIEŃKOWSKI, Warszawa  
Członek rzeczywisty PAN

Zastępca Redaktora

SZCZEPAN SZCZENIOWSKI, Poznań

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ, Warszawa

Członkowie

WŁADYSŁAW KAPUŚCIŃSKI, Warszawa

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI, Kraków  
Członek korespondent PAN

WOJCIECH RUBINOWICZ, Warszawa  
Członek rzeczywisty PAN

LEONARD SOSNOWSKI, Warszawa

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — WARSZAWA 1982

Nakład 2000

Oddano do składania 26/VI 82

Ark. wyd. 11,6, druk. 9,5

Podpisano do druku 26/VIII 82

Papier dr. sat. 60 g 70×100/16 V kl.

Druk ukończono 29/VIII 82

Cena zł 10.—

Zamówienie 404/130 K-4-18878

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAŃ, FREDRY 18

Ludwik Natanson

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

## Doświadczalne badania nad fotomezonami

Kluczowym zagadnieniem fizyki bieżącego okresu jest zagadnienie tak zwanych sił jądrowych, to jest rozwiązanie kwestii własności jąder atomowych na podstawie rozpoznania ich cząstek składowych i praw oddziaływania między nimi.

Znamiennymi rysami postępu wiedzy fizycznej w tym zakresie są z jednej strony ewolucja pojęcia cząstki elementarnej, z drugiej zaś — coraz bardziej wyraźnie występujący związek między cząstkami elementarnymi a polem. W pojęciu cząstki elementarnej w dawnym sensie tkwi przede wszystkim jej nieograniczona trwałość i niepodzielność. W taki sposób do czasu odkrycia promieniotwórczości wyobrażano sobie atomy chemiczne — stąd ich nazwa, tradycyjnie nadal używana, chociaż, jak wiemy, tak bardzo niezgodna z prawdziwymi ich właściwościami. Max well mówił, że wśród kosmicznych katastrof, w których światy powstają i giną, atom trwa nienaruszony. Odkrycie promieniotwórczości i innych przemian jądrowych radykalnie zmieniło poglądy fizyków w tej dziedzinie. Samo pojęcie cząstki elementarnej nie uległo jednak zmianie. Przeniesiono tylko cechy dawniej przypisywane atomom, to jest trwałość i niepodzielność, na elektrony i protony. Można by powiedzieć, że była to jakby nowa obsada starej roli.

Usiłowania stworzenia zadowalającej teorii zjawisk jądrowych na podstawie koncepcji układu tego rodzaju cząstek okazały się daremne. Trzeba było porzucić dawne pojęcie cząstki elementarnej i zastąpić je pojęciem mniej pogładowym i dość trudnym do prostego przedstawienia. Istotne w nim jest, że liczba cząstek elementarnych biorących udział w jakiegokolwiek przemianie fizycznej niekoniecznie musi być zachowana. Fotony, które są również uważane za cząstki elementarne, powstają i giną w procesach emisji i absorpcji. Zupełnie podobnie mogą powstawać elektrony w przemianie jądrowej  $\beta$  lub też ginąć przy wychwycie jądrowym z orbity  $K$ . Zasadniczo dozwolone są wszelkie procesy, w których zachowane są ogólne sumy energii, pędu, momentu pędu i naboju elektrycznego, co znaczy, że ich wartości końcowe muszą się równać początkowym. Poszczególne cząstki elementarne mogą jednak zniknąć i pojawiać się, co

oczywiście byłoby najzupełniej sprzeczne z pojęciem cząstki elementarnej w dawnym sensie, w którym najważniejszym jej atrybutem była trwałość i zdolność zachowania indywidualnego bytu.

Pojęcie pola ma w fizyce swoją długą historię. Zostało ono wprowadzone przez twórców klasycznej mechaniki, miało jednak w ich rozumieniu charakter raczej abstrakcyjno-konwencjonalny i ściśle matematyczny. Zamiast rozważać oddziaływanie między cząstkami oddalonymi od siebie jako oddziaływanie bezpośrednie na odległość, dogodnie jest często przyjmując, że cząstka w przestrzeni otaczającej wytwarza pole, czyli, jak mówimy, jest źródłem albo biegunem pola, pole zaś oddziałuje na drugą cząstkę.

W wyobrażeniach F a r a d a y a pole elektromagnetyczne nie było żadną fikcją matematyczną, ale miało całkowicie realny byt fizyczny. Od czasów F a r a d a y a, a szczególnie od czasów M a x w e l l a pole odgrywa coraz większą rolę w fizyce. Na gruncie teorii kwantowej ujawnił się nowy istotny rys pola, a mianowicie jego związek z cząstkami specyficznymi dla danego typu pola. Aby uniknąć niejasności, należy tu wyraźnie podkreślić różnicę między cząstkami będącymi biegunami danego pola a właściwymi cząstkami tego pola. Oddziaływanie między biegunami za pośrednictwem pola ujmuje się jako emisję pewnych cząstek, to jest właśnie cząstek tego pola, przez jeden biegun i absorpcję ich przez drugi. Przy oddziaływaniu wzajemnym zachodzi wymiana cząstek pola między biegunami. Stąd nazwa „siły wymiany“.

Emisja i absorpcja cząstek pola mogą być rzeczywiste lub też „wirtualne“. Jaki jest tu sens wyrażenia „wirtualne“ jest sprawą, która wymagałaby obszerniejszego omówienia i która wykracza poza ramy niniejszego szkicu.

Na przykład oddziaływanie elektromagnetyczne między nabojami elektrycznymi lub elementami prądu możemy przedstawić jako wymianę cząstek pola elektromagnetycznego, którymi są fotony. Natomiast biegunami pola elektromagnetycznego są wszystkie cząstki obdarzone nabojem elektrycznym, a więc protony, elektrony, mezony naładowane. Neutron ze względu na swój moment magnetyczny jest magnetycznym dipolem.

Od pewnego czasu nie może już ulegać wątpliwości, że siły wiązania między cząstkami elementarnymi wchodzącymi w skład jądra atomowego nie są natury czysto elektrycznej ani magnetycznej. Aby wytłumaczyć wielkość tych sił, taką, jak wynika z doświadczenia, trzeba było założyć występowanie specjalnych sił jądrowych, charakteryzujących się bardzo wielkim natężeniem i szybkim spadkiem tego natężenia ze wzrostem odległości. Z tego wynikła konieczność wprowadzenia nowego typu pola i związanych z tym polem cząstek. Uczynił to Y u k a w a, który przewidział, że cząstki pola sił jądrowych w odróżnieniu od cząstek pola elek-

trycznego i magnetycznego, to jest fotonów, powinny mieć masę spoczynkową różną od zera i że masa ta jest rzędu dwustu mas elektronowych.

Obecnie dzięki ważnym odkryciom fizyki doświadczalnej ostatniego okresu, posiadamy już znaczny zasób informacji o mezonach, to jest o cząstkach elementarnych o masie pośredniej między masą elektronu z jednej strony, a masą nukleonu (a więc protonu lub neutronu) z drugiej. Wiemy, że istnieje co najmniej kilka typów takich cząstek i że są one nietrwałe. Poszczególne odmiany mezonów różnią się od siebie masą, nabojem elektrycznym, który może mieć wartość naboju elementarnego dodatniego, ujemnego lub też wartość zero, momentem pędu i średnim czasem życia, po którym następuje spontaniczny rozpad mezonu na inne cząstki elementarne, a więc mezony innej odmiany, elektrony, fotony lub neutrina.

W okresie, który można by określić jako epokę Lorda Rutherforda, mogło się być wydawać, że wystarczy przyjąć istnienie dwóch tylko cząstek elementarnych — protonu i elektronu. Według dzisiejszych poglądów liczba typów znanych cząstek elementarnych wynosi co najmniej kilkanaście.

Spośród mezonów najważniejszą rolę odgrywają, jak się wydaje, mezony grupy oznaczanej grecką literą  $\pi$ , dzieląc się na mezony  $\pi^+$  dodatnie, mezony  $\pi^-$  ujemne i mezony  $\pi^0$  neutralne. Uważamy, że właśnie pole mezonowe  $\pi$ , a więc pole, którego mezony  $\pi$  są cząstkami, a nukleony — bieżuniami, stanowi spoiwo jądrowe utrzymujące nukleony w obrębie jądra. Ważne jest, że istnieją przemiany jądrowe, w wyniku których mezony mogą być wyzwalane, czy raczej wytwarzane, w postaci swobodnych samodzielnych cząstek. Zjawisko to zachodzi w górnych warstwach atmosfery przy wysoko energetycznych reakcjach między pierwotnymi składnikami promieniowania kosmicznego, a jądrami atomów atmosfery. Dlatego mezony znajdują się w promieniowaniu kosmicznym. Masa mezonów  $\pi^+$  i  $\pi^-$  wynosi około 280 mas elektronowych, a średni czas życia jest rzędu  $10^{-8}$  sekundy, po czym mezon  $\pi^+$  lub  $\pi^-$  ulega rozpadowi na neutrino i mezon  $\mu$  o masie około 200 mas elektronowych. Energia kinetyczna uzyskiwana przez powstający mezon  $\mu$  wynosi tu (w układzie środka mas) 4.15 MeV. Czas życia mezonu  $\mu$  osiąga średnio wartość około  $2 \times 10^{-6}$  sek. Po upływie tego czasu mezon  $\mu$  rozpada się na elektron i dwa neutrina, przy czym energie elektronów z tego rozpadu nie mają jednej ściśle określonej wartości, ale stanowią ciągłe widmo energii zawarte w granicach od zera do około 50 MeV.

Wielkim sukcesem w badaniu właściwości mezonów było uzyskanie swobodnych mezonów ze zderzeń jądrowych między cząstkami sztucznie przyspieszonymi w akceleratorze (synchronyklotronie).

Jak wynika z powyższego, wszelkie informacje dostarczane przez badania doświadczalne na temat mezonów i zjawisk, w których mezony są wytwarzane, są niezmiernie cenne dla rozwoju wiedzy o elementarnych składnikach materii i o siłach jądrowych. Na szczególną uwagę zasługuje zjawisko wytwarzania tak zwanych fotomezonów, to jest mezonów powstających z oddziaływania fotonu na nukleon. Energia potrzebna na utworzenie mezonu pochodzi tu z energii pola elektromagnetycznego, którego cząstką jest foton. Fotomezony są mezonami  $\pi$  identycznymi w swojej istocie z mezonami  $\pi$ , pochodzącymi z oddziaływań między nukleonowych.

Reakcje powstawania fotomezonów możemy symbolicznie ująć jak następuje:

- A.  $h\nu + p = n + \pi^+$ ,
- B.  $h\nu + n = p + \pi^-$ ,
- C.  $h\nu + p = p + \pi^0$ ,
- D.  $h\nu + n = n + \pi^0$

( $p$  oznacza proton,  $n$  oznacza neutron,  $h\nu$  oznacza foton).

Produktem reakcji A jest mezon  $\pi^+$  dodatni, reakcji B — mezon  $\pi^-$  ujemny, reakcji C i D — mezony  $\pi^0$  neutralne.

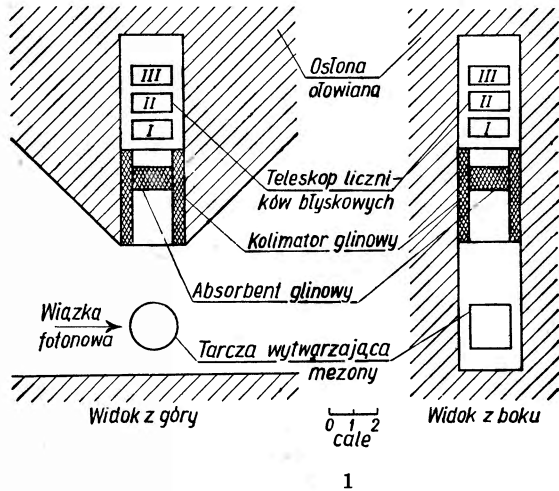
### Odkrycie fotomezonów

Pierwsze doświadczalne wyniki stwierdzające powstawanie fotomezonów zostały uzyskane przez McMillana, Petersona i White'a [1]. Doświadczenie przeprowadzone było w sposób następujący: wiązka elektronów przyspieszona w synchrotronie elektronowym do energii ponad 300 MeV padała na tarczę metalową. Tarcza ta stanowiła źródło promieniowania X o wysokiej energii fotonów i o widmie ciągłym, właściwym promieniowaniu hamowania. Odpowiednio skolimowana wiązka tego promieniowania X kierowana była na tarczę węglową, w której powstawały fotomezony. Do detekcji fotomezonów służyły klisze fotograficzne pokryte specjalną emulsją przystosowaną do rejestracji śladów torów cząstek jonizujących. Obserwacje mikroskopowe śladów torów mezonów  $\pi$  w takich emulsjach pozwalają, jeżeli tylko tor z emulsji nie wybiega, odróżnić mezony  $\pi^+$  od mezonów  $\pi^-$ . Mezony  $\pi^+$  ulegają rozpadowi na cząstkę neutralną niejonizującą i wobec tego nie zostawiającą śladu w emulsji (neutrino) oraz na mezon  $\mu^+$ , którego charakterystyczny ślad można obserwować. Natomiast mezony  $\pi^-$  mogą w zasadzie albo ulec takiemu samemu rozpadowi, albo też być schwyczone na orbitę K a następnie do jądra atomu materii, przez którą przebiegają, wywołując rozpad tego jądra,

czyli tak zwaną „gwiazdę“. Przy przechodzeniu przez materię o nieco większej gęstości, jak na przykład przez jakiekolwiek ciało stałe, pierwsze z wymienionych zjawisk, to jest rozpad mezonów  $\pi^-$  na neutrino i mezon  $\mu^-$  niemal zupełnie nie zachodzi ze względu na znacznie większe prawdopodobieństwo konkurencyjnego zjawiska wychwytu jądrowego. Dlatego możemy praktycznie uważać mezony  $\pi$  rozpadające się w emulsji za mezony  $\pi^+$ , a mezony wywołujące „gwiazdy“ za mezony  $\pi^-$ .

Inną metodą wykrywania posłużyli się Steinberger i Bishop [2, 3]. Sam sposób otrzymywania fotomezonów był zupełnie podobny do użytego przez Mc Millana, Petersona i White'a, ale w miejsce metody kliszowej została w tym przypadku zastosowana metoda układu liczników błyskowych (rys. 1).

Fotomezony z tarczy naświetlanej wiązką promieni X o energiach fotonów dochodzących do 330 MeV padały na trzy liczniki błyskowe ustawione w „teleskop“, to znaczy jeden za drugim. Układ rejestrujący impulsy z liczników tak był urządzony, że liczone były jedynie koincydencje między impulsami z licznika najbliższego tarczy, z której wybiegały fotomezony, a opóźnionymi w stosunku do nich impulsami z licznika drugiego i to jedynie wtedy, kiedy te impulsy opóźnione wypadały w antykoincydencji z impulsami z licznika trzeciego. Wyrażając się krócej i nieco bardziej technicznie możemy powiedzieć, nazywając liczniki w porządku wzrastającej odległości od źródła fotomezonów I, II i III, że licznik II działa w koincydencji opóźnionej z licznikiem I, a w antykoincydencji synchronicznej z licznikiem III. Rozważmy, jak taki teleskop może służyć jako detektor fotomezonów. Jeżeli fotomezon, to jest mezon  $\pi$ , przebiegnie przez licznik I i wpadnie do licznika II, to przez to samo nie pobudzi jeszcze układu rejestracyjnego, bo koincydencja nie jest opóźniona. Fotomezon będzie policzony tylko w tym wypadku, kiedy w liczniku II ulegnie rozpadowi naturalnemu, którego jednym z produktów będzie mezon  $\mu$ . W dalszym rozpadowie mezonu  $\mu$  powstanie elektron. Czas życia mezonu  $\pi$  jest tak krótki, że aparatura przy swojej zdolności rozdzielczej





nie może osobno zanotować impulsu wejścia mezonu  $\pi$  do licznika II i pojawienia się mezonu  $\mu$  z rozpadu, natomiast z łatwością zdąży zareagować na elektron jako końcowy produkt rozpadowy, gdyż czas życia mezonu  $\mu$  jest stosunkowo długi. A więc impuls w liczniku II pochodzący od tego elektronu wypadnie właśnie w koincydencji opóźnionej o czas rzędu  $10^{-6}$  sek w stosunku do impulsu wywołanego w liczniku I przez przejście fotomezonu, od którego wspomniany elektron (w drugim pokoleniu) pochodzi. Biorąc pod uwagę, że użyte w licznikach błyskowych kryształy antracenu miały rozmiary rzędu centymetrów, a zasięg mezonu  $\mu$  liczy się na mikrony, nie można wątpić, że oba kolejne rozpady nastąpią w tym samym liczniku. Urządzenie antykoincydencyjne między licznikami II i III ma na celu redukcję liczby koincydencji przypadkowych między impulsami wywołanymi w liczniku I przez przebiegające przez niego fotomezony a impulsami wywołanymi w liczniku II przez fotomezony zupełnie niezależne od tamtych, ale mające w stosunku do nich opóźnienie odpowiadające opóźnieniu koincydencji, na jakie aparatura jest w danej serii pomiarów ustawiona.

Istotną cechą powyżej opisanej metody jest, że liczone w niej są wyłącznie mezony dodatnie  $\pi^+$ , wobec tego, że mezony ujemne  $\pi^-$  przebywając w materii tak gęstej, jak antracenu, z reguły nie ulegają rozpadowi naturalnemu, ale są chwytywane przez jądra atomowe i wywołują „gwiazdy“. Wprawdzie „gwiazdy“ są źródłem cząstek jonizujących, zdolnych do wzbudzenia licznika, ale cząstki te nie są opóźnione w stosunku do padającego mezonu  $\pi^-$ , a więc nie mogą być zarejestrowane przez układ koincydencyjny.

Stanowi to według autorów słabą stronę tej metody w porównaniu z metodą klisz fotograficznych, która pozwala wykrywać zarówno mezony  $\pi^+$  jak i  $\pi^-$  i odróżniać je od siebie. Zaletą metody teleskopu liczników błyskowych jest większa wydajność, a zatem większa szybkość uzyskiwania materiału informacyjnego do statystyki.

Wiązka elektronów w synchrotronie miała natężenie odpowiadające mocy około  $10^{10}$  MeV/sek. Tarcza, na którą padały promienie X, była węglowa i miała grubość  $4 \text{ g/cm}^2$ . Pomiedzy tę tarczę, będącą źródłem fotomezonów, a teleskop licznikowy wstawiano absorbenty glinowe, aby orientacyjnie badać widmo energetyczne otrzymywanych fotomezonów. Liczba impulsów rejestrowanych przez układ wynosiła około 15/sek. Autorowie podkreślają, że wydajność układu liczącego nie jest dokładnie znana, co sprawia, że wyniki dotyczące przekrojów czynnych jąder na tworzenie fotomezonów są raczej względne niż absolutne.

W dalszej swojej publikacji [4] ci sami autorowie przedstawiają wyniki zastosowania opracowanej przez siebie metody do tarczy zawierającej wodór oraz do tarcz z pierwiastków nieco cięższych. Dla wodoru sytuacja

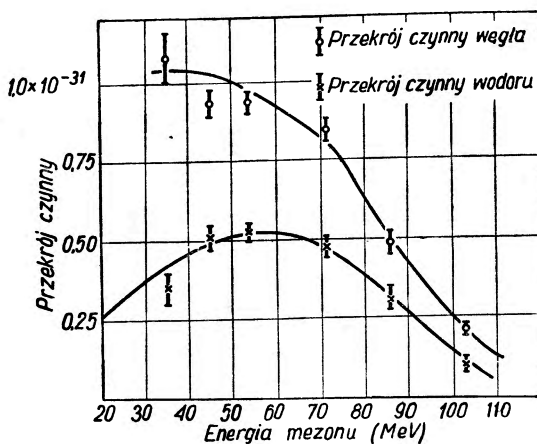


jest szczególna o tyle, że jedynymi produktami reakcji mezonotwórczej są neutron i mezon  $\pi^+$ , nie pozostaje zaś żadna reszta jądra, tak jak w przypadku powstawania fotomezonów w tarczy z innego pierwiastka. Na podstawie elementarnej mechaniki zderzeń możliwe jest więc dla fotomezonów z wodoru obliczyć energię fotonu  $X$ , który wytworzył dany fotomezon z energii fotomezonu i kąta między kierunkiem, w którym fotomezon został wysłany, a kierunkiem padania wiązki promieni  $X$ . Znając widmo użytego promieniowania  $X$ , które przyjęto za typowe widmo promieniowania hamowania (z uwzględnieniem pewnych poprawek), można by więc w zasadzie na podstawie uzyskanych danych znaleźć zależność wydajności tworzenia fotomezonów od energii fotonów  $X$ . Autorowie wyrażają jednak opinię, że dokładność metody jest jeszcze niedostateczna.

Sprawdzianem, że obserwowane cząstki rzeczywiście są mezonami  $\pi$ , jest stwierdzenie, że jeżeli zmniejszy maksymalną energię fotonów do wartości poniżej progu odpowiadającego masie spoczynkowej mezonu  $\pi$ , cząstki te przestają się pojawiać.

### Przekroje czynne węgla i wodoru

Przekrój czynny jądra wodorowego ocenili Steinberger i Bishop na podstawie pomiarów z tarczą węglową na przekrój czynny jądra węglowego i na podstawie pomiarów z tarczą parafinową, z różnicy z efektem, jakiego można by oczekiwać z węgla w ilości odpowiadającej zawartości węgla w parafinie. Pierwsze wyniki dotyczyły ustawienia, przy którym fotomezony wysyłane były pod kątem  $90^\circ$  do kierunku padających fotonów w układzie odniesienia związanym z laboratorium. Statystyka objęła około 4000 zarejestrowanych impulsów. Zależność liczby liczonych impulsów od czasu opóźnienia koincydencji między licznikami I i II odpowiada średniemu czasowi życia mezonu  $\mu$ , znanemu już z kilku innych prac. Wyniki wskazują na to, że przekrój czynny w stosunku do liczby zawartych w jądrze protonów jest większy dla wodoru niż dla węgla.

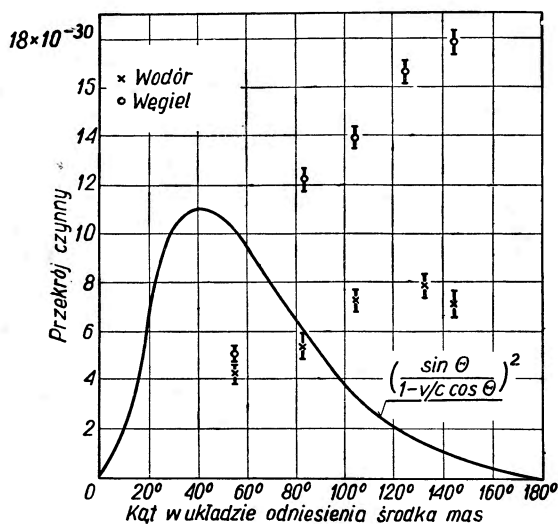


Rys. 2

Zależność przekroju czynnego od energii wytworzonego fotomezonu ujmują krzywe na rys. 2. Przekrój czynny liczony jest na jednostkę kąta bryłowego, na jednostkę energii fotomezonu (MeV) i na 1 „McMillan” padającego promieniowania X. Wprowadzona przez autorów nowa jednostka „McMillan” wyraża stosunek całkowitej energii wiązki promieniowania X do maksymalnej energii indywidualnego fotonu, a zatem fotonu odpowiadającego krótkofalowej granicy widma.

Wyniki na ogół potwierdzają wyniki otrzymane przez McMillana, Petersona i White'a przy zastosowaniu techniki emulsji fotograficznych.

Najbardziej interesujące jest stwierdzenie, że łączny przekrój czynny 6 protonów zawartych w jądrze węgla jest tylko dwukrotnie większy od przekroju czynnego 1 protonu w jądrze wodorowym. Wynik ten jest godny uwagi jako wskazanie, że wiązania protonu w jądrze grają dużą rolę w zjawisku powstawania fotomezonów. Analiza teoretyczna prowadzi do wniosku, że zmniejszona wydajność zjawiska w jądrach zawierających



Rys. 3

większy zasób protonów wynika zapewne z zasady Pauliego. Reakcja tworzenia fotomezonu dodatniego  $\pi^+$  wywołuje jednocześnie zamianę protonu w neutron. Jeżeli w danym jądrze znajduje się już większa liczba neutronów, zamiana taka może być mniej lub więcej silnie wzbroniona ze względu na brak nieobsadzonych stanów neutronowych.

Rys. 3 przedstawia wykres zależności przekroju czynnego od kąta między kierunkami fotonu i fotomezonu. Pomiar, które dostarczyły materiału liczbowego do tej krzywej, wykonane były w taki sposób, że do każdej wartości kąta dobierano grubość absorbenta, tak aby energia fotonu była zawsze taka sama. Wyniki wyrażone wykresem na rys. 3 są zupełnie niezgodne z oczekiwaniami opartymi na założeniu, że zjawisko tworzenia fotomezonów ma charakter fotoefektu dipolowego elektrycznego, co byłoby równoważne założeniom teorii skalarnej mezonów. Krzywa odpowiadająca takim za-

łożeniom zaznaczona jest na rys. 3 linią ciągłą. Jak widać — punkty doświadczalne leżą zupełnie inaczej. Teorie, które mogłyby zdać sprawę z występowania szerokiego płaskiego maksimum omawianej zależności, oparte są na poglądzie, że istotne jest oddziaływanie z momentami magnetycznymi nukleonów; rola naboii elektrycznych byłaby tu w każdym razie mniejsza.

### Stosunek wydajności $\pi^-/\pi^+$

Peterson, White i Gilbert [5] wykonali podobne pomiary posługując się emulsjami fotograficznymi typu Ilford C2 do wykrywania fotomezonów wytwarzanych przez promieniowanie X z synchrotronu elektronowego w tarczy węglowej. Maksymalna energia elektronów w synchrotronie osiągała 330 MeV. Tarcza miała postać niewielkiego walca węglowego o średnicy 0,62 cala, mogła być więc uważana za źródło w przybliżeniu punktowe. Zbadano widmo fotomezonów dodatnich  $\pi^+$  i ujemnych  $\pi^-$  oraz natężenie wiązki fotomezonowej w zależności od kąta tworzonego z kierunkiem padających fotonów. Badano również stosunek wydajności mezonów ujemnych do wydajności mezonów dodatnich:

$$\pi^-/\pi^+.$$

Otrzymane wyniki mają charakter raczej jakościowy. Stwierdzono, że widmo energetyczne mezonów ma szeroko rozlane maksimum między 30 a 70 MeV i że opada do zera gdzieś w przedziale 100—150 MeV. Zmiany stosunku  $\pi^-/\pi^+$  z energią nie były na tyle wyraźne w stosunku do precyzji metody, aby można było wyciągać z nich jakiegokolwiek wnioski. Średnia wartość tego stosunku dla całego zakresu energii mezonów wydaje się niezależna od kąta emisji i wynosi około 1,35 z błędem średnim  $\pm 0,15$  dla kątów  $135^\circ$  i  $90^\circ$  i  $\pm 0,2$  dla kąta  $45^\circ$ . Porównanie obfitości wiązek fotomezonów emitowanych pod różnymi kątami doprowadziło do stwierdzenia, że pod kątem  $45^\circ$  emitowane jest mniej mezonów niż pod kątem  $90^\circ$ . Liczba fotomezonów emitowanych pod kątem  $135^\circ$  jest w granicach błędów doświadczenia równa liczbie emitowanych pod kątem  $90^\circ$ .

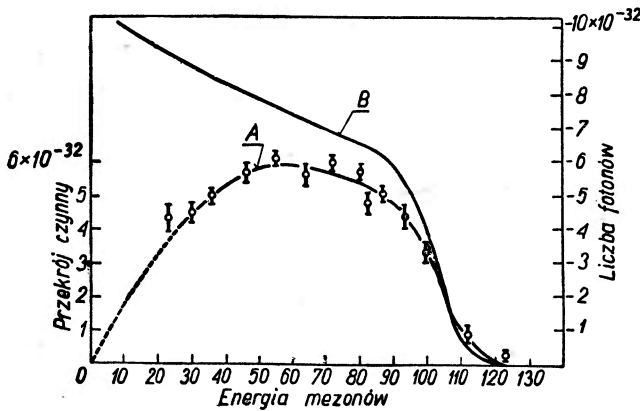
Orientacyjny pomiar przekroju czynnego dał w wyniku wartość

$$\sigma = 3 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ na jądro i na foton.}$$

### Widmo energetyczne fotomezonów

Dalszym ciągiem prac Bishopa i Steinbergera, które były tu omawiane, jest praca Bishopa, Steinbergera i Cooka [6, 7] wy-

konana przy zastosowaniu tej samej metody teleskopu liczników błyskowych z opóźnioną koincydencją między drugim licznikiem a pierwszym i antykoincydencją synchroniczną między trzecim a drugim. Nowość stanowiło użycie tarczy z ciekłego wodoru w miejsce tarczy węglowej lub węglowodorowej. Jak już wspominaliśmy, w przypadku tarczy wodorowej energia fotomezonu i kąt, pod którym został wysłany względem kierunku padania fotonu, dokładnie wyznaczają energię fotonu, który dany fotomezon wytworzył. Wobec tego na podstawie znajomości widma promieni X i widma energetycznego fotonów emitowanych pod kątem  $90^\circ$

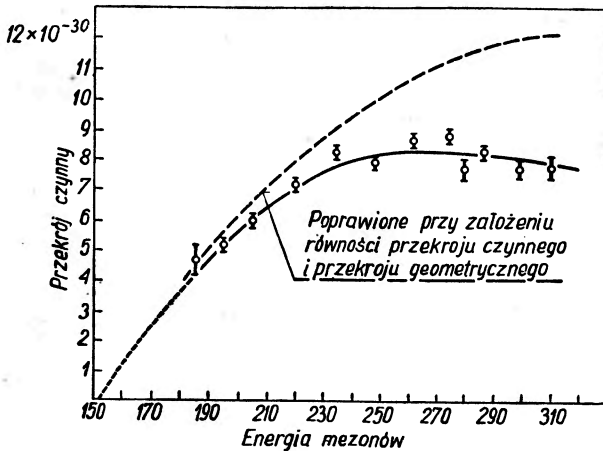


Rys. 4

Krzywa A — widmo energii mezonów  $\pi^+$  wyrzucanych pod kątem  $90^\circ$  z wodoru.  
Krzywa B — rozkład energii fotonów odpowiedzialnych za wytwarzanie fotomezonów

można było znaleźć zależność przekroju czynnego wodoru na tworzenie fotomezonów od energii fotonu. Wyniki dotyczą oczywiście tylko emitowanych pod kątem  $90^\circ$  (w układzie odniesienia związanym z laboratorium) mezonów dodatnich  $\pi^+$ , gdyż jak wiadomo, użyty tu teleskop licznikowy nie reaguje na mezony ujemne  $\pi^-$ . Wykres uzyskanego przez Bishopa, Steinbergera i Cooka widma energii fotomezonów przedstawia rys. 4. Na tymże rysunku podany jest wykres rozkładu fotonów wytwarzających fotomezony. Jako widmo promieniowania X z synchrotronu elektronowego przyjmuje się widmo promieniowania hamowania teoretycznie obliczone dla danej szczytowej energii elektronów (335 MeV) z uwzględnieniem poprawek na periodyczne wahania około tej szczytowej wartości oraz na pochłanianie w samej tarczy, będącej źródłem promieniowania X, a mającej pewną skończoną grubość.

Porównanie widma fotomezonów z widmem promieniowania X pozwala ustalić zależność przekroju czynnego jądra wodorowego na tworzenie dodatnich fotomezonów emitowanych pod kątem  $90^\circ$  w układzie odniesienia laboratorium od energii fotonów. Aby tę zależność otrzymać należy po prostu podzielić jedno widmo przez drugie, to znaczy znaleźć stosunki między natężeniami dla poszczególnych wartości energii fotomezonów a odpowiednimi natężeniami w widmie fotonowym, przy czym odpowiedniość winna być tu rozumiana w ten sposób, że danej energii fotomezonu odpowiada energia potrzebna w danych warunkach na jego wytworzenie.



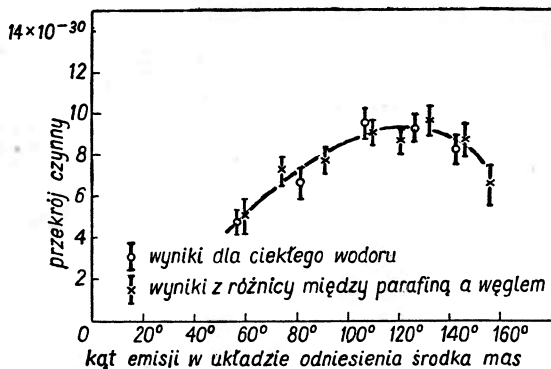
Rys. 5

Otrzymany na tej drodze wynik przedstawiony jest w postaci wykresu na rys. 5.

Źródłem systematycznego błędu przy zastosowaniu wyżej opisanej metody może być zjawisko pochłaniania mezonów w samej tarczy, w której powstają, lub na każdym innym odcinku ich drogi poprzez materię w fazie skondensowanej. Istnieją podstawy do mniemania, że przekrój czynny na pochłanianie mezonów  $\pi$  rośnie z ich energią, a więc metoda użyta przez Bishopa, Steinbergera i Cooka ustalenia zależności przekroju czynnego na tworzenie fotomezonów od energii fotonów daje zapewne wyniki przesunięte na korzyść niższych energii. Na rys. 5 nakreślona jest również krzywa (przerywana) odpowiadająca uzyskanym wynikom z uwzględnieniem poprawki na pochłanianie mezonów przy założeniu, że przekrój czynny jądra na pochłanianie mezonów równy jest jego przekrojowi geometrycznemu. To założenie jest według autorów zbyt daleko idące, bo przekrój czynny na pochłanianie mezonów osiąga wartość przekroju geometrycznego tylko dla najwyższych energii, jak wy-

nika to z pomiarów dokonanych przez Cameriniego, Fowlera, Locka i Muirheada [8] dla mezonów w promieniowaniu kosmicznym.

Na rys. 6 zestawione są porównawczo wyniki omawianej pracy Bishopa, Steinbergera i Cooka z poprzednimi wynikami Bishopa i Steinbergera,



Rys. 6

uwagę oddziaływanie między fotonami a momentem magnetycznym nukleonów.

### Zależność przekroju czynnego od liczby atomowej $Z$

Zagadnieniem zależności przekroju czynnego na tworzenie fotomezonów od liczby atomowej jądra  $Z$  zajął się Mozley [9], który użył metody stosowanej poprzednio przez Bishopa, Steinbergera i Cooka. Energia szczytowa elektronów w synchrotronie elektronowym osiągała w doświadczeniach Mozleya wartości 317 MeV. Fotomezony biegły pod kątem zawartym w granicach  $82^{\circ}$ — $98^{\circ}$  względem kierunku padania fotonów. Za pomocą absorbentów wybierane były zakresy energii fotomezonów  $42 \pm 7$  MeV i  $76 \pm 6$  MeV. Tarcze, w których wytwarzane były fotomezony, wykonane były z różnych materiałów, miały jednak wszystkie ten sam kształt i tę samą grubość efektywną około  $1,5$  g/cm<sup>2</sup>. Wyjątkowo tylko tarcze cynowa i ołowiana nie odpowiadały tym normom, co powodowało konieczność wprowadzenia odpowiednich poprawek dla wyników dotyczących cyny i ołowiu. Poprawki te były rzędu 10%. Przekrój czynny jądra wodorowego otrzymany był drogą odejmowania od efektu uzyskanego z tarczą polietylenową efektu, który by odpowiadał zawartym w tej tarczy jądom węglowym.

przy czym zastosowany jest współczynnik normalizacyjny tak dobrany, aby porównanie było jak najbardziej miarodajne. Na ogół zgodność jest dobra. Potwierdza się również wniosek, że produkcja fotomezonów nie może być uważana za fotoefekt promieniowania dipolowego, ale że przede wszystkim należy tu brać pod

Wyniki pomiarów Mozleya zawiera tablica I.

Tablica I

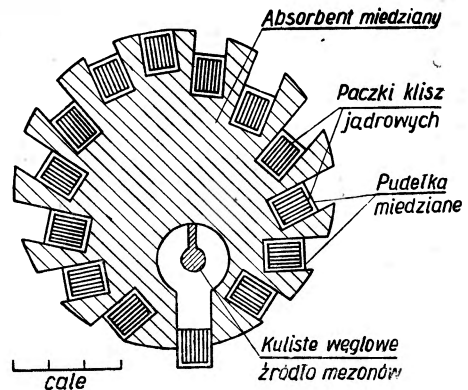
Względne przekroje czynne na wytwarzanie  
fotomezonów  $\pi^+$  (na 1 proton)

Pierwiastek	42 MeV	Błąd stat. %	76 MeV	Błąd stat. %
H	6,6	17	8,07	11
Li	3,32	10	2,80	11
Be	2,82	11	2,13	10
B	3,02	11	2,28	15
C	2,60	6	1,93	5
Al	2,50	11	1,68	9
Cu	1,92	19	1,17	15
Sn	1,66	25	0,51	55
Pb	0,51	91	0,80	65

Wyniki otrzymane metodą emulsji fotograficznych

Dalsze badania zjawiska produkcji fotomezonów przeprowadzili Peterson, Gilbert i White [12]. Do detekcji fotomezonów posłużyli się oni kliszami pokrytymi emulsją do badań jądrowych typu C2, a więc mogli rejestrować mezony  $\pi$  elektrycznie naładowane obu znaków. Przedmiotem pomiarów było przede wszystkim ustalenie widma energii fotomezonów z tarczy węglowej. Źródłem fotonów był synchrotron elektronowy, wewnątrz którego wiązka elektronów o energii maksymalnej 322 MeV padając na tarczę platynową powodowała emisję z niej promieni X kierowanych w postaci bardzo dobrze skolimowanej wiązki (rozwartość stożka  $0,52^\circ$ ) na tarczę węglową w kształcie kulki o średnicy 0,62 cala. Schematyczny szkic użytej aparatury przedstawia rys. 7. Tarcza węglowa otoczona była grubym walcem miedzianym z wnękami przeznaczonymi na wkładanie klisz.

Ogółem liczba wnęk wynosiła 14. Do każdej można było włożyć 3 paczki po 14 klisz, zawartych w miedzianym pudełku. Fotomezony wytwarzane w tarczy węglowej biegnęły poprzez absorber miedziany i przez klisze.

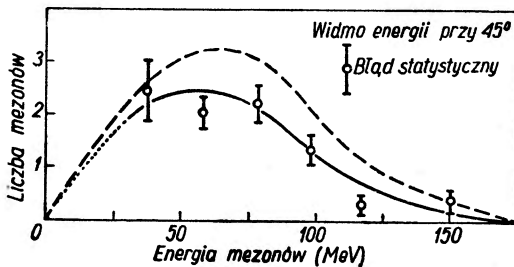


Rys. 7

Do każdej można było włożyć 3 paczki po 14 klisz, zawartych w miedzianym pudełku. Fotomezony wytwarzane w tarczy węglowej biegnęły poprzez absorber miedziany i przez klisze.

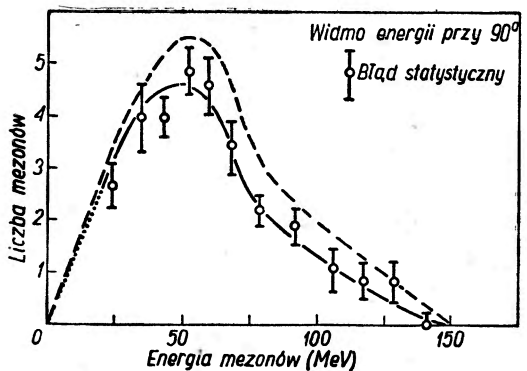
Z liczby torów, kończących się w danym rejonie kliszy, można było ocenić liczbę fotomezonów, których energia co najmniej wystarczała na zasięg od tarczy do danego miejsca kliszy. Na przedłużeniu kierunku padającej wiązki fotonów X w odległości 15 stóp ustawiona była komora jonizacyjna służąca do kontroli stałości natężenia tej wiązki i specjalnie starannie wycechowana do oceny całkowitej jej energii.

Dokładność pomiaru energii wytwarzanych fotomezonów autorowie charakteryzują błędem statystycznym ocenianym na od  $\pm 1,2$  MeV dla wyższych energii do  $\pm 4$  MeV dla niższych energii. Ogółem przejrano 84 cm<sup>2</sup> klisz.



Rys. 8

Identyfikacja cząstek opierała się na założeniach, które wydają się dobrze uzasadnione na podstawie wyników innych prac. Przyjęto, że mezony ujemne  $\pi^-$  biegnąc przez materię w fazie skondensowanej nie podlegają praktycznie rozpadowi  $\pi-\mu$  ze względu na znacznie większe prawdopodobieństwo procesów konkurencyjnych, to jest wychwytu jądrowego z wywołaniem powstania gwiazdy lub bez. Z pomiarów dokonanych na odseparowanych magnetycznie mezonach  $\pi$  określonego znaku wiadomo, że  $73 \pm 2\%$  mezonów ujemnych  $\pi^-$  tworzy gwiazdy w miejscu zakończenia swego toru, pozostałe zaś kończą swój bieg poprzez emulsję bez żadnej widocznej dezintegracji ani emisji innej cząstki. Z tego punktu widzenia wprowadzona została specjalna klasyfikacja. Mezony zatrzymujące się w emulsji bez dalszej emisji nazwano mezonami  $\rho$ , a mezony tworzące gwiazdy — mezonami  $\sigma$ . Można więc przyjąć, że wszystkie mezony kończące swoje życie rozpadem  $\pi-\mu$  są mezonami dodatnimi  $\pi^+$ , liczbę zaś mezonów ujemnych  $\pi^-$  należy oceniać przez podzielenie liczby mezonów  $\sigma$  przez 0,73.



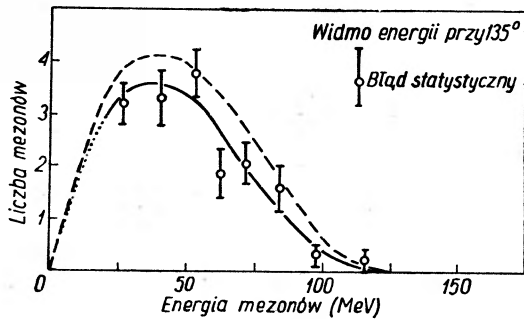
Rys. 9



Tablica II zawiera otrzymane wyniki. Pomiary stosunku wydajności mezonów ujemnych  $\pi^-$  do wydajności mezonów dodatnich  $\pi^+$  zostały wykonane dla trzech wartości kąta między kierunkiem emisji fotomezonów a kierunkiem padających fotonów:  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  i  $135^\circ$ . Wydaje się, że stosunek ten

$$\pi^-/\pi^+$$

jest co najwyżej w słabym stopniu zależny od kąta emisji. Jest to w sprzeczności z niektórymi przypuszczeniami teoretycznymi.



Rys. 10

Tablica II

Stosunek  $\pi^-/\pi^+$  w zależności od kąta emisji

Kąt	$\pi^-/\pi^+$ *	Średnia energia	$\pi^-/\pi^+$ **
$45^\circ$	$1,29 \pm 0,22$	70	1,60
$90^\circ$	$1,30 \pm 0,12$	56	1,60
$135^\circ$	$1,34 \pm 0,20$	54	1,32

\* — obliczony na foton przy założeniu widma promieniowania hamowania

\*\* — obliczony na 1 „McMillan“

Widma energii fotomezonów zawierają rys. 8, 9 i 10. Krzywe ciągłe odpowiadają danym wziętym bezpośrednio z doświadczenia. Krzywe przerywane zawierają poprawkę na pochłanianie wiązki fotonów w samej tarczy węglowej. Wynik oceny przekroju czynnego znajduje się w tablicy III. Autorowie stwierdzają, że niepewność co do bezwzględnej wartości całkowitej energii padającej wiązki fotonowej może dosięgać  $35\%$ , co stwarza w konsekwencji taką samą niepewność pomierzonych wartości przekrojów czynnych. Nie ma to jednak wpływu na dokładność wartości przekrojów czynnych względnych.

Tablica III

Średni przekrój czynny na steradian

Kąt emisji	$\text{cm}^2/\text{steradian}$ . McMillan	} $10^{-29}$
$45^\circ$	$2,52 \pm 0,2$	
$90^\circ$	$3,87 \pm 0,18$	
$135^\circ$	$2,82 \pm 0,19$	

Porównanie z wynikami C o o k a, który mierzył przekrój czynny jądra wodorowego przy pomocy tarczy z ciekłego wodoru, daje stosunek przekrojów czynnych węglowego do wodorowego, obliczonych na proton jądro

$$\sigma_C/\sigma_H=1/3,$$

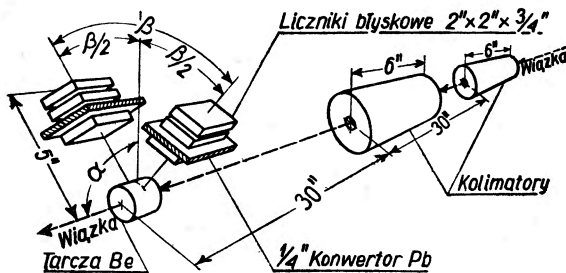
co potwierdza wynik Bishopa i Steinbergera.

### Fotomezony neutralne

Wspominaliśmy już o mezonach neutralnych  $\pi^0$ . Według posiadanych obecnie informacji mezony  $\pi^0$  różnią się od mezonów  $\pi^+$  i  $\pi^-$  nie tylko brakiem naboju elektrycznego, ale również masą spoczynkową, średnim czasem życia i charakterem rozpadu. Masa spoczynkowa mezonu  $\pi^0$  jest nieco mniejsza od masy spoczynkowej mezonu  $\pi$  naładowanego elektrycznie i wynosi zapewne około 270 mas elektronowych. Średni czas życia ma być poniżej  $10^{-14}$  sek. Produktami rozpadu mezonu  $\pi^0$  są dwa fotony rozbiegające się (w układzie odniesienia środka mas) w wprost przeciwnych kierunkach.

Tworzenie się mezonów  $\pi^0$  stwierdzili Björklund, Crandall, Moyer i York [10] w różnych tarczach bombardowanych protonami. Zagadnienie fotomezonów  $\pi^0$  podjęli Steinberger, Panofsky i Steller [11].

Aparatura użyta przez Steinbergera, Panofskyego i Stellera przedstawiona jest szkicowo na rys 11. Wiązka fotonów z synchro-



Rys. 11

tronu elektronowego, w którym elektrony osiągały energie do 330 MeV, padała po przejściu przez układ kolimatorów na tarczę berylową kształtu walca o średnicy 2 cali i długości 1,5 cala. Fotony pochodzące z rozpadu fotomezonów neutralnych powstających w tarczy berylowej wykrywane były przez układ dwóch teleskopów zawierających po trzy liczniki błyskowe. Kąt nachylenia płaszczyzny wyznaczonej przez oba teleskopy i przez tarczę berylową względem kierunku padania fotonów pierwotnych z synchrotronu można było zmieniać, podobnie jak kąt rozwarcia między teleskopami. Na rys. 11 kąty te oznaczone są odpowiednio przez  $\alpha$  i  $\beta$ .

Nazywając liczniki w jednym teleskopie w porządku wzrastającej odległości od tarczy berylowej I, II i III, a w drugim teleskopie odpowiednio I', II' i III', możemy wyjaśnić działanie układu jako detektora fotonów z rozpadu fotomezonów neutralnych. Pomiedzy liczniki I i II oraz między liczniki I' i II' wstawione były płytki ołowiane grubości  $\frac{1}{4}$  cala. (W niektórych doświadczeniach płytki te były zastępowane innymi). Służyły one jako konwertyor fotonów na elektrony (głównie przez zjawisko tworzenia par). Elektrony te mogły przebiegać przez liczniki II i III, względnie II' i III'. Układ rejestrował tylko poczwórne koincydencje w licznikach II, III, II' i III', o ile były w antykoincydencji z impulsami w licznikach I i I'. Przy takim urządzeniu liczone były cząstki jednocześnie wysyłane z tarczy berylowej w kierunkach wyznaczonych przez ustawienie teleskopów, przebiegające przez liczniki najbliższe tarczy bez wywołania impulsów i padające na konwertyor z wywołaniem emisji z niego cząstek wzbudających liczniki obu par zewnętrznych. Fotony  $\gamma$  o tak wysokiej energii jak te, które pochodzą z rozpadu mezonów neutralnych  $\pi^0$ , mają już bardzo niską zdolność jonizacyjną i przez to notowane są przez liczniki z bardzo małą wydajnością. Jeżeli więc układ pozwala na stwierdzenie obecności dwóch cząstek przebiegających jednocześnie przez oba liczniki wewnętrzne bez wywołania impulsu, natomiast czwórka liczników zewnętrznych reaguje na cząstki z konwersji w płytce ołowianej, to układ taki będzie właśnie liczył fotony  $\gamma$  wybiegające parami z tarczy berylowej, w której pod działaniem promieniowania X z synchrotronu tworzą się neutralne mezony  $\pi^0$  i ze względu na krótkość czasu życia podlegają rozpadowi w tejże samej tarczy na dwa fotony  $\gamma$ . Dla najbardziej korzystnego ustawienia notowano około 10 takich par na minutę przy mocy wiązki elektronowej w synchrotronie około  $10^{11}$  MeV/min. Zdolność rozdzielcza aparatury osiągała  $10^{-7}$  sek.

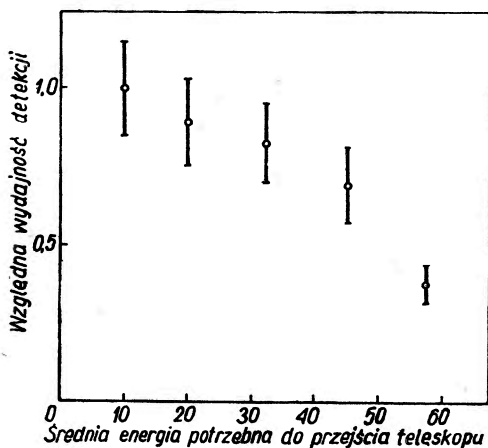
Tablica IV

Względna wydajność detekcji w zależności od materiału i grubości konwertora

Konwertyor w teleskopie I	Konwertyor w teleskopie II	Liczba impulsów (względna)
bez konwertora	bez konwertora	0,01±0,005
$\frac{1}{32}$ cala Pb	$\frac{1}{32}$ cala Pb	0,17±0,013
$\frac{1}{16}$ „ Pb	$\frac{1}{16}$ „ Pb	0,3 ±0,02
$\frac{1}{8}$ „ Pb	$\frac{1}{8}$ „ Pb	0,67±0,08
$\frac{1}{4}$ „ Pb	$\frac{1}{4}$ „ Pb	1,00±0,06
$\frac{1}{4}$ „ Cu	$\frac{1}{4}$ „ Cu	0,39±0,03
bez konwertora	$\frac{1}{4}$ „ Pb	0,15±0,05
$\frac{1}{16}$ „ Pb	$\frac{1}{4}$ „ Pb	0,62±0,07
$\frac{1}{2}$ „ Pb	$\frac{1}{4}$ „ Pb	1,07±0,1

Zbadano wpływ grubości i składu jądrowego płytek konwersyjnych. Wyniki zebrane na tablicy IV odpowiadają temu, czego należałoby oczekiwać dla fotonów o energii około 100 MeV. Z faktu, że układ działa tylko wtedy, kiedy oba teleskopy zawierają konwerty, należy wyciągnąć wniosek, że istotnie oba produkty rozpadu mezonu neutralnego  $\pi^0$  są fotonami.

Między konwerty a liczniki II względnie II' wprowadzono absorbenty glinowe różnej grubości celem dokonania pomiaru widma energii elektronów konwersyjnych. Użyte dane ilustruje wykres na rys. 12.



Rys. 12

Przy zastąpieniu tarczy berylowej tarczą ołowianą okazuje się, że przekrój czynny jądra ołowiu na tworzenie neutralnych fotomezonów jest tylko 6 razy większy od przekroju czynnego jądra berylu, a zatem stosunek jest mniejszy niż stosunek przekrojów geometrycznych.

Przez obniżenie szczytowej energii elektronów w synchrotronie do 175 MeV powoduje się spadek wydajności fotomezonów neutralnych  $\pi^0$  na „1 McMillan“ co naj-

mniej do  $1/50$  wartości przy szczytowej energii elektronów wynoszącej 330 MeV. Podobny przebieg funkcji wzbudzenia, a więc ostra zależność wydajności tworzenia fotomezonów od energii fotonów X jest, jak wiemy, również obserwowana dla mezonów naładowanych  $\pi^+$  i  $\pi^-$ .

Interesujące są wyniki badań rozkładu kąтового par fotonowych z rozpadu mezonów neutralnych  $\pi^0$ . Przyjmując oznaczenia kątów według rys. 11 możemy streścić te wyniki następująco: przy stałej wartości kąta  $\alpha=90^\circ$  zmieniano kąt  $\beta$ , przy czym stwierdzono, że zmniejszenie kąta  $\beta$  od  $180^\circ$  do  $90^\circ$  wywołuje wzrost liczby rejestrowanych koincydencji, która przy  $\beta=90^\circ$  osiąga maksimum, po czym przy dalszym zmniejszaniu kąta  $\beta$  szybko spada. Biorąc pod uwagę fakt, że pomiar taki daje obraz rozkładu kąтового par fotonowych w układzie odniesienia związanym z laboratorium, a fotony pochodzą z rozpadu mezonów neutralnych, znajdujących się względem tego układu w ruchu o wielkiej prędkości, dochodzi się do wniosku, że obserwowany rozkład kątowy odpowiada teoretycznym przewidywaniom.

Wpływ kąta  $\alpha$  na liczbę notowanych koincydencji może do pewnego stopnia służyć jako orientacyjny wskaźnik charakteru widma energii fo-

tomezonów neutralnych  $\pi^0$  ze względu na oczywisty związek między kątem  $\alpha$  a składową prędkości fotomezonów wzdłuż osi wiązki pierwotnych fotonów X. Kątowa zdolność rozdzielcza aparatury pozwalała jedynie na uchwycenie ogólnego zarysu tego rozkładu. Wyniki przedstawia rys. 13.

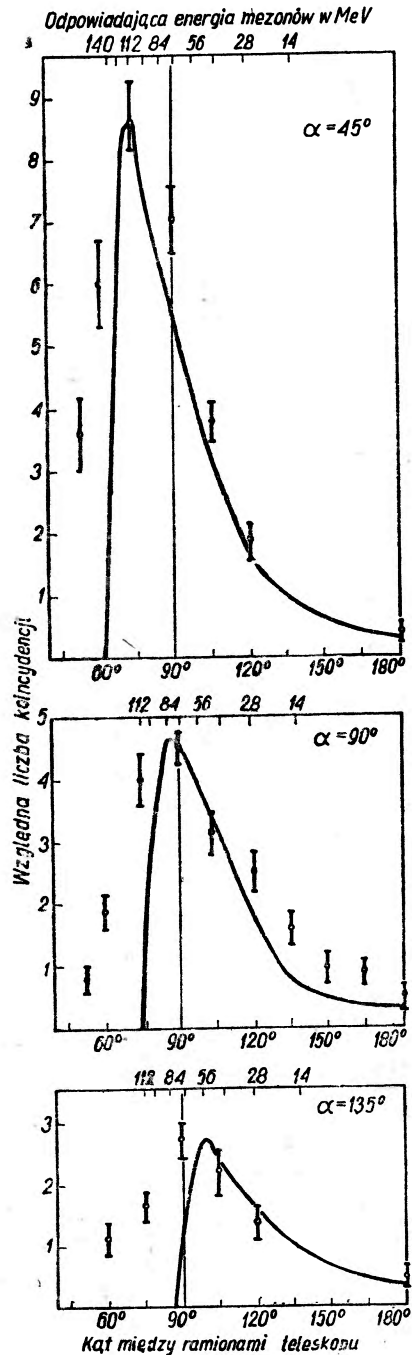
Na podstawie powyższych obserwacji autorowie stwierdzają, że prędkość cząstek, które się rozpadają na pary fotonowe, względem układu odniesienia związanego z laboratorium musi wynosić około 80% prędkości światła. Fotony z synchrotronu, których energia maksymalna nie przekracza 330 MeV, nie są zdolne nadawać takiej prędkości nukleonom. Jest to więc dowód, że muszą powstawać cząstki o masie pośredniej — mniejszej od masy nukleonu. Bliższa analiza krzywych na rys. 9 wskazuje również, że rozpad fotomezonów  $\pi^0$  jest dwufotonowy, to jest że produktami jego są 2 fotony, nie zaś większa ich liczba.

Przy ustawianiu aparatury  $\alpha = \beta = 90^\circ$  porównano wydajność na produkcje neutralnych fotomezonów w tarczy węglowej i w tarczy polietylenowej, przy czym tarcza węglowa była perforowana, tak aby zawartość węgla w niej odpowiadała — przy tych samych rozmiarach i tym samym kształcie — zawartości węgla w tarczy polietylenowej.

Znaleziony na tej drodze stosunek przekrojów czynnych jądra wodorowego do jądra węglowego

$$\sigma_{H^0}/\sigma_{C^0} = 0,12 + 0,03,$$

podczas gdy, jak to stwierdzili poprzednio cytowani autorowie, odpowiedni



Rys. 13

stosunek przekrojów czynnych na tworzenie fotomezonów dodatnich  $\pi^+$  wynosi około 0,55. Różnica pochodzi zapewne stąd, że w zderzeniach wytwarzających fotomezony dodatnie partnerem padającego fotonu musi koniecznie być proton, a fotomezony neutralne mogą powstawać w zderzeniach fotonów zarówno z protonami, jak z neutronami. Poza tym mogą tu również odgrywać rolę wzbronienia wynikające z zasady wyłączności, gdyż przy produkcji fotomezonów dodatnich drugim produktem procesu jest neutron. Neutrony znajdują się już w jądrze węglowym w dostatecznej obfitości, tak że może braknąć stanów nieobsadzonych. Natomiast przy tworzeniu mezonów neutralnych żaden nukleon nie zmienia znaku, a przynajmniej liczby nukleonów poszczególnych znaków pozostają bez zmiany.

Na podstawie całkowania krzywych przedstawionych na rys. 12 zostały obliczone przekroje czynne całkowite jądra węglowego i jądra berylowego na tworzenie fotomezonów neutralnych  $\pi^0$ . Wyniki otrzymano następujące:

$$\sigma_{Be\pi^0} = 7,5 \times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{McMillan}$$

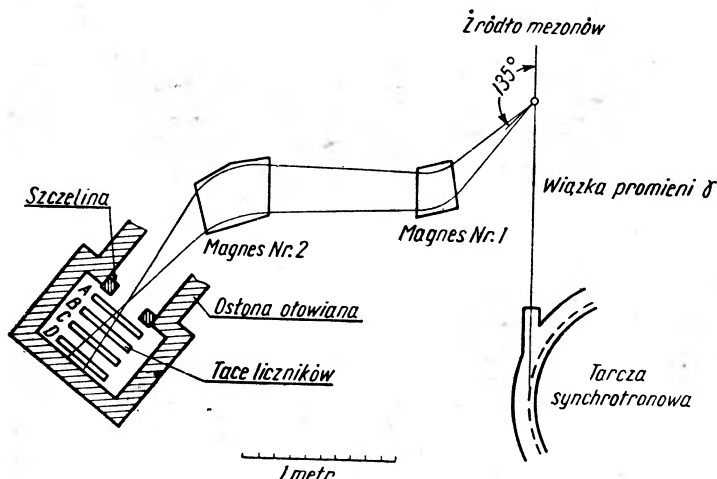
$$\sigma_{C\pi^0} = 1 \times 10^{-27} \text{ cm}^2/\text{McMillan}$$

Autorowie podkreślają, że pomiary te mogą zawierać błędy, wynikające z niedokładnej znajomości natężenia padającej wiązki promieniowania X, a przede wszystkim z trudności oceny wydajności aparatury liczącej fotomezony. Niepewność pochodząca z nieznaności natężenia promieniowania X zawiera się w granicach około 10%, ale niepewność co do wydajności liczenia jest rzędu czynnika 2.

### Nowsze badania nad fotomezonami

Rok miniony (1952) przyniósł obszerną i gruntowną pracę *L i t t a u e r a* i *W a l k e r a* [13], którzy podjęli zagadnienie wydajności produkcji fotomezonów w tarczach z różnych pierwiastków. Wiązka promieni X z synchrotronu elektronowego z maksymalną energią elektronów dochodzącą do 310 MeV padała na tarczę w postaci kulistego cienkościennego naczynia szklanego, zawierającego dany pierwiastek. Jako naczyń tych użyto baniek od 60-watowych żarówek po sprawdzeniu, że są one w wysokim stopniu wyrównane co do grubości szkła i wielkości. Zagęszczenia poszczególnych materiałów służących jako tarcza dobrano w miarę możliwości tak, aby średnia strata energii mezonu w przebiegu przez samą tarczę była jednakowa dla wszystkich materiałów. Dla uproszczenia interpretacji wyników użyto pierwiastków posiadających tylko po jednym izotopie. Fotomezony przechodziły przez obszar, w którym wytworzone było pole magnetyczne, i były pod wpływem tego pola zgruba ogniskowane, po

czym padały na trzy tace liczników Geigera-Müllera, ustawione jedna za drugą. W obrębie każdej tacy liczniki łączone były równoległe, to znaczy działały jak jeden licznik o zwiększonej powierzchni czynnej. Szkic aparatury przedstawia rys. 14.

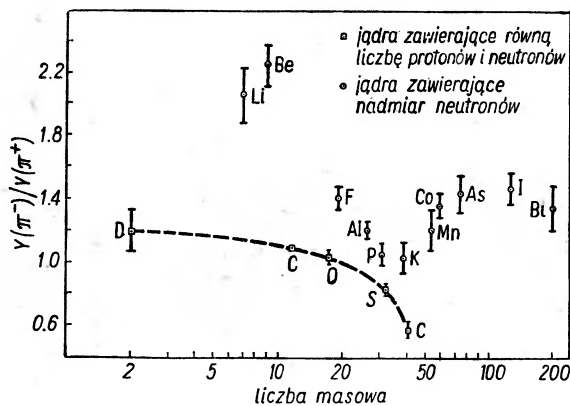


Rys. 14

Przez dobór kierunku pola magnetycznego i jego natężenia można było wybierać fotomezony określonego znaku i pewnego zakresu energii. Zdolność rozdzielcza urządzenia była jednak niewystarczająca, aby móc otrzymać bardziej dokładne widmo energii względnie pędów fotomezonów.

Wyniki, skorygowane ze względu na pochłanianie fotonów X w tarczy i różne inne błędy aparaturowe, zebrane są w tablicy V. Dane co do deuteru otrzymano przez odejmowanie efektu z węglem od efektu z węglodeuterem oraz efektu z tlenem od efektu z ciężką wodą.

Wszystkie wydajności podane są w wartościach względnych w stosunku do wydajności produkcji fotomezonów dodatnich  $\pi^+$  w wodorze, którą przyjęto jako równą jedności. Dane z tablicy V przedstawione są w formie graficznej na rys. 15. Punkty, odpowiadające pierwiastkom o ją-



Rys. 15



drach symetrycznych, to jest zawierających tyle samo protonów co neutronów, zostały na tym wykresie połączone krzywą. Jest godne uwagi, że krzywa ta ma wyraźnie gładki przebieg.

Tablica V

Wydażność fotomezonów na jądno tarczy  
 Energia fotomezonów =  $65 \pm 15$  MeV, kąt emisji =  $135^\circ$   
 Maksymalna energia fotonów =  $310 + 10$  MeV

Pierwiastek	A	Z	Wydażność mezonów $\pi^+$ $Y^+$	Wydażność mezonów $\pi^-$ $Y^-$	$Y^+ + Y^-$	$Y^-/Y^+$
H	1	1	$1,00 \pm 0,05$	$0,04 \pm 0,05$	$1,04 \pm 0,07$	—
D	2	1	$0,87 \pm 0,07$	$1,04 \pm 0,07$	$1,91 \pm 0,10$	$1,19 \pm 0,12$
Li	7	3	$2,25 \pm 0,14$	$4,65 \pm 0,28$	$6,90 \pm 0,31$	$2,06 \pm 0,18$
Be	9	4	$2,39 \pm 0,01$	$5,39 \pm 0,02$	$7,78 \pm 0,03$	$2,25 \pm 0,11$
C	12	6	$3,54 \pm 0,05$	$3,77 \pm 0,06$	$7,31 \pm 0,08$	$1,06 \pm 0,02$
O	16	8	$4,08 \pm 0,13$	$4,25 \pm 0,13$	$8,33 \pm 0,18$	$1,04 \pm 0,05$
F	19	9	$4,26 \pm 0,13$	$6,04 \pm 0,14$	$10,3 \pm 0,18$	$1,42 \pm 0,05$
Al	27	13	$6,01 \pm 0,20$	$7,18 \pm 0,21$	$13,2 \pm 0,29$	$1,20 \pm 0,05$
P	31	15	$7,25 \pm 0,28$	$7,54 \pm 0,28$	$14,8 \pm 0,4$	$1,04 \pm 0,06$
S	32	16	$7,76 \pm 0,18$	$6,63 \pm 0,16$	$14,4 \pm 0,24$	$0,85 \pm 0,03$
K	39	19	$9,37 \pm 0,42$	$9,58 \pm 0,42$	$19,0 \pm 0,6$	$1,02 \pm 0,1$
Ca	40	20	$9,01 \pm 0,46$	$5,20 \pm 0,46$	$14,2 \pm 0,7$	$0,58 \pm 0,06$
Mn	55	25	$9,08 \pm 0,56$	$10,9 \pm 0,7$	$20,0 \pm 0,9$	$1,20 \pm 0,11$
Co	59	27	$9,79 \pm 0,35$	$13,1 \pm 0,35$	$22,9 \pm 0,5$	$1,34 \pm 0,07$
As	75	33	$9,72 \pm 0,49$	$13,9 \pm 0,7$	$23,6 \pm 0,9$	$1,43 \pm 0,1$
I	127	53	$15,8 \pm 0,7$	$23,2 \pm 0,8$	$39,0 \pm 1,1$	$1,46 \pm 0,08$
Bi	209	83	$19,2 \pm 1,4$	$25,3 \pm 1,4$	$44,5 \pm 2,0$	$1,32 \pm 0,12$

Stosunek wydażności

$Y^-/Y^+$

otrzymany przez omawianych autorów jest mniejszy niż podany w poprzednio cytowanej pracy Petersona, Gilberta i White'a. Pracując na tej samej aparaturze i tą samą metodą Medicus [14] znalazł, że dla berylu nie ma wyraźnie zaznaczonej zależności od energii, a średni dla wszystkich energii stosunek  $Y^-/Y^+$  wynosi  $2,2 \pm 0,25$ , co doskonale zgadza się z wynikiem podanym przez autorów.

Littauer i Walker zwrócili uwagę na kwestię, czy stosunek wydażności  $Y^-/Y^+$  zależy od energii fotonów wytwarzających fotomezony i od energii samych fotomezonów. Sądząc, że wpływ ten najsilniej winien się ujawnić dla pierwiastka o wybitnie występującej asymetrii, a więc o stosunku  $Y^-/Y^+$  bardzo różnym od jedności, przeprowadzili doświadczenia z fardzą berylową. Wyniki przedstawione w tablicy VI wyraźnie wskazują na wpływ bilansu energii reakcji zarówno na same wydażności pro-



dukości fotomezonów, jak i na stosunek wydajności  $Y^-/Y^+$ . Uzyskane dane nie pozwalają jednak na uchwycenie tej zależności ilościowo.

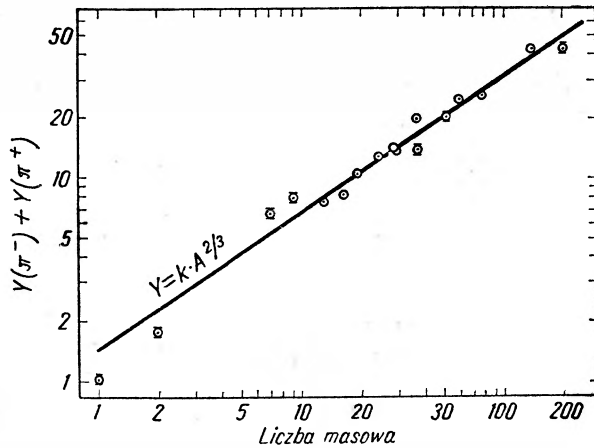
Tablica VI

**Wydajność fotomezonów z tarczy berylowej w zależności od energii**  
(Skala względna)

Energia fotonów	Energia mezonów = $65 \pm 15$ MeV		Energia mezonów = $50 \pm 10$ MeV	
	Wydajność $Y^-$	Wydajność $Y^+$	Wydajność $Y^-$	Wydajność $Y^+$
$310 \pm 10$	$1,00 \pm 0,02$	$0,44 \pm 0,01$	$1,00 \pm 0,02$	$0,47 \pm 0,01$
$256 \pm 10$	$0,24 \pm 0,01$	$0,064 \pm 0,004$	$0,33 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,01$
Zależność stosunku $Y^-/Y^+$ od energii mezonów				
Energia fotonów	Energia mezonów = $65 \pm 15$ MeV $Y^-/Y^+$		Energia mezonów = $50 \pm 10$ MeV $Y^-/Y^+$	
$310 \pm 10$	$2,27 \pm 0,07$		$2,12 \pm 0,06$	
$256 \pm 10$	$3,7 \pm 0,3$		$2,56 \pm 0,16$	

Najbardziej interesującym z wyników uzyskanych przez Littauera i Walkera jest przede wszystkim stwierdzenie, że dla deuteru stosunek wydajności  $Y^-/Y^+$  jest — w granicach dokładności metody — równy jedności. Jest to rozstrzygający argument na rzecz poglądu, że w tworzeniu fotomezonów istotną rolę odgrywa oddziaływanie między polem fotonowym (elektromagnetycznym) a momentem magnetycznym nukleonu, a nie pola fotonowego z nabożem nukleonu.

Dalej znaleźli autorowie, że przekrój czynny jądra wykazuje zależność od liczby nukleonów zawartych w jądrze (to jest od liczby masowej  $A$ ),



Rys. 16

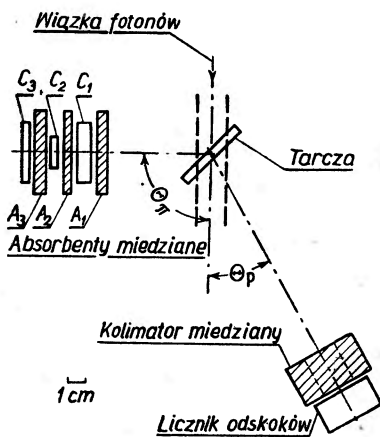
Wykres logarymiczny zależności wydajności wytwarzania fotomezonów od liczby masowej.

wyrażającą się proporcjonalnością do  $A^{2/3}$ . Wykres, na którym zależność ta jest zilustrowana, przedstawia rys. 16.

Należałoby stąd wnioskować, że tworzenie fotomezonów jest w pewnej mierze zjawiskiem powierzchniowym w tym sensie, że wydajność poszczególnych nukleonów w jądrze może być tym większa, im bliżej powierzchni się znajdują. Trudno byłoby przypuszczać, że dzieje się tak z powodu pochłaniania fotonów przez zewnętrzne nukleony. Bardziej prawdopodobne wydaje się, że fotomezony, mające, jak wiadomo, wielką skłonność do oddziaływania z nukleonami, mogą być chwywane w tym samym jądrze, w którym powstają, jeżeli miejsce, w którym powstają, znajduje się dalej od powierzchni jądra. Na podstawie wielkości wpływu liczby masowej  $A$  na przekrój czynny na tworzenie fotomezonów naładowanych można na gruncie takiego założenia ocenić zasięg naładowanego mezonu  $\pi$  w materii jądrowej. Z orientacyjnego przeliczenia otrzymuje się zasięg równy pięciokrotnemu promieniowi protonu.

Szczególniej interesującym zjawiskiem wytwarzania fotomezonów na deuteronach zajęli się Keck i Littauer [15].

Reakcja prowadząca do powstawania fotomezonów ujemnych  $\pi^-$  ma w tym przypadku przebieg następujący:



Rys. 17

Z uwagi na to, że deutron jest według dotychczasowych danych zespołem dwóch nukleonów słabo ze sobą związanych, można by oczekiwać, że omawiana tu reakcja zachodzić będzie w przybliżeniu tak, jakby odbywała się na swobodnych neutronach o pędach, jakie rzeczywiście w deuteronie posiadają. Rola protonu w deuteronie, w którym reakcja ta zachodzi, sprowadza się, jak wyrażają się autorowie, do roli widza („spectator process“).

Aparatura użyta przez Kecka i Littauera przedstawiona jest na rys. 17. Wiązka fotonów o energii maksymalnej 310 MeV naświetlano tarcze z  $D_2O$  względnie  $H_2O$ . Mezony, emitowane pod kątem

$90^\circ (\pm 10^\circ)$  były identyfikowane na podstawie swojej zdolności jonizacji i swojego zasięgu w potrójnych koincydencyjno-antykoincydencyjnych teleskopach liczników błyskowych. Protony odskokowe liczono przy pomocy licznika błyskowego z kryształem jodku sodu aktywowanym talem. Grubość tego kryształu wynosiła  $6,55 \text{ g/cm}^2$ , co odpowiada zasięgowi pro-

tonu o energii 69 MeV. Energię protonów odskokowych wyznaczano na podstawie wysokości impulsów z tego licznika.

Zbadano zależność wydajności reakcji od energii protonów odskokowych i od kąta emisji. Przez odejmowanie wyników otrzymanych z tarczą  $H_2O$  od wyników otrzymanych z tarczą  $D_2O$  otrzymano wydajność reakcji (1). Liczba impulsów notowanych z tarczą  $H_2O$  stanowiła około 30% notowanych z tarczą  $D_2O$ .

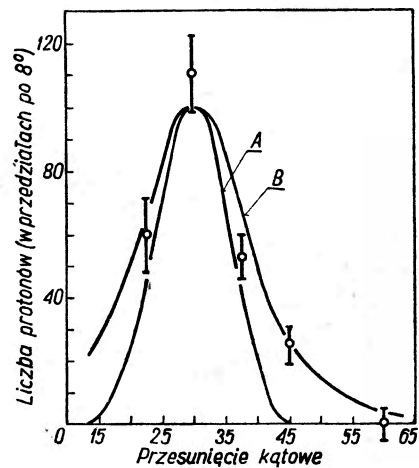
Rozkład kątowy zsumowany w całym zakresie energii przedstawiony jest na rys. 18. Krzywa ciągła *A* odpowiada rozkładowi obliczonemu przy założeniu, że reakcja zachodzi na neutronach swobodnych, pozostających w spoczynku w układzie odniesienia laboratorium w chwili wejścia w oddziaływanie z fotonem. Krzywa *B* oparta jest na założeniu, że neutrony wchodzi do reakcji z takim pędem, jaki posiadają w deuteronach, ale cały odskok od emitowanego mezonu  $\pi^-$  odbierany jest przez proton, powstający w reakcji z neutronu, natomiast drugi nukleon wchodzący w skład deuteronu, to jest proton, który pozostaje protonem, jest tylko „widzem“ reakcji i żadnego pędu z niej nie uzyskuje. Punkty pomiarowe nanesione na rys. 18 wskazują, że założenie przyjęte dla krzywej *B* wydaje się słuszniejsze.

Widmo energii protonów odskokowych emitowanych pod kątem  $30^\circ (\pm 6^\circ)$  przedstawia rys. 19. Krzywe ciągłe *A* i *B* odpowiadają krzywym tak samo oznaczonym na rys. 18. Jak widać, zgodność z wynikami doświadczalnymi jest tu mniej dobra niż dla rozkładu kąтового. Punkty z pomiarów przesunięte są w stosunku do krzywej z rachunku o 10–15 MeV w stronę większych energii.

Autorowie bardzo starannie szukali źródła tej rozbieżności, sprawdzali i cechowali aparaturę, a także analizowali zagadnienie z punktu widzenia możliwości błędu systematycznego, jednakże nie znaleźli zadowalającego wyjaśnienia.

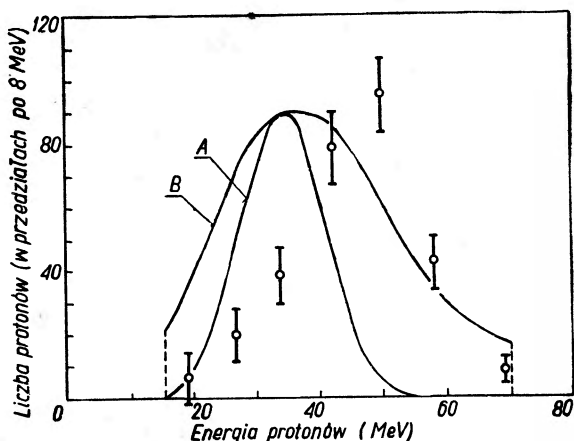
Przyjmując, że krzywa *B* z rys. 18 potwierdza się doświadczalnie, autorowie obliczyli przekrój czynny różniczkowy na wytwarzanie fotomezonów ujemnych  $\pi^-$  ze skorelowanym protonem odskokowym na

$$\sigma = 10,8 \pm 1,0 \text{ mikrobarń/steradian}$$



Rys. 18

dla kąta emisji  $90^\circ$  w układzie odniesienia laboratorium i dla fotonów o widmie ciągłym o maksymalnej energii 236 MeV.



Rys. 19

$$\sigma = 11,8 + 1,2 \text{ mikrobarnów/steradian,}$$

a więc w granicach dokładności metody tyleż, co obliczony z krzywej B z rys. 18. Potwierdza to jeszcze raz pogląd, że zjawisko przebiega w sposób zbliżony do tego, co się przyjmuje jako założenie przy obliczaniu krzywej B, a więc że ze względu na słabość wiązania nukleonów w deuteronie proton, niezaatakowany bezpośrednio przez foton, nie odbiera części odskoku od wybiegającego mezonu oraz że neutron wchodzi do reakcji z fotonem wnosząc pęd, jaki posiadał w deuteronie.

Wydaje się nie ulegać wątpliwości, że dotychczasowe informacje o wytwarzaniu fotomezonów nie wystarczają do pełnej interpretacji tego zjawiska. Konieczne są tu jeszcze dalsze badania doświadczalne i studia teoretyczne.

#### Literatura

1. Mc Millan, Peterson i White, *Science*, **10**, 579 (1949).
2. Bishop i Steinberger, *Phys. Rev.* **78**, 319 (1950).
3. Bishop i Steinberger, *Phys. Rev.* **78**, 493 (1950).
4. Bishop i Steinberger, *Phys. Rev.* **78**, 494 (1950).
5. Peterson, White i Gilbert, *Phys. Rev.* **80**, 135 (1950).
6. Bishop, Steinberger i Cook, *Phys. Rev.* **80**, 136 (1950).
7. Bishop, Steinberger i Cook, *Phys. Rev.* **80**, 291 (1950).
8. Camerini, Fowler, Lock i Muirhead, *Phil. Mag.* **41**, 413 (1950).
9. Mozley, *Phys. Rev.* **80**, 493 (1950).
10. Björklund, Crandall, Moyer i York, *Phys. Rev.* **77**, 213 (1950).
11. Steinberger, Panofsky i Steller, *Phys. Rev.* **78**, 802 (1950).
12. Peterson, Gilbert i White, *Phys. Rev.* **81**, 1003 (1951).
13. Littauer i Walker, *Phys. Rev.* **86**, 838 (1952).
14. Medicus, *Phys. Rev.* **83**, 662 (1950).
15. Keck i Littauer, *Phys. Rev.* **88**, 139 (1952).

Ogólną liczbę wytwarzanych ujemnych fotomezonów  $\pi^-$  niezależnie od rejestracji protonów odskokowych znaleźli autorowie licząc wszystkie fotomezony naładowane obu znaków, a następnie korzystając ze stosunku wydajności  $Y^-/Y^+$ , znanego z poprzednio cytowanej pracy Walkera i Littauera [13]. Przekrój czynny obliczony na tej drodze wynosi

Bronisław Buras

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

## Izotopia a nadprzewodnictwo

### Wstęp

H. Kamerlingh — Onnes badając w r. 1911 zależność oporu elektrycznego rtęci od temperatury stwierdził, że opór rtęci przy obniżaniu temperatury gwałtownie maleje w pobliżu  $4^{\circ}$  K i staje się niemierzalny. Zjawisko to nazywamy nadprzewodnictwem. Dalsze badania wykazały, jak wiadomo, że właściwość tę mają także niektóre inne materiały i każdemu z nich odpowiada właściwa temperatura  $T_c$  przejścia ze stanu nienadprzewodnictwa do stanu nadprzewodnictwa. Dokładne pomiary wykazują, że opór właściwy w stanie nadprzewodnictwa jest mniejszy od  $10^{-20}$  om. cm, co skłania do przyjęcia, że opór nadprzewodnika równy jest zeru. Prąd płynący w przewodniku o oporze zero nie wydzielą ciepła Joule'a-Lenza, co pozwala wnosić, że w stanie nadprzewodzącym elektrony nie przekazują swej energii jonom siatki krystalicznej. Stąd przez długie lata, bo aż do roku 1949, wyprowadzany był dalszy wniosek, że w stanie nadprzewodnictwa nie ma w ogóle oddziaływania między ruchami elektronów przewodnictwa i drganiami jonów siatki krystalicznej. Toteż w istniejących do tego czasu teoriach zjawiska nadprzewodnictwa (fenomenologicznych i mikroskopowych) traktowano jony jako nieruchome, tzn. siatkę krystaliczną jako sztywną. Co więcej, drgania jonów uważano za czynnik przeciwdziałający nadprzewodnictwu. Przy takim ujęciu nie spodziewano się oczywiście wpływu masy jonów, a więc wpływu izotopii na zjawisko nadprzewodnictwa<sup>1)</sup>. Ten pogląd znajdował zresztą pewne potwierdzenie w badaniach H. K. Onnesa i W. Tuyna z r. 1922 oraz E. Justiego z r. 1941 nad nadprzewodnictwem ołowiu naturalnego i ołowiu otrzymanego z rozpadu promieniotwórczego pierwiastków sze-

<sup>1)</sup> Mówiąc dokładniej należało spodziewać się wpływu izotopii wynikającego z przesunięcia poziomów energetycznych atomów tworzących kryształ. Wpływ ten na temperaturę przejścia ze stanu nienadprzewodnictwa do nadprzewodnictwa byłby jednak niezmiernie mały (o 4—5 rzędów wielkości mniejszy od wpływu omawianego w dalszym ciągu artykułu).

regu radowego. W badaniach tych, rozporządzając istniejącymi podówczas metodami pomiarowymi, nie stwierdzono wpływu izotopii na nadprzewodnictwo.

Zagadnienie związku izotopii z nadprzewodnictwem zostało zaatakowane dopiero w r. 1949 i to niezależnie z dwóch stron: doświadczalnej i teoretycznej. Z jednej strony w roku tym zostały prawie jednocześnie wykonane dwie prace doświadczalne [1, 2], stwierdzające w przypadku rtęci wyraźny związek między izotopią a nadprzewodnictwem. Z drugiej zaś strony H. Fröhlich [3], nie wiedząc nic o pracach doświadczalnych, opracował teorię nadprzewodnictwa upatrującą — wbrew wspomnianym poprzednio poglądom — przyczynę tego zjawiska właśnie w oddziaływaniu elektronów z drgającymi jonami. Jako realny wynik takiego ujęcia zjawiska nadprzewodnictwa otrzymuje się zależność nadprzewodnictwa od masy jonów, a więc związek między nadprzewodnictwem a izotopią, przy czym wynik teorii jest, jak zobaczymy, ilościowo zgodny z doświadczeniem. Jeśli się weźmie pod uwagę, że w chwili opracowywania teorii nieznanne były wyniki doświadczeń, to niewątpliwie zgodność ta zasługuje na specjalne podkreślenie i to niezależnie od zarzutów stawianych teorii [4, 5, 6, 7, 8]. Badania te — zarówno doświadczalne, jak i teoretyczne — są jeszcze o tyle interesujące, że rzucają całkiem nowe światło nie tylko na zjawisko nadprzewodnictwa, ale również na trudne zagadnienie oddziaływania elektronów z siecią krystaliczną, zagadnienie stojące w centrum zainteresowania fizyków zajmujących się stanem stałym materii.

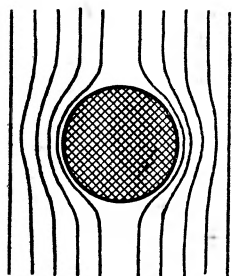
Zadaniem niniejszego artykułu jest krótkie zapoznanie z doświadczalną stroną wspomnianych badań i elementarne wprowadzenie w problematykę teoretyczną.

### Doświadczalne stwierdzenie związku między nadprzewodnictwem i izotopią

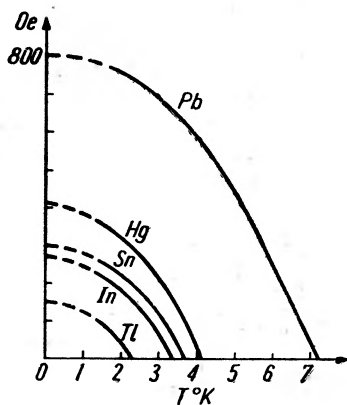
Przed przystąpieniem do omówienia strony doświadczalnej przypomnijmy pokrótce podstawowy fakt z dziedziny nadprzewodnictwa. Oto słabe pole magnetyczne nie wnika do nadprzewodnika <sup>2)</sup> (rys. 1) (tzn. nadprzewodnik można traktować jako doskonały diamagnetyk o przenikalności magnetycznej  $\mu=0$ ), natomiast silne pole magnetyczne może zniszczyć stan nadprzewodnictwa, przy czym natężenie tego pola niszczącego musi być dla danego nadprzewodnika tym większe, w im niższej temperaturze znajduje się nadprzewodnik. Krzywe na rys. 2 obrazują dla różnych nadprzewodników zależność krytycznego natężenia pola od temperatury. Dla

<sup>2)</sup> Mówiąc dokładniej: wnika jedynie w bardzo cienką warstwę powierzchniową.

ołowiu np. natężenie krytyczne (tj. takie, poniżej którego mamy stan nadprzewodnictwa, a powyżej stan nienadprzewodnictwa) dla temperatury bliskiej 0° K wynosi 800 Oe, dla 4° K — około 600 Oe, a dla 7,3° K — zero.



Rys. 1



Rys. 2

Wykres na rys. 2 jest typowym wykresem stanu w układzie  $(T, H)$ . Punkty leżące w obszarze pomiędzy osiami współrzędnych a krzywymi odpowiadają parom wielkości  $T$  i  $H$ , w których istnieje stan nadprzewodnictwa, natomiast punkty leżące poza tym obszarem odpowiadają stanowi nienadprzewodnictwa. Krzywe te są w przybliżeniu parabolami:

$$H = A - BT^2$$

( $A$  i  $B$  są stałymi charakterystycznymi dla danego nadprzewodnika).

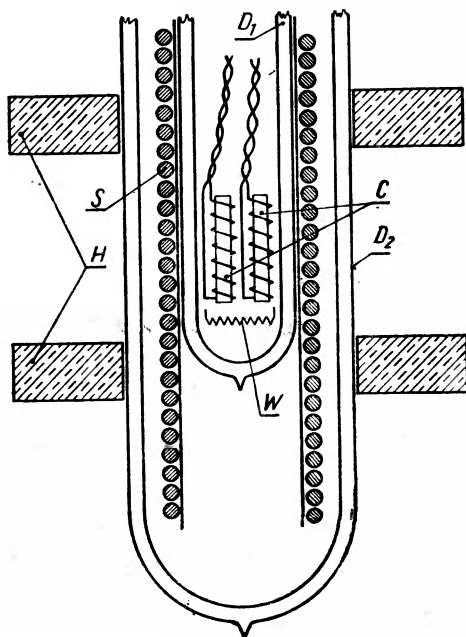
Referowane prace doświadczalne [2, 9, 10, 11, 12] miały na celu stwierdzenie, czy i w jakim stopniu krzywe stanu przedstawione na rys. 2 zależą od składu izotopowego danej próbki. Niektóre z opublikowanych prac, zwłaszcza pierwsze, nie zajmowały się wpływem izotopii na przebieg całej krzywej, lecz jedynie na przesunięcie punktu przecięcia z osią temperatur, tj. przesunięcia temperatury przejścia  $T_c$  przy natężeniu pola  $H=0$ . Metody pomiarowe użyte przez różnych autorów były podobne, toteż dla przykładu omówimy tylko jedną z nich, mianowicie użytą w pracy [11].

Do badań użyto próbek rtęci wzbogaconych w izotopy rtęci o różnej masie atomowej, otrzymanych przez separację elektromagnetyczną rtęci naturalnej i oczyszczanych przez potrójną destylację. Tabela I (kolumna 2) przedstawia średnią masę atomową  $M$  poszczególnych próbek.

Tabela I

Nr próbki	M	$T_c$ °K
1	199.5	4.185
2	199.7	4.184
3	200.7	4.173
4	202.0	4.159
5	202.0	4.160
6	203.2	4.146
7	203.4	4.146

Próbki były zatopione w cienkościennych szklanych kapilarach o średnicy około 0,5 mm i długości 30 mm. Każda z próbek była umieszczona w solenoidzie C (rys. 3), znajdującym się w diuarze  $D_1$  zawierającym



Rys. 3

ciekły hel. Diuara ten mieścił się w drugim —  $D_2$  — napełnionym ciekłym azotem. W diuarze  $D_1$  widzimy bezindukcyjny grzejnik W, wokół niego solenoid S, a na zewnątrz diuara  $D_2$  — cewkę Helmholtza H. Cewka ta wytwarzała w miejscu, gdzie były umieszczone próbki, jednorodne pole magnetyczne, przy czym niejednorodność nie przekraczała 0,1%; natężenie prądu w cewce mogło być regulowane i mierzone z dokładnością również do 0,1%. Cały układ był tak zmontowany, że kierunek osi aparatury był zgodny z kierunkiem natężenia pola magnetycznego ziemskiego. Przy użyciu cewki H można było zredukować działanie pola magnetycznego ziemskiego i otrzymać w miejscu, gdzie były umieszczone próbki, pole wypadkowe o natężeniu

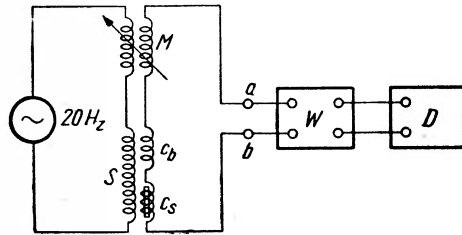
mniejszym od 0,01 Oe. Przy wszystkich pomiarach odejmowano od mierzonego natężenia prądu w cewce H to natężenie prądu, które powodowało wspomnianą wyżej redukcję pola magnetycznego ziemskiego. W ten sposób uniezależniano się od wpływu tego pola. Maksymalne pole, wytwarzane przez cewkę H, nie przekraczało 150 Oe.



Cewka  $S$  miała dwa niezależne uzwojenia. Zewnętrzne służyło do przepuszczania słabego prądu zmiennego, wewnętrzne — do wytwarzania pola magnetycznego w przypadku, gdy potrzebne było pole większe od 150 Oe.

Pomiaru krytycznego natężenia pola magnetycznego dokonywano przez pomiar zależności przenikalności magnetycznej próbki od natężenia pola.

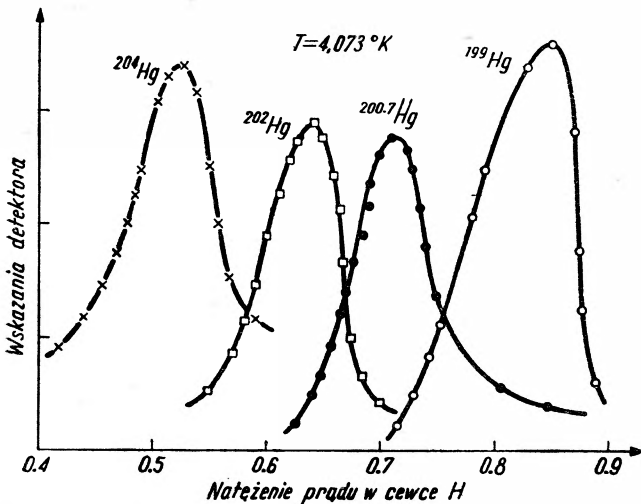
Schemat układu pomiarowego przedstawia rys. 4.  $C_s$  jest cewką z próbką,  $C_b$  — bez próbki. Obie te cewki stanowią uzwojenie wtórne w stosunku do uzwojenia pierwotnego, którym jest cewka  $S$ , przez którą przepuszczano słaby prąd zmienny o częstotliwości 20 Hz. Napięcie powstające w punktach  $a, b$  było wzmacnianie przez wzmacniacz  $W$  i wykrywane przez detektor  $D$ , dostrojony do częstotliwości 20



Rys. 4

Hz. Bez stałego pola magnetycznego i w stanie nadprzewodnictwa próbki dobierano indukcyjność  $M$  tak, aby otrzymać minimum wartości impulsu w detektorze  $D$ . Następnie zwiększano natężenie stałego pola magnetycznego.

Przy zbliżaniu się do wartości krytycznej wartość sygnału wzrastała, aby następnie po przejściu maksimum znowu opaść do małej, stałej wartości (rys. 5).



Rys. 5

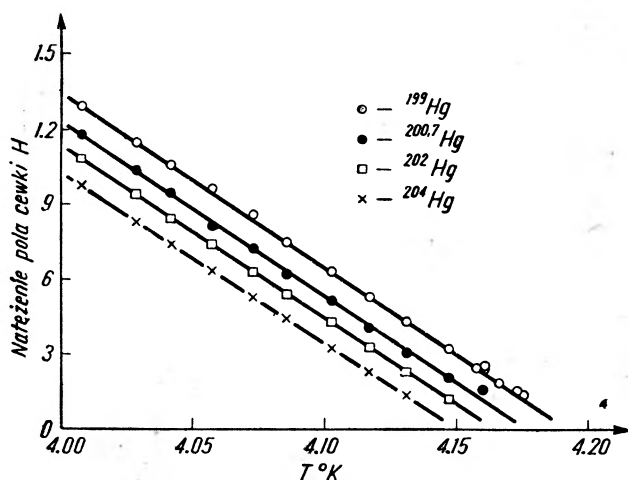
Zmiana natężenia sygnału jest związana z faktem, że w stanie nadprzewodnictwa pole nie wnika do próbki, natomiast w stanie nie-nadprzewodnictwa przenika przez całą próbkę; maksimum sygnału odpowiada polu magnetycznemu, przy którym zachodzi największa

zmiana przenikalności ze zmianą natężenia pola. W tym przypadku zmienne słabe pole magnetyczne o częstotliwości 20 Hz, indukując prąd w cewce  $C_s$ , wywołuje jednocześnie zmianę przenikalności próbki, w wyniku czego

indukowana siła elektromotoryczna jest większa niż w przypadku stałej przenikalności próbki (nawet większej od zera).

Otrzymane przy temperaturze 4,0730° K krzywe dla kilku izotopów rtęci są przedstawione na rys. 5.

W celu dokonania pomiarów dla różnych temperatur zmieniano temperaturę próbek przez odpompowywanie parującego helu. Wyniki pomiarów



Rys. 6

natężenia pola krytycznego dla różnych temperatur w pobliżu temperatury przejścia bez pola przedstawiono na rys. 6. Widać wyraźnie, że dla danej temperatury natężenie krytyczne pola magnetycznego zależy od masy atomowej izotopu. Podobnie przez ekstrapolowanie krzywych można łatwo przekonać się, że temperatura przejścia od stanu nadprzewodnictwa do stanu nienad-

przewodnictwa zależy również od masy atomowej izotopu (patrz tabela I). Przeprowadzono również badania w szerszym zakresie temperatur dla izotopów cyny i stwierdzono zależność paraboliczną, o której była mowa poprzednio, przy czym parabole te dla różnych izotopów są względem siebie przesunięte (rys. 7).

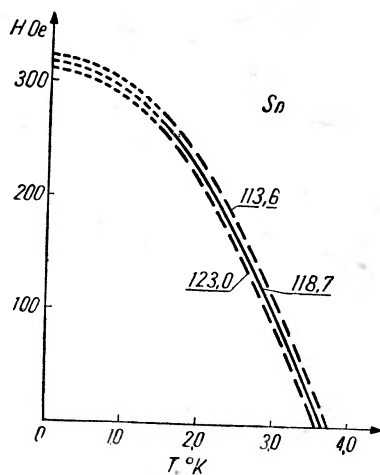
Szukając zależności temperatury przejścia  $T_c$  od masy atomowej  $M$  izotopu autorzy referowanej pracy dochodzą do wniosku, że z dużą dokładnością spełniona jest zależność

$$M^{\frac{1}{2}} T_c = \text{const.} \quad (1)$$

Tabela II wskazuje na stosunkowo dużą dokładność, z jaką spełniona jest zależność

$$M^n T_c = \text{const} \quad \text{dla } n=0,5.$$

przewodnictwa zależy również od masy atomowej izotopu (patrz tabela I). Przeprowadzono również badania w szerszym zakresie temperatur dla izotopów cyny i stwierdzono zależność paraboliczną, o której była mowa poprzednio, przy czym parabole te dla różnych izotopów są względem siebie przesunięte (rys. 7).



Rys. 7

Tabela II

$M$	$T_c$	$\frac{1}{M^2} \cdot T_c$
199,7	4,167	58,88
200,7	4,154	58,84
202,0	4,147	58,93
203,4	4,137	58,99

Tabela III przedstawia wartości  $n$  otrzymane przez różnych autorów.

Tabela III

Pierwiastek	$n$	Autor
Hg	0,504	Reynolds, Serin i Nesbitt
Sn	$0,505 \pm 0,019$	Maxwell
Sn	$0,462 \pm 0,014$	Lock, Pippard i Shoenberg
Sn	$0,46 \pm 0,02$	Serin, Reynolds i Lohman
Sn	0,50	Olsen, Bar i Mendelsohn
Pb	$0,73 \pm 0,05$	Olsen
Tl	$0,50 \pm 0,05$	Maxwell

Jedynie dla ołowiu obserwuje się duże odstępstwo od  $n=0,5$ .

Tak więc doświadczalnie zostało stwierdzone, że:

- 1) masa jonu tworzącego siatkę krystaliczną wpływa na zjawisko nadprzewodnictwa;
- 2) masa jonu tworzącego siatkę krystaliczną i temperatura przejścia ze stanu nadprzewodnictwa do stanu normalnego spełniają ze stosunkowo dużą dokładnością (z wyjątkiem Pb) zależność (1).

### Dalsze wnioski z doświadczeń i rozważania teoretyczne

Jakie wnioski można wyciągnąć z otrzymanych wyników doświadczalnych? Przypomnijmy nasamprzód, że charakterystyczna dla danej siatki krystalicznej temperatura Debye'a  $\Theta$ <sup>3)</sup> jest wprost proporcjonalna do pierwiastka z ilorazu współczynnika sprężystości  $\epsilon$  i masy jonu  $M$

$$\Theta \sim \sqrt{\frac{\epsilon}{M}}$$

<sup>3)</sup> Temperatura Debye'a  $\Theta$  określa, jak wiadomo, drgania jonów siatki krystalicznej o maksymalnej częstotliwości  $\nu_m$ . Jest ona z częstotliwością tych drgań związana równością  $k\Theta = h\nu_m$ , gdzie  $k$  jest stałą Boltzmanna, a  $h$  stałą Plancka.

Tabela II

$M$	$T_c$	$\frac{1}{M^2} \cdot T_c$
199,7	4,167	58,88
200,7	4,154	58,84
202,0	4,147	58,93
203,4	4,137	58,99

Tabela III przedstawia wartości  $n$  otrzymane przez różnych autorów.

Tabela III

Pierwiastek	$n$	Autor
Hg	0,504	Reynolds, Serin i Nesbitt
Sn	$0,505 \pm 0,019$	Maxwell
Sn	$0,462 \pm 0,014$	Lock, Pippard i Shoenberg
Sn	$0,46 \pm 0,02$	Serin, Reynolds i Lohman
Sn	0,50	Olsen, Bar i Mendelsohn
Pb	$0,73 \pm 0,05$	Olsen
Tl	$0,50 \pm 0,05$	Maxwell

Jedynie dla ołowiu obserwuje się duże odstępstwo od  $n=0,5$ .

Tak więc doświadczalnie zostało stwierdzone, że:

- 1) masa jonu tworzącego siatkę krystaliczną wpływa na zjawisko nadprzewodnictwa;
- 2) masa jonu tworzącego siatkę krystaliczną i temperatura przejścia ze stanu nadprzewodnictwa do stanu normalnego spełniają ze stosunkowo dużą dokładnością (z wyjątkiem Pb) zależność (1).

### Dalsze wnioski z doświadczeń i rozważania teoretyczne

Jakie wnioski można wyciągnąć z otrzymanych wyników doświadczalnych? Przypomnijmy nasamprzód, że charakterystyczna dla danej siatki krystalicznej temperatura Debye'a  $\Theta$ <sup>3)</sup> jest wprost proporcjonalna do pierwiastka z ilorazu współczynnika sprężystości  $\epsilon$  i masy jonu  $M$

$$\Theta \sim \sqrt{\frac{\epsilon}{M}}$$

<sup>3)</sup> Temperatura Debye'a  $\Theta$  określa, jak wiadomo, drgania jonów siatki krystalicznej o maksymalnej częstości  $\nu_m$ . Jest ona z częstością tych drgań związana równością  $k\Theta = h\nu_m$ , gdzie  $k$  jest stałą Boltzmanna, a  $h$  stałą Plancka.

Przyjmując, że współczynnik sprężystości  $\epsilon$  jest niezależny od masy jonu (co wydaje się uzasadnione), otrzymujemy, że

$$\Theta \sim \frac{1}{M^2}. \quad (2)$$

Kojarząc (1) z (2) otrzymujemy

$$\frac{T_c}{\Theta} = \text{const}, \quad (3)$$

co wskazuje na ścisły związek między temperaturą przejścia (bez pola magnetycznego)  $T_c$  a drganiami jonów siatki reprezentowanymi przez temperaturę Debye'a  $\Theta$ .

Tak więc już prosta analiza otrzymanej doświadczalnie zależności dowodzi istnienia związku między dynamicznymi właściwościami siatki krystalicznej a nadprzewodnictwem.

Związek ten znajduje dość dobre jakościowe i ilościowe uzasadnienie we wspomnianej we wstępie pracy teoretycznej Fröhlicha oraz nieco późniejszych pracach Bardeena [13].

Fröhlich i Bardeen stosując różne modele znajdują mechanizmy oddziaływania pomiędzy elektronami przewodnictwa i drganiami sieci, mechanizmy, które prowadzą do powstawania nieco niższych poziomów energetycznych. Ten niższy stan energetyczny jest identyfikowany ze stanem nadprzewodnictwa, przy czym różnica energii swobodnej jednostki objętości pomiędzy stanem nienadprzewodnictwa a stanem nadprzewodnictwa w temperaturze  $0^0 \text{ K}$  okazuje się u obu autorów odwrotnie proporcjonalna do masy jonu

$$\Delta E \sim \frac{1}{M}. \quad (4)$$

(Piszemy tu  $\Delta E$  zamiast  $\Delta F$ , gdyż przy  $T=0$ ,  $F=E$ ). Z drugiej strony z rozważań energetycznych wynika, że ta różnica  $\Delta E$  (liczona na jednostkę objętości) pomiędzy stanami nienadprzewodzącym a nadprzewodzącym musi być równa energii pola magnetycznego, niszczącego nadprzewodnictwo w temperaturze  $0^0 \text{ K}$ , tj.

$$\Delta E = \frac{H_0^2}{8\pi}, \quad (5)$$

gdzie  $H_0$  jest krytycznym natężeniem pola magnetycznego w temperaturze  $0^0 \text{ K}$ . Z (4) i (5) otrzymujemy

$$\frac{H_0^2}{8\pi} \sim \frac{1}{M}$$

lub

$$\frac{1}{M^2} H_0 = \text{const.} \quad (6)$$

Doświadczenie wskazuje, że krzywe zależności natężenia pola krytycznego od temperatury są geometrycznie podobne, a zatem stosunek

$$\frac{H_0}{T_c} \quad (7)$$

jest stały i niezależny od  $M$ . Kojarząc (6) i (7) otrzymujemy

$$M \frac{1}{T_c} = \text{const.}$$

zgodnie z doświadczeniem.

Jakie są podstawowe założenia teorii Fröhlicha lub Bardeena? Wyczerpująca odpowiedź na to pytanie wykracza poza ramy tego artykułu. Aby jednak choć pobieżnie zapoznać się z głównymi ideami teorii, omówimy pokrótce myśl przewodnią teorii Fröhlicha [3, 14].

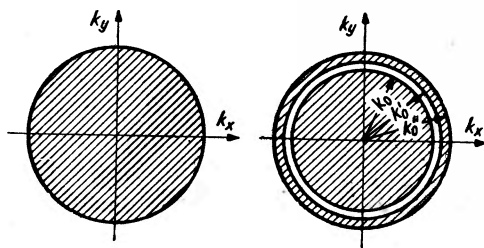
Teoria Fröhlicha wychodzi w zasadzie ze zwykłej teorii Blocha przewodnictwa, w której płaskie fale elektronowe są rozpraszane na drgających jonach sieci. To rozproszenie jest związane z emisją lub absorpcją fononu <sup>4)</sup>. Używając języka polowego można powiedzieć, że mamy tu do czynienia z oddziaływaniem elektronu z polem drgań siatki, tj. z polem fononowym. Oddziaływanie takie prowadzi do deformacji siatki, deformacja zaś siatki wywołuje nowe oddziaływanie na elektron. Oddziaływanie tego typu prowadzi — jak zwykle we współczesnych teoriach polowych — do istnienia własnej energii elektronu. Ta własna energia dla siatki jonowej została, jak wiadomo, niedawno obliczona przez Fröhlicha, Pelzera i Zienau'a [15]. Piekar [16] niezależnie i na innej nieco drodze doszedł, jak wiadomo, do podobnych wyników wprowadzając w swojej teorii polaronów <sup>5)</sup> dodatkowy człon do hamiltonianu odpowiadający za oddziaływanie elektronu ze spolaryzowaną przez ten elektron siatką. Mówiąc bardzo poglądowo, w przypadku siatki jonowej wywołana przez elektron polaryzacja siatki powoduje w miejscu, gdzie znajduje się elektron, powstanie dołu potencjału, skutkiem czego elektron

<sup>4)</sup> W teorii promieniowania, jak wiadomo, fotonowi przypisujemy energię  $h\nu$ , gdzie  $h$  jest stałą Plancka, a  $\nu$  — częstością promieniowania. Przez analogię z tym obrazem w teorii ciała stałego wiążemy z drganiami jonu siatki o częstości  $\nu$  fonon o energii  $h\nu$ . Jeśli jeden z jonów przekazuje drugiemu drganie o częstości  $\nu$ , to powiadamy, że pierwszy emituje fonon o energii  $h\nu$ , drugi zaś absorbuje fonon o tejże energii.

<sup>5)</sup> Polaronem nazywamy elektron w spolaryzowanej przez jego pole kolombowskie siatce krystalicznej (patrz dalszy tekst tego ustępu).

może się znaleźć w niższym stanie energetycznym niż normalnie. Na przykładzie tym widać, że istotnie oddziaływanie z siatką może prowadzić do niższych stanów energetycznych.

W związku z zagadnieniem nadprzewodnictwa Fröhlich w cytowanej poprzednio pracy wylicza nasamprzód przy użyciu metody zaburzeniowej zmianę energii układu elektrony-siatka, jaka następuje w wyniku oddziaływania między elektronami i polem fononowym. Następnie analizuje zależność tej zmiany energii od funkcji rozkładu elektronów w przestrzeni quasi-pędu. Analiza ta doprowadza go do wniosku, że w temperaturze  $0^{\circ}\text{K}$  (cały rachunek jest prowadzony dla tej właśnie temperatury) dzięki omawianemu oddziaływaniu powierzchnia Fermiego w przestrzeni quasi-pędu ulega zasadniczym zmianom. Jak wiadomo, w przypadku elektronów nie oddziaływających z polem fononowym w temperaturze  $0^{\circ}\text{K}$  powierzchnia Fermiego jest kulą (rys. 8). W przypadku istnienia oddziaływania rozkład quasi-pędów elektronów przedstawia się wg Fröhlicha, tak jak na rysunku 9. Mamy elektrony z quasi-pędami  $k < k_0$  oraz



Rys. 8

Rys. 9

$k_0' < k < k_0''$ . Nie ma natomiast elektronów z quasi-pędami  $k > k_0''$  i  $k_0 < k < k_0'$ . Istnieje zatem w rozkładzie quasi-pędu szczelina. Z istnieniem tej właśnie szczeliny Fröhlich wiąże stan nadprzewodnictwa, a dalszy rachunek doprowadza go do wniosku, że natężenie pola krytycznego  $H_c$  przy przejściu ze stanu normalnego do stanu nadprzewodnictwa spełnia równanie (6), które jest zgodne z doświadczeniem.

Teoria Fröhlicha (podobnie Bardeena, której tu nie omawiamy) spotkała się z ostrą krytyką [4, 5, 6, 7, 8]. Mimo wielu słusznych zarzutów trzeba jednak stwierdzić, że teoria Fröhlicha prowadzi do wniosków zgodnych z doświadczeniem, że uwzględnia ona oddziaływanie elektronów z polem fononowym, oddziaływanie, na które wskazuje doświadczenie. Trzeba mieć nadzieję, że dalsze badania zarówno doświadczalne, jak i teoretyczne pozwolą wprowadzić większą jasność do tych trudnych, a jednocześnie niezmiernie ciekawych zagadnień fizyki ciała stałego.

## Literatura

1. E. Maxwell, *Phys. Rev.*, **78**, 477 (1950).
2. C. A. Reynolds, B. Serin, W. H. Wright, L. B. Nesbitt, *Phys. Rev.*, **78**, 487 (1950).
3. H. Fröhlich, *Phys. Rev.*, **79**, 845 (1950).
4. В. Г. Гинзбург, У. Ф. Н., **42**, 169 (1950); **42**, 333 (1950); **48**, 25 (1952).
5. S. D. Drell, *Phys. Rev.*, **83**, 838 (1951).
6. W. Kohn, Vachaspati, *Phys. Rev.*, **83**, 462 (1951).
7. M. R. Schafroth, *Helv. Phys. Acta*, **24**, 667 (1951).
8. G. Wenzel, *Phys. Rev.*, **83**, 168 (1951).
9. J. M. Lock, A. B. Pippard, D. Shoenberg, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **47**, 811 (1951).
10. E. Maxwell, *Phys. Rev.*, **79**, 173 (1950); *Physics Today*, **5**, 17 (1952).
11. C. A. Reynolds, B. Serin, L. B. Nesbitt, *Phys. Rev.*, **84**, 691 (1951).
12. B. Serin, C. A. Reynolds, L. B. Nesbitt, *Phys. Rev.*, **78**, 813 (1950).
13. J. Bardeen, *Phys. Rev.*, **79**, 167 (1950); **80**, 567 (1950); **81**, 469 (1951); **81**, 829 (1951); **81**, 1070 (1951); **82**, 978 (1951).
14. H. Fröhlich, *Proc. Phys. Soc. A.*, **63**, 778 (1950); **64**, 129 (1951).
15. H. Fröhlich, H. Pelzer, Z. Zienau, *Phil. Mag.*, **41**, 221 (1950).
16. С. И. Пекар, Исследования по электронной теории кристаллов, Москва 1951.



Adam Strzałkowski

Zespół Katedr Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego

## Emisja promieniowania gamma przy chwytniu neutronów

### Wstęp

W roku 1932 w wyniku prac Ireny i Fryderyka Joliot oraz Chadwicka zostaje odkryty neutron. W latach następnych uwaga fizyków skupia się głównie na tej nowoodkrytej cząstce elementarnej; bada się jej własności, jej oddziaływanie z materią. W roku 1934 D. A. Lea [1] badając rozproszenie neutronów na różnych substancjach stwierdza po raz pierwszy występowanie promieniowania gamma przy oddziaływaniu neutronów z protonami, badając zaś absorpcję tego promieniowania szacuje jego energię na 2 do 4 MeV. Przypuszcza on, że promieniowanie to zostaje emitowane przy połączeniu neutronu z protonem na deuteron.

W tym samym jeszcze roku ukazuje się szereg prac grupy fizyków włoskich, E. Fermi, E. Amaldi, O. D'Agostino, F. Rasetti i E. Segré [2], donoszących o odkryciu sztucznej promieniotwórczości wywołanej przez neutrony. Badając oddziaływanie neutronów z całym szeregiem różnych pierwiastków stwierdzają oni w niektórych przypadkach występowanie promieniowania gamma, wysuwają pewną hipotezę mechanizmu powstawania tego promieniowania. Przypuszczają mianowicie, że przez schwytnie neutronu jądro wzbudzone zostaje do stanu o wyższej energii, a wracając do stanu podstawowego wysyła nadmiar swej energii w postaci promieniowania gamma.

W rok później ci sami autorzy mogą już zakomunikować wyniki znacznie pewniejsze i dokładniejsze [3]. Stwierdzają oni przede wszystkim, że neutrony, spowolnione skutkiem zderzeń elastycznych z protonami przy przejściu przez ciała zawierające wodór (woda, parafina), znacznie łatwiej mogą być chwytnie przez jądra różnych pierwiastków wywołując przemiany jądrowe i sztuczną promieniotwórczość. Dla pewnych pierwiastków przekroje czynne na chwytnie neutronów wypadają szczególnie duże i we wszystkich tych przypadkach stwierdzają autorowie występowanie promieniowania gamma. Usuwając parafinę spowolniającą neutrony lub otaczając badane próbki silnie absorbującym neutrony borem, stwierdzają

oni zanik promieniowania gamma, a zatem przekonują się, że jest ono rzeczywiście wywoływane przez neutrony.

W tym samym roku i w roku następnym pojawia się wiele prac [4, 5, 6, 7] dotyczących emisji promieni gamma przy chwyтaniu neutronów. Autorzy tych prac starają się zmierzyć energię tego promieniowania, wyznaczając jego krzywe absorpcji. Metoda ta, jakkolwiek niezbyt dokładna, pozwalała na stwierdzenie, że energia ta ma średnio wartość 2 do 3 MeV.

Równocześnie pojawiają się prace występujące z krytyką podanego przez Le a i F e r m i e g o mechanizmu powstawania tego promieniowania. Ponieważ nie stwierdzono w komorze Wilsona torów odrzutu deuteronów, które powinny występować, gdyby słuszną była hipoteza syntezy neutronu i protonu, różni autorowie starają się wytłumaczyć powstawanie promieniowania gamma przez inne jakieś procesy. Tak na przykład wysuwano hipotezę, że jest to promieniowanie anihilacyjne pozytonów występujących w wyniku jakiejś przemiany jądrowej wywołanej przez neutrony. Wyniki jednak przeprowadzanych badań i pomiarów energii przemawiały coraz pewniej za mechanizmem proponowanym przez Fermiego.

Ponieważ energia powolnego neutronu jest zanedbywalnie mała, jądro przez pochwycenie go znajdzie się w stanie o energii równej energii wiązania neutronu w nowopowstałym jądrze (izotopie jądra chwyтającego o liczbie masowej o 1 większej) i energia ta winna być wypromieniowana w postaci promieniowania gamma. Energia wiązania neutronu w jądrze wynosi średnio 8 MeV, tymczasem energii takich nie zaobserwowano w emitowanych przy chwyтaniu neutronów promieniach gamma. Wskazuje to, że przejście wzbudzonego jądra do stanu podstawowego nie odbywa się jednym skokiem, lecz kaskadowo: jądro przechodzi przez kilka stanów pośrednich, przy czym emitowane są kwanty gamma o energii mniejszej od energii wiązania neutronu.

W latach następnych prace wykonywane z neutronami idą raczej w kierunku wyznaczania przekrojów czynnych na schwyтanie, mało uwagi zwraca się natomiast na wysyłane przy tym promieniowanie gamma. Głównym powodem takiego braku zainteresowania było przede wszystkim to, że nie posiadano źródeł neutronów dostatecznie silnych dla wytworzenia promieniowania gamma o natężeniu niezbędnym dla wykonania dokładniejszych pomiarów energii. Również metody spektrometrii gamma nie były jeszcze wówczas dostatecznie opracowane.

Przebadanie widm promieniowania gamma wysyłanego przy chwyтaniu neutronów stało się możliwe dopiero w ostatnich latach dzięki uzyskaniu niezwykle silnych strumieni neutronów z reaktorów (stosów) atomowych oraz dzięki opracowaniu bardzo dokładnych i czułych metod pomiaru

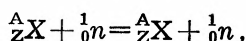
energii promieniowania gamma. Liczba prac na ten temat zaczyna stale wzrastać. Przeprowadzane są przy tym systematyczne badania kolejno wszystkich pierwiastków.

Badanie widm promieni gamma wysyłanych przy chwytniu neutronów przez jądra jest nadzwyczaj ważnym zagadnieniem fizyki jądra atomowego. Znajomość widm tych może nam dostarczyć bardzo cennych wiadomości o jądrach atomów. W pierwszym rzędzie z badań tych otrzymać możemy wartość energii wiązania neutronu w jądrze jako najwyższą energię emitowanego przy chwytniu kwantu gamma lub jako sumę energii kwantów emitowanych bezpośrednio po sobie w jednej kaskadzie. Przebadanie widm tych może nam dalej dostarczyć również informacji o rozmieszczeniu poziomów energetycznych jąder atomów. Wiemy, że jądro atomowe jako układ kwantowo-mechaniczny posiadać musi szereg dyskretnych poziomów energetycznych, pomiędzy którymi tylko odbywać się mogą przejścia, podobnie jak przejścia pomiędzy dyskretnymi poziomami energetycznymi w powłoce elektronowej atomu. Z samych tylko badań widm promieniowania gamma nie można co prawda, jak to możemy zrobić na ogół w atomie na podstawie widm optycznych, wyznaczyć pełnego schematu poziomów energetycznych, ponieważ przy emisji kwantów gamma zaangażowana jest tylko niewielka stosunkowo liczba poziomów energetycznych. Istnieje jednak cały szereg innych metod, pozwalających na wyznaczenie rozmieszczenia poziomów energetycznych jąder, jak przede wszystkim zjawiska rezonansowe przy chwytniu neutronów i innych reakcjach jądrowych. Widma promieni gamma emitowanych przy chwytniu neutronów stanowią tu bardzo ważny przyczynek, pozwalając na dokładniejsze wyznaczenie energii poziomów oraz na skompletowanie znanych skądinąd schematów poziomów. Do niedawna nie doceniano jeszcze zupełnie dużego znaczenia tych procesów. Tak na przykład jeszcze w r. 1949 S. Devons w swej książce o poziomach energetycznych jąder [8] pisze, że dane otrzymane z pomiaru energii promieni gamma emitowanych przy chwytniu neutronów są jeszcze zbyt szczupłe i nie mogą mieć większego znaczenia. W ostatnich jednak latach sytuacja uległa tu radykalnej zmianie dzięki powiększeniu liczby prac poświęconych temu zagadnieniu i powiększeniu dokładności zawartych w nich wyników.

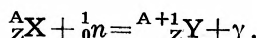
Dotychczas nie istnieje jeszcze teoria zdająca sprawę z mechanizmu emisji promieniowania gamma przy chwytniu przez jądra neutronów. Zbyt szczupły był dotychczas posiadany materiał doświadczalny, aby można było oprzeć na nim taką teorię, a i obecnie nie wyszliśmy jeszcze poza okres gromadzenia faktów doświadczalnych. Pierwszą próbę teorii podał H. A. Bethe w swym znanym artykule „Nuclear Physics“ ogłoszonym w r. 1937 w „Reviews of Modern Physics“ [9].

Przy przejściu neutronów przez materię możliwe są następujące typy oddziaływania:

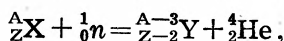
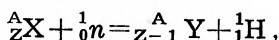
a) rozproszenie sprężyste i niesprężyste:



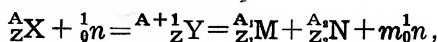
b) chwyтanie neutronu z emisją promieniowania gamma:



c) chwyтanie neutronu z emisją cząstki naładowanej: protonu lub cząstki alfa:



d) rozszczepienie jądra



$$Z_1 + Z_2 = Z,$$

$$m + A_1 + A_2 = A + 1,$$

$$m = 1 \div 3.$$

Ograniczymy się w naszych rozważaniach do neutronów tzw. powolnych o energiach od kilku tysięcy eV do energii termicznych rzędu  $kT$ <sup>1)</sup>, gdzie  $k$  — stała Boltzmann,  $T$  — temperatura. Neutrony powolne otrzymać możemy spowolniając otrzymane ze źródła neutrony szybkie przez przepuszczenie ich przez substancję zawierającą wodór.

Rozpatrzmy kolejno wymienione wyżej procesy. Przy energiach neutronów powolnych zderzenia nieelastyczne są bardzo mało prawdopodobne. W zderzeniach takich neutron przekazuje część swej energii jądro wzbudzając go do najbliższego poziomu energetycznego. Ponieważ pierwszy wzbudzony poziom energetyczny jądra leży w odległości ponad 10 000 eV nad poziomem podstawowym, neutron posiadać musi energię kinetyczną co najmniej tego rzędu, aby zderzenie nieelastyczne mogło nastąpić. Neutrony powolne posiadają tymczasem energie mniejsze. Chwyтanie neutronów z emisją cząstek naładowanych może mieć znaczenie tylko dla jąder lekkich, ponieważ w przypadku jąder ciężkich emitowana cząstka będzie miała na ogół energię zbyt małą dla pokonania dużej bariery potencjału. Rozszczepienie jąder pod wpływem chwyтania neutronów powolnych zachodzić może tylko dla pierwiastków najcięższych, nie będzie mieć zatem znaczenia w większości interesujących nas przypadków.

<sup>1)</sup> Średnia energia odpowiadająca temperaturze 300° K wynosi 0,037 eV.

Pozostają tu zatem do rozpatrzenia dwa procesy oddziaływania neutronów z jądrami: rozpraszanie skutkiem zderzeń sprężystych oraz pochwylenie neutronu z emisją promieniowania gamma. Przy rozproszeniu elastycznym neutron nie zmienia swej energii, jądro wraca do stanu podstawowego, a zatem cała energia wzbudzenia skoncentrować się musi na jednej cząstce: neutronie. Inaczej będzie w przypadku emisji kwantu gamma. Emitowane promieniowanie gamma może mieć tu energię znacznie nawet niższą od energii wzbudzenia, tak że część tylko tej energii ulega koncentracji. Jest oczywiste, że proces wymagający mniejszej koncentracji energii, a zatem proces emisji promieniowania gamma będzie na ogół procesem znacznie więcej prawdopodobnym. Tak będzie jednak tylko dla jąder cięższych oraz dla niezbyt dużych energii neutronów (dla neutronów powolnych). Dla jąder lekkich emisja cząstki (a więc i neutronu) przy pochwyleniu neutronu jest znacznie prawdopodobniejsza. Również dla dużych energii prawdopodobieństwo rozproszenia wzrasta silnie, podczas gdy prawdopodobieństwo pochwylenia neutronu z emisją promieniowania gamma nie ulega większym zmianom.

B e t h e oparł swą uproszczoną teorię na statystycznej koncepcji jądra atomowego, wysuniętej przez J. F r e n k l a i N. B o h r a i rozwiniętej przez wielu autorów. Na gruncie tej teorii B e t h e stara się wyznaczyć widmo emitowanego promieniowania gamma oraz średnią liczbę kwantów emitowanych na jedno pochwylenie neutronu. Czyniąc pewne założenia upraszczające i korzystając z danych doświadczalnych dotyczących poziomów energetycznych otrzymuje B e t h e widmo emitowanych promieni gamma z maksimum dla energii równej 0,25—0,5 energii wzbudzenia (energii wiązania neutronu). W przypadku, gdy odległość poziomów energetycznych w jądrze jest większa, a zatem dla jąder lżejszych, maksimum to wypada dla energii wyższych. Ponieważ energia emitowanego kwantu promieniowania gamma jest średnio znacznie mniejsza od energii wzbudzenia, zatem na jedno schwylenie neutronu winno być emitowanych kilka — średnio 3 do 10 — kwantów gamma. Prawdopodobieństwo emisji całej energii wzbudzenia w jednym kwancie gamma wypada według teorii Bethego bardzo małe, tak że przypadek taki nie powinien w ogóle występować lub występować nadzwyczaj rzadko.

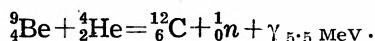
Jest rzeczą oczywistą, że teoria ta, powstała w pierwszych latach rozwoju prac nad jądrem atomowym i oparta na daleko idących założeniach upraszczających, nie może być obecnie zadowalająca. Na podstawie nagromadzonego w ostatnich latach materiału doświadczalnego wskazać już można na pewne niedomogi teorii. Tak na przykład, wbrew temu co przewidywała teoria, promieniowanie o energii odpowiadającej energii wiązania neutronu w jądrze występuje dość często i z dość dużym natężeniem. Powiększenie w ostatnich latach zarówno liczby, jak i dokładności danych

doświadczalnych w tej dziedzinie, pozwoli na pewno na opracowanie nowej, dokładniejszej teorii.

### Metody doświadczalne

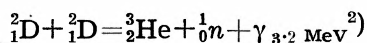
1) Źródła neutronów. Jak już powiedzieliśmy wcześniej, dokładność prac związanych z promieniowaniem gamma emitowanym przy chwytniu neutronów jest uwarunkowana głównie przez będące do dyspozycji źródła neutronów. Strumienie neutronów ze źródeł, którymi do niedawna rozporządzali fizycy, były zbyt słabe, aby zastosować można było dokładniejsze metody pomiaru energii promieniowania gamma.

W pierwszych latach badań stosowano jako źródła neutronów przeważnie preparaty radowo-berylowe lub polonowo-berylowe. W preparatach tych neutrony powstawały w wyniku reakcji berylu z cząstkami alfa ciała promieniotwórczego:



Energie otrzymywanych tu neutronów dochodziły do 13 MeV. Wydajność źródła Be+Ra wynosiła  $(10-15) \cdot 10^6$  neutronów na sekundę na 1 g radu, dla źródła Be+Po była kilkakrotnie niższa.

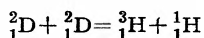
Zasadniczy postęp uzyskano stosując do wytwarzania neutronów reakcje typu  $(d, n)$  z przyspieszonymi do dużych energii w akceleratorach deuteronomi. Reakcję



jako źródło neutronów zastosowali po raz pierwszy do badania promieni gamma emitowanych przy chwytniu neutronów S. K i k u c h i, K. H u s i m i i H. A o k i [10]. Przy pomocy takiego źródła otrzymać już można strumienie neutronów o znacznym natężeniu. Tak na przykład przy energii deuteronomów 1 MeV strumień neutronów wynosi  $5 \cdot 10^7$  neutronów na sekundę na 1  $\mu\text{A}$  deuteronomów, a przy energii deuteronomów 10 MeV— $3 \cdot 10^{10}$  neutronów na sekundę na 1  $\mu\text{A}$  deuteronomów.

W ostatnich wreszcie latach potężne źródła neutronów uzyskano w postaci reaktorów atomowych. W wyniku łańcuchowych procesów rozszczepiania jąder w reaktorze otrzymujemy z niego strumienie neutronów dochodzące do  $6 \cdot 10^{13}$  neutronów na sekundę na 1 kW mocy reaktora. Przy

<sup>2)</sup> Równoległe z tą reakcją zachodzi reakcja

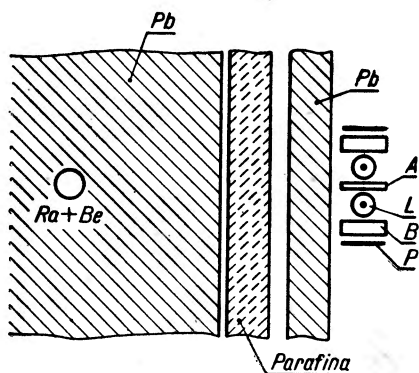


z takim samym w przybliżeniu prawdopodobieństwem.

tak dużych natężeniach neutronów można już było bez trudności zastosować dokładne metody spektroskopii promieniowania gamma<sup>3)</sup>.

2) Metody pomiaru energii promieniowania gamma. W miarę rozwoju techniki eksperymentalnej stosowano tu coraz dokładniejsze metody pomiaru. Zasadniczo stosowane były trzy główne metody:

- a) w pierwszych latach badań posługiwano się głównie metodami absorpcyjnymi;
- b) w ostatnich latach zastosowano metodę emulsji fotograficznych i prawie równocześnie;
- c) bardzo dokładne metody spektrometrii promieniowania gamma.



Rys. 1

Pomiar za pomocą metody Bethego energii promieniowania gamma emitowanego przy chwyтaniu neutronów. Pochodzące ze źródła Ra+Be i spowolnione w parafinie neutrony ulegają pochyceniu w płytkach P z badanego pierwiastka. Emitowane przy tym promienie gamma przechodząc przez aluminiowe płytki B wyzwalają z nich elektrony skutkiem zjawiska fotoelektrycznego i zjawiska Comptona. Wyznaczając energię tych elektronów przez pomiar ich absorpcji w absorbencie A za pomocą dwóch liczników L pracujących w koincydencji możemy określić energię promieni gamma.

Omówimy tu pokrótce stosowane dotychczas metody:

a) Metody absorpcyjne [4, 5, 6, 7, 10, 11]. W pierwszych latach rozwoju badań szacowano energię promieniowania gamma mierząc jego absorpcję. Metoda ta bardzo jednakże niedokładna została szybko zarzucona i zastąpiona metodą Bethego, polegającą na pomiarze przy użyciu metod absorpcyjnych maksymalnej energii elektronów Comptonowskich, otrzymanych przy pomocy badanych promieni gamma. Rys. 1 przedstawia układ zastosowany przez R. Fleischmanna [7]. Promienie gamma emitowane z próbki P z badanego materiału przechodząc przez płytkę aluminiową B wybijają z niej elektrony Comptonowskie. Elektrony te przechodzą przez dwa cienkościennie liczniki L pracujące w koincydencji oraz przez umieszczoną między nimi warstwę absorbenta (aluminium) o zmiennej grubości A. Maksymalną energię elektronów i zarazem energię promieniowania gamma wybijającego te elektrony wyznaczano albo z granicznego zasięgu w absorbencie [5, 10, 11], albo też określając gru-

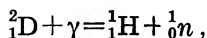
<sup>3)</sup> Liczby dotyczące wydajności różnych źródeł neutronów podano na podstawie książki E. Fermiego o: „Nuclear Physics“.



bość absorbenta redukującą liczbę koincydencji do połowy lub do  $1/4$  i posługując się cechowaniem uzyskanym przy pomocy promieni gamma o znacznej energii [4, 7]. H. E. K u b i t s c h e k i S. M. D a n c o f f [11] starali się poza tym na podstawie otrzymanych tu krzywych absorpcji wyznaczyć widmo promieniowania gamma. Metoda ta posługująca się dwukrotnym graficznym różniczkowaniem nie była ani zbyt pewna, ani zbyt dokładna.

Metody absorpcyjne pomiaru energii promieniowania gamma były jeszcze bardzo niedokładne, a ponadto pozwalały tylko na wyznaczenie średniej lub najwyższej energii promieniowania gamma emitowanego w procesie chwytania neutronów. Zastosowanie jako źródeł neutronów reaktorów dostarczających strumieni neutronów o bardzo dużym natężeniu umożliwiło stosowanie znacznie dokładniejszych spektroskopowych metod pomiaru, pozwalających na mierzenie energii poszczególnych linii widmowych emitowanego promieniowania gamma.

b) Metoda emulsji fotograficznych [12, 13]. Do pomiaru energii promieni gamma wysyłanych przy chwytaniu neutronów metoda ta została zastosowana początkowo przez fizyków radzieckich (M. L. A l e k s a n d r o w a [12]), później stosowana była również w Ameryce [13]. Do emulsji fotograficznych stosowanych w tej metodzie wprowadza się deuter przez namoczenie lub umieszczenie płyty w ciężkiej wodzie. Jeżeli energia promieni gamma przekracza będzie energię wiązania deuteronu 2,2 MeV, wówczas promienie te wywoływać będą rozszczepienie zawartych w emulsji deuteronów na proton i neutron:



$$E_\gamma > 2,2 \text{ MeV}.$$

Jeżeli oznaczymy przez  $E_\gamma$  energię promieni gamma wywołujących rozszczepianie, przez  $E_p$  energię kinetyczną protonu i przez  $E_n$  energię kinetyczną neutronu, to:

$$E_\gamma = 2,2 \text{ MeV} + E_p + E_n,$$

a ponieważ ze względu na przybliżoną równość mas neutronu i protonu możemy napisać  $E_p = E_n$ , więc energia promieniowania gamma powodującego rozszczepienie jest:

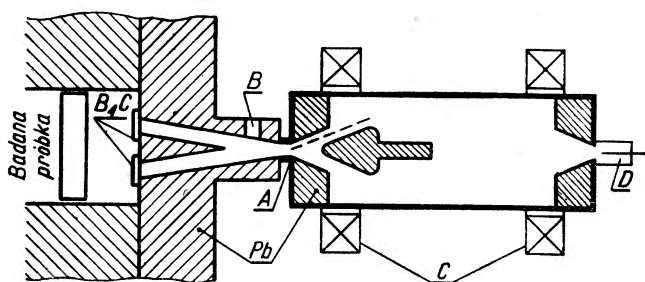
$$E_\gamma = 2,2 \text{ MeV} + 2 E_p.$$

Mierząc zatem zasięg w emulsji powstających przy rozszczepieniu protonów, możemy wyznaczyć ich energię, a zarazem i energię promieniowania gamma wywołującego rozszczepienie. Ze względu na trudności pomiaru w emulsji fotograficznej zasięgu protonów o energiach mniejszych od 0,5 MeV (zasięg  $6\mu$ ) metoda emulsji fotograficznych może być zasadni-



czo stosowana tylko do pomiaru energii promieniowania gamma powyżej 3 MeV. Wymaga ona dość silnej wiązki promieniowania gamma, którą można by na płycie skolimować i uniknąć w ten sposób błędów wynikających z zależności kątowej przy rozszczepianiu. Po wprowadzeniu szeregu poprawek otrzymuje się za pomocą metody tej wyniki niezbyt dokładne (około 2%), ma ona jednakże tę zaletę, że pozwala już na wyznaczenie energii poszczególnych linii widmowych promieniowania gamma.

c) Metody spektrometrii promieniowania gamma [14, 15, 16, 17, 18]. Metody spektrometrii promieniowania gamma polegają zasadniczo na pomiarze energii elektronów wtórnych wyzwolonych przy przejściu promieniowania gamma przez materię skutkiem zjawiska fotoelektrycznego, zjawiska Comptona lub tworzenia par negaton-pozyton. Znaczenie tych poszczególnych efektów zależy bardzo silnie od energii promieniowania gamma oraz od rodzaju materiału, przez który promieniowanie to przechodzi. Przy niskich stosunkowo energiach promieniowania gamma znaczenie ma przede wszystkim zjawisko fotoelektryczne i zjawisko Comptona, tworzenie par rozpoczyna się dopiero powyżej energii 1,02 MeV odpowiadającej masie spoczynkowej pary elektronów. Dla bardzo dużych energii promieni gamma tworzenie par posiada decydujące znaczenie. Mierząc przy pomocy jakiegokolwiek spektrometru



Rys. 2

Spektrometr promieni gamma. Emitowane z badanej próbki przy chwyтaniu neutronów promienie gamma padają na płytkę A i wybijają z niej elektrony skutkiem zjawiska fotoelektrycznego lub zjawiska Comptona. Elektrony te są ogniskowane na detektorze D przy pomocy pola magnetycznego, wytworzonego przez cewki C, o natężeniu odpowiednim do energii elektronów.

przez cewki C ogniskowane były na detektorze D (licznik). Zależnie od wielkości pola magnetycznego do detektora docierać mogą tylko elektrony

promieni beta energię powstałych wtórnych elektronów wyznaczyć możemy energię promieniowania gamma.

R. E. Belli i L. G. Elliott [14] stosowali do tego celu spektrometr beta z elektronowymi soczewkami magnetycznymi utworzonymi przez układ dwóch cewek (rys. 2). Fotoelektrony lub elektrony comptonowskie wybijane tu były przez promienie gamma z płytki uranowej A i przez działanie pola magnetycznego wytworzonego

posiadające określoną energię. Energia elektronów wytworzonych skutkiem zjawiska fotoelektrycznego jest niższa od energii wyzwalającego je promieniowania gamma o wartość energii wiązania elektronu na orbicie, z której został wybity. Maksymalna energia elektronów comptonowskich  $E_e$  związana jest z energią wyzwalającego je promieniowania gamma  $E_\gamma$  związkiem:

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{mc^2}{2E_\gamma}}$$

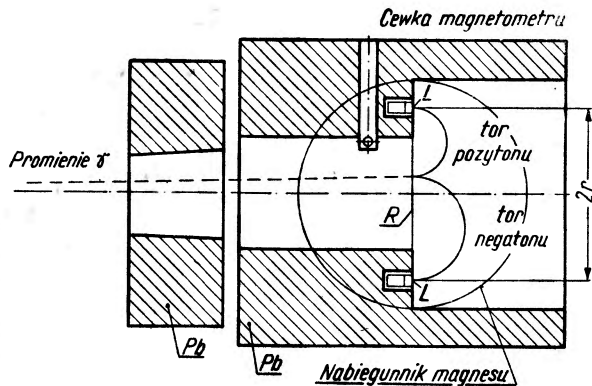
i stąd energia promieni gamma:

$$E_\gamma = \frac{1}{2} [E_e + (E_e^2 + 2 E_e mc^2)^{1/2}],$$

gdzie  $mc^2 = 0,511$  MeV jest to energia spoczynkowa elektronu.

Spektrometr ten cechowano przy pomocy promieni gamma o znanej energii. Nadaje się on raczej do pomiaru niezbyt wielkich energii. Przy jego pomocy uzyskać już można było bardzo dużą dokładność pomiaru.

Innym nieco spektrometrem posługuje się grupa fizyków Kinsey, Bartholomew i Walker [16]. W spektrometrze tym opracowanym przez R. L. Walkera i B. D. Mc Daniela [15] mierzy się energię pary negaton-pozyton powstającej przy przechodzeniu promieniowania gamma przez cienką płytkę miedzianą lub aluminiową  $R$  (rys. 3). Negaton i pozyton pary odchylane są w polu magnetycznym w dwóch przeciwnych kierunkach i przy odpowiednio dobranej do ich energii wartości natężenia pola magnetycznego padają na dwa liczniki  $L$ , pracujące w koincydencji. Wykreślając liczbę koincydencji w funkcji natężenia pola magnetycznego otrzymamy wykres, na którym linie widma promieniowania gamma uwidocznia się poprzez maksima.



Rys. 3

Spektrometr parowy promieni gamma dla energii powyżej 3MeV. Przy przejściu promieni gamma o odpowiedniej energii przez płytkę  $R$  powstają w niej pary negaton-pozyton. Tory elektronów pary zostają zakrzywione w polu magnetycznym. Przy odpowiednio dobranym natężeniu pola otrzymamy koincydencje impulsów liczników  $L$ . Znając odległość liczników  $2r$  oraz natężenie pola magnetycznego, przy którym koincydencje występują, wyznaczyć możemy energię pary i zarazem energię wytwarzającego parę promieniowania gamma.

Pęd elektronu  $p$  proporcjonalny jest do promienia krzywizny jego toru  $r$  w polu magnetycznym o natężeniu  $H$ :

$$p = \frac{e}{c} H r .$$

Suma pędów elektronów pary wynosi:

$$p_+ + p_- = \frac{e}{c} H (r_+ + r_-) = \frac{e}{c} H r .$$

Mierząc zatem odległość pomiędzy licznikami  $2r$  oraz natężenie pola magnetycznego  $H$ , przy którym występuje koincydencja, wyznaczyć możemy sumę pędów elektronów pary. Energia kwantu promieniowania gamma wywołującego parę równa jest całkowitej energii pary:

$$E_\gamma = E_+ + E_- = [p_+^2 c^2 + (mc^2)^2]^{1/2} + [p_-^2 c^2 + (mc^2)^2]^{1/2} .$$

Jeżeli  $p_+ \gg mc$  i  $p_- \gg mc$ , to możemy napisać:

$$E_\gamma = c(p_+ + p_-) \left( 1 + \frac{(mc)^2}{2 p_+ \cdot p_-} \right) .$$

Poprawka  $\frac{(mc)^2}{2 p_+ \cdot p_-}$  zależy od wartości pędów pozytonu i negatonu, a zatem od miejsca na płycie, w którym powstała para. Dla dużych energii promieniowania gamma poprawka ta jest całkowicie zaniedbywalna. Zdolność rozdzielcza takiego spektrometru ograniczona jest przez szereg czynników, z których najważniejszymi są: skończona szerokość szczeliny ograniczającej otwór licznika (stosowano tu liczniki scyntylicyjne), rozproszenie elektronów, różnica kierunków torów elektronów pary. Spektrometry parowe nadają się tylko do pomiaru energii promieni gamma większych od 2,5 MeV. Przy energiach niższych wydajność pomiaru jest tu zbyt mała.

We wszystkich spektrometrach z polem magnetycznym dokładność pomiaru energii promieni gamma zależy w wysokim stopniu od dokładności pomiaru natężenia pola magnetycznego. Ostatnio natężenie pola magnetycznego mierzy się za pomocą bardzo dokładnych metod rezonansu jądrowego.

Dalszym udoskonaleniem i zarazem uproszczeniem metod pomiarowych spektrometrii gamma było zastosowanie do tego celu liczników scyntylicyjnych z monokryształami jodku sodu aktywowanego talem<sup>4)</sup>. Promienie gamma zostają tu zaabsorbowane w kryształach wyzwalaając przy tym elektrony w zjawisku fotoelektrycznym, zjawisku Comptona lub przez

<sup>4)</sup> Por. artykuł J. Gieruli w „Postępach Fizyki“ [17]

tworzenie par elektronów. Znaczenie każdego z tych trzech efektów zależy od energii promieni gamma<sup>5)</sup>. Wyzwolone tu elektrony wywołują w kryształach scyntylacje o natężeniu zależnym od energii elektronów. Scyntylacje te rejestrowane są przez umieszczony za kryształem fotopowielacz.

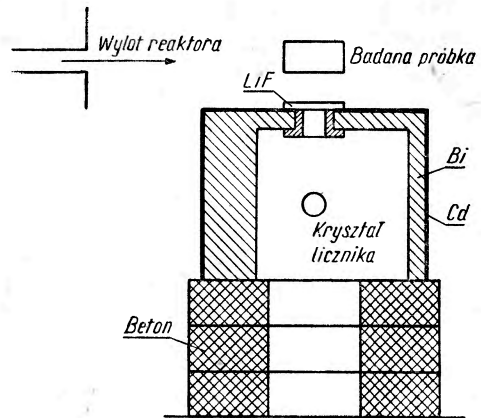
Przy energii promieni gamma powyżej 1,02 MeV otrzymujemy na krzywej podającej liczbę impulsów w jednostce czasu w zależności od ich wysokości trzy maksima<sup>6)</sup>:

- odpowiadające fotoelektronom, posiadającym najwyższą energię, a zatem impulsom o najwyższej wysokości;
- odpowiadające elektronom Comptonowskim o niższej energii;
- odpowiadające elektronom pary, a zatem energii  $E_\gamma - 1,02$  MeV i najniższym impulsom.

Wysokość impulsu jest w dużych granicach proporcjonalna do energii elektronu. Ponieważ różnica wysokości impulsów dla maksimów wywołanych przez fotoelektrony i elektrony pary odpowiada różnicy energii 1,02 MeV, możemy uzyskać tu wprost wewnętrzne cechowanie licznika. Zwykle cechuje się jeszcze dodatkowo licznik za pomocą promieni gamma o znanej dokładności energii.

Rejestrację impulsów przeprowadzać tu możemy za pomocą dyskryminatora wielokanałowego, którego każdy kanał połączony z osobnym urządzeniem liczącym reaguje tylko na impulsy o pewnej określonej wysokości. W ten sposób uzyskać możemy od razu wiele punktów krzywej podającej zależność liczby zliczeń od wysokości impulsów. Można również przeprowadzać rejestracje za pomocą oscyloskopu katodowego.

Liczniki scyntylacyjne dla celów spektroskopii promieni gamma wysyłanych przy chwytaniu neutronów zastosowali po raz pierwszy B. H a m e r m e s h i V. H u m m e l [18]. Urządzenie stosowane przez nich przedstawione jest na rys. 4. Używali oni kryształu o średnicy  $1\frac{1}{2}$ " i wyso-



Rys. 4

Aparatura do badania widm promieni gamma emitowanych przy chwytaniu neutronów za pomocą liczników scyntylacyjnych. Warstwy kadmu i bizmutu absorbują mają rozproszone neutrony i promieniowanie gamma.

<sup>5)</sup> Por. rys. 4a w artykule Gieruli: „Postępy Fizyki“ IV, s. 44.

<sup>6)</sup> Por. rys. 4c w artykule Gieruli, „Postępy Fizyki“ IV, s. 44.

sokości  $\frac{3}{8}$ ", fotopowielacza typu 5819 i 20-kanalowego dyskryminatora z odpowiednimi urządzeniami rejestrującymi. Za pomocą tego spektrometru mierzyć mogli energie promieniowania gamma od 0,3 do 10 MeV, przy czym dolna granica uwarunkowana była głównie zakłócającym wpływem promieniowania gamma pochodzącego z reaktora.

Bardzo trudnym zagadnieniem w pracach nad promieniami gamma emitowanymi przy chwytaniu neutronów jest wyznaczenie wydajności tego procesu, wyrażającej się w liczbie promieni gamma o danej energii emitowanych na jeden schwytywany neutron. Pomiaru takie wymagają z jednej strony wyznaczenia natężenia strumienia neutronów, z drugiej natężenia promieniowania gamma o danej energii. Pierwszy z tych pomiarów, jakkolwiek łatwy stosunkowo do wykonania, nie jest zbyt dokładny. Mierzy się przy tym zwykle strumień w pobliżu wylotu reaktora za pomocą komory wypełnionej  $\text{BF}_3$ . Bardzo duże trudności sprawia pomiar natężenia promieniowania gamma. Wymaga on zarówno znajomości wydajności stosowanego urządzenia liczącego, jak i dokładnego uwzględnienia geometrii układu. Wszystkie te pomiary obciążone są dotychczas dosyć dużymi błędami.

### Wyniki pomiarów

Badania nad emisją promieni gamma przy chwytaniu neutronów przez jądra koncentrują się ostatnio w dwóch głównie ośrodkach, dysponujących silnymi źródłami neutronów w postaci reaktorów atomowych. Jednym z nich jest kanadyjski ośrodek badań energii atomowej w Chalk River, gdzie od r. 1950 bardzo systematyczne badania tego zagadnienia przeprowadza grupa fizyków B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew i W. H. Walker [16, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26]. W drugim ośrodku w Chicago zagadnieniami tymi zajmują się H. E. Kubitschek i S. M. Dancoff [11], C. O. Muehlhaue [27, 29] i B. Hammermesh [13, 18, 28].

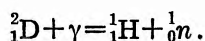
Grupa kanadyjska posługuje się w swych badaniach spektrometrem parowym [16]. Spektrometr ten ma bardzo dużą zdolność rozdzielczą i daje bardzo dużą dokładność pomiaru, jednakże dolna granica jego możliwości wynosi około 3 MeV. Za pomocą tego spektrometru autorzy przebadali systematycznie szereg pierwiastków (Be, C, N, F, Na, Mg, Al, Si, P, S, Cl, K, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Cd, In, Sn, Pb, Bi). Wyznaczono przy tym widma promieniowania gamma i porównano ze znanymi z innych badań schematami poziomów energetycznych. W ten sposób znaleziono wiele nowych poziomów; wielu linii nie udało się uzgodnić ze znanymi schematami poziomów. Poza tym wyznaczono również dla wielu pierwiastków energię wiązania neutronu w nowopowstałym jądrze jako

najwyższą energię emitowanej linii gamma lub też jako sumę energii promieni gamma emitowanych w kaskadzie. Otrzymane w ten sposób wartości porównują autorzy z danymi otrzymanymi z innych reakcji jądrowych. Dokładność osiągnięta tutaj przekracza na ogół dokładność uzyskiwaną za pomocą jakichkolwiek innych metod.

Dla poszczególnych linii autorzy mierzyli wydajność reakcji wyrażającą się liczbą emitowanych kwantów gamma o danej energii na jeden schwytny neutron. Pomiar ten jest, jak już wspomnieliśmy, bardzo trudny. Autorzy porównywali tu wydajność reakcji w badanej próbce z wydajnością dla pewnych reakcji standardowych. Jako pierwiastków standardowych użyto sztucznie promieniotwórczego sodu  $^{24}\text{Na}$ , wysyłającego jeden kwant promieniowania gamma o energii 2,75 MeV na jeden schwytny neutron, gdy ustali się równowaga promieniotwórcza, lub sztucznie promieniotwórczego niklu wysyłającego 43 kwanty promieniowania gamma 9,0 MeV na 100 schwytnych neutronów. Celem porównania mieszano w próbce określoną ilość pierwiastka standardowego z pewną określoną ilością pierwiastka badanego. Znając przekroje czynne tych pierwiastków na chwytnie neutronów, geometrię układu oraz względne wydajności spektrometru dla różnych energii, można było na podstawie zmierzonej liczby koincydencji wyznaczyć wydajność reakcji. Pomiar był bardzo niedokładny. W następnych pracach [25, 26] autorzy powiększają dokładność pomiaru osiągając w zakresie energii od 3 do 5 MeV dokładność 15%, od 6 do 8 MeV — 20%, od 8 do 11 MeV — 30%.

Mierząc widmo promieniowania gamma wysyłanego przez sam reaktor autorzy stwierdzili występowanie w nim dwóch linii o energiach 7,72 MeV i 6,24 MeV. Linia 7,72 MeV odpowiada promieniowaniu gamma wysyłanemu przy chwytniu neutronów przez aluminium. Linie o energii 6,24 MeV natomiast można było przypisać tylko deuteronom zawartym w ciężkiej wodzie wchodzącej w skład stosu, ponieważ żaden inny pierwiastek występujący w stosie w znaczniejszych ilościach nie wysyła linii o tej energii. Autorzy przypuszczają, że promieniowanie to odpowiada przejściu wzbudzonego trytonu, powstałego przez chwytnie neutronu przez deuteron, do stanu podstawowego. W ten sposób otrzymują oni energię wiązania neutronu w trytonie  $(6,251 \pm 0,008)$  MeV.

Pomiar energii promieniowania gamma powstałego przy chwytniu neutronu przez proton może dostarczyć nam bardzo dokładnych wartości energii wiązania deuteronu. Energię tę możemy wyznaczyć jeszcze w inny sposób z reakcji odwrotnej, a mianowicie z fotorozszczepiania deuteronu przez promieniowanie gamma o dostatecznie dużej energii:

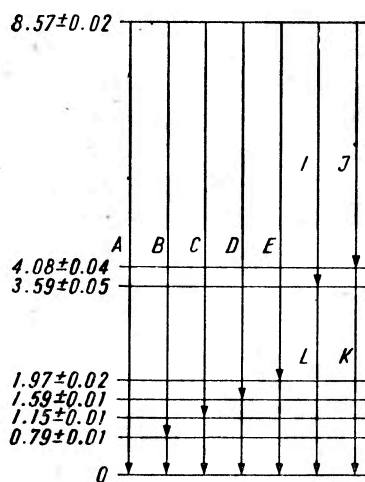




Z pomiarów wykonanych tą metodą wyznaczył W. E. Stephens [30] wartość energii wiązania deuteronu znajdując  $(2,187 \pm 0,011)$  MeV.

Dokładne pomiary energii promieni gamma emitowanych przy syntezie deuteronu z neutronu i protonu wykonali R. E. Bell i L. G. Elliott [14] posługując się jako źródłem neutronów reaktorem w Chalk River. Pomiar energii promieni gamma wykonali oni przy pomocy spektrometru beta z soczewką magnetyczną. Spektrometr ten wycechowano promieniami gamma o znanej energii z  $\text{ThC}''$  (2,615 MeV) i RaC (2,208 MeV). W wyniku pomiarów otrzymali oni na energię wiązania deuteronu wartość  $(2,230 \pm 0,007)$  MeV.

Amerykańscy fizycy korzystają ze stosu Argonne w Chicago jako ze źródła neutronów. Stosują oni nieco inne metody pomiaru energii promieni gamma.



Rys. 5

Schemat poziomów energetycznych dla jądra chloru  $^{36}\text{Cl}$  otrzymany na podstawie pomiarów promieniowania gamma emitowanego przy chwytniu neutronów. Linie odpowiadające przejściom oznaczonym literami A do L otrzymano za pomocą spektrometru parowego, linie bez oznaczeń za pomocą liczników scyntylacyjnych.

Początkowo w r. 1949 H. E. Kubitschek i S. M. Dancoff stosowali bardzo jeszcze niedokładne metody absorpcyjne [11]. W rok później B. Hamermeš [13] zastosował metodę emulsji fotograficznych. Metoda ta, jakkolwiek dawała już rozdzielenie widma gamma na poszczególne linie, nie była ani zbyt dokładna, ani też nie pozwalała na osiągnięcie zbyt dużej zdolności rozdzielczej. Dalszą wadę metody tej stanowiło to, że była ograniczona od dołu do energii około 3,0 MeV. Również metoda spektrometru parowego stosowana przez Kinsey'a i tow. nie nadaje się do pomiaru energii promieni gamma poniżej 3,0 MeV. W poszukiwaniu innych metod, pozwalających na pomiar niższych energii, zwrócono się do liczników scyntylacyjnych. W r. 1951 liczniki te zastosowane zostały przez Bernarda Hamermeš'a i Virginie Hummel do pomiarów spektroskopowych promieniowania gamma emitowanego przy chwytniu neutronów [18, 28]. Za pomocą spektrometru scyntylacyjnego mogli oni już mierzyć energię od 0,3 do 10 MeV.

Używając tego spektrometru przebadali autorzy cały szereg pierwiastków. Celem tych prac było systematyczne zbadanie pewnych grup pierwiastków dla wykrycia ewentualnych systematyczności w widmach pro-

mieni gamma. Przebadano dotychczas dwie grupy pierwiastków: pierwiastki lekkie  $Z=17-30$  (Cl, K, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn) i średnie  $Z=45-57$  (Rh, Pd, Ag, Cd, In, Sn, Sb, Te, I, Cs, Ba, La); w projekcie mają autorzy zbadać jeszcze grupy pierwiastków ciężkich. Dotychczas nie udało się stwierdzić żadnych systematyczności w widmach. Prace te posiadają jednakże ogromne znaczenie stanowiąc do pewnego stopnia uzupełnienie prac Kinseya i tow., odpowiadające niższym energiom promieniowania gamma. Tak na przykład kombinując linie promieniowania gamma niższej energii otrzymane przez Hamermesha z odpowiednimi liniami dla przejść wyższej energii uzyskanymi przez Kinseya otrzymać można schematy poziomów energetycznych i wyznaczyć dokładnie energię wiązania neutronu w jądrze wypadkowym. Dla chloru  $^{36}\text{Cl}$  otrzymany w ten sposób schemat poziomów energetycznych przedstawiony jest na rys. 5; energie poszczególnych linii gamma podaje również tablica I.

Tablica I

Oznaczenie linii wg Kinseya	Energia linii w MeV		Energia wiązania neutronu w $^{36}\text{Cl}$ MeV
	Hamermesh	Kinsey	
A		$8,56 \pm 0,03$	$8,56 \pm 0,03$
B	$0,784 \pm 0,010$	$7,77 \pm 0,03$	$8,55 \pm 0,03$
C	$1,15 \pm 0,010$	$7,42 \pm 0,03$	$8,57 \pm 0,03$
D	$1,59 \pm 0,013$	$6,98 \pm 0,03$	$8,57 \pm 0,03$
E	$2,00 \pm 0,025$	$6,62 \pm 0,06$	$8,62 \pm 0,06$
I+L		$5,01 \pm 0,03 +$	
		$3,62 \pm 0,05$	$8,63 \pm 0,05$
J+K		$4,46 \pm 0,04 +$	
		$4,06 \pm 0,04$	$8,52 \pm 0,04$
średnia wyważona			$8,57 \pm 0,02$ MeV

Bethe w teorii swej przewidywał, że liczba promieni gamma emitowanych na jedno schwytywanie neutronu powinna wynosić 3 do 10. Prace mającą na celu wyznaczenie tej liczby podjął C. O. Muellerhauser [27]. Oznaczmy przez  $L$  (liczba całkowita) liczbę poziomów energetycznych, pomiędzy którymi może się rozwinąć kaskada promieni gamma przy schwytyaniu neutronu. Liczba kwantów gamma emitowanych na jedno schwytywanie neutronu  $\nu_\gamma$  zawierać się musi w granicach  $1 < \nu_\gamma < L$ . Jeżeli przyjmiemy założenie upraszczające, że wszystkie przejścia z pewnego poziomu energetycznego do poziomów o energiach niższych są równie prawdopodobne, to otrzymamy  $\overline{\nu_\gamma^2} = L$ , gdzie  $\overline{\nu_\gamma}$  oznacza średnią liczbę emitowanych kwantów gamma na jedno schwytywanie. Dla wyznaczenia tej liczby  $\overline{\nu_\gamma}$  zaproponował Muellerhauser bardzo pomysłową metodę. Jeżeli mianowicie w strumieniu neutronów o natężeniu  $f$  i przekroju  $a$  umieścimy



badaną próbkę o gęstości atomów  $n$  atomów/cm<sup>2</sup> i przekroju czynnym  $\sigma_a$ , to liczba zliczeń w jednostce czasu otrzymana przy pomocy licznika promieni gamma o wydajności  $\varepsilon$  (uwzględniającej już geometrię) wynosi:

$$s = \varepsilon f a n \sigma_a \bar{v}_\gamma.$$

Jeżeli mamy zatem dwa liczniki o wydajności  $\varepsilon_1$  i  $\varepsilon_2$ , to liczby zliczeń dla tych liczników wynoszą będą:

$$s_1 = \varepsilon_1 f a n \sigma_a \bar{v}_\gamma \quad \text{i} \quad s_2 = \varepsilon_2 f a n \sigma_a \bar{v}_\gamma.$$

Gdy liczniki te będą pracować w koincydencji, to liczba zliczeń będzie wynosić:

$$c = \varepsilon_1 \varepsilon_2 f a n \sigma_a \bar{v}_\gamma (\bar{v}_\gamma - 1)$$

i znajdujemy

$$\frac{c}{s} = \frac{2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 (\bar{v}_\gamma - 1)}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2},$$

gdzie  $\bar{s} = \frac{s_1 + s_2}{2}$  oznacza średnią liczbę zliczeń otrzymanych przy pomocy pojedynczego licznika. W ten sposób licząc za pomocą dwóch liczników podwójne koincydencje i pojedyncze liczby zliczeń możemy średnią liczbę kwantów promieniowania gamma emitowanych na jedno schwytanie neutronu obliczyć ze wzoru:

$$\bar{v}_\gamma = k \frac{c}{s} + 1,$$

gdzie stałą  $k$  zależną od wydajności liczników wyznaczyć należy doświadczalnie przy pomocy emitera promieni gamma o znanej liczbie  $v_\gamma$ .

Urządzenie swoje złożone z dwóch liczników scyntylicyjnych wycechował M u e h l h a u s e przy pomocy promieni gamma wysyłanych przez sztucznie promieniotwórcze kobalt (<sup>60</sup>Co) i sód (<sup>24</sup>Na) ( $v_\gamma = 2$ ). Następnie przy pomocy tego urządzenia zmierzył liczby  $\bar{v}_\gamma$  dla 27 pierwiastków pomiędzy  $Z=11$  a 80 otrzymując wartości od 2 do 5. Z otrzymanych liczb wyprowadza on następujące wnioski:

- $\bar{v}_\gamma$  rośnie średnio z rosnącą liczbą atomową;
- dla jąder lekkich mniejsze  $\bar{v}_\gamma$  otrzymuje dla jąder parzysto-parzystych;
- większe  $\bar{v}_\gamma$  otrzymuje dla izotopu o  $Z$  parzystym,  $N$  nieparzystym;
- nie występuje żadna korelacja kątowa między emitowanymi promieniami gamma;
- $\bar{v}_\gamma$  nie zależy od energii neutronów.

Na zakończenie wspomnieć tu jeszcze należy o emisji elektronów konwersji wewnętrznej konkurującej z emisją promieniowania gamma przy

chwytniu neutronów. Pierwsze prace dotyczące tego zagadnienia wykonane były w r. 1938 przez J. G. Hoffmanna i R. F. Bacher'a [31] dla kadmu, a w r. 1939 przez E. Amaldiego i F. Rasettiego [32] dla gadolinu.

Tablica II

Pierwiastek	Liczba masowa A	Energia wiązania neutronu w izotopie o liczbie masowej A+1 w MeV	Źródła
H	1	2,230 ± 0,007	[14]
	2	6,251 ± 0,008	[23]
Be	9	6,797 ± 0,008	[19, 21]
C	12	4,947 ± 0,008	[19, 21]
N	14	10,823 ± 0,012	[19, 21]
F	19	6,63 ± 0,03	[16, 21]
Na	23	7,16 ± 0,05	[16]
Mg	24	7,37 ± 0,08	[16]
Al	27	7,724 ± 0,010	[16, 21]
Si	28	8,51 ± 0,04	[16, 21]
	29	10,55 ± 0,05	
P	31	7,94 ± 0,03	[24]
S	32	8,64 ± 0,02	[24]
	34	7,17 ± 0,03	
Cl	35	8,57 ± 0,03	[21, 24, 28]
K	39	7,77 ± 0,03	[21, 24]
	41	7,20 ± 0,07	
Ca	40	8,2	[28]
V	51	7,305 ± 0,007	[21, 26]
Cr	52	7,929 ± 0,008	[25]
	53	9,716 ± 0,007	
Mn	55	7,261 ± 0,006	[21, 26]
Fe	54	9,298 ± 0,007	[21, 25]
	56	7,639 ± 0,004	
	57	10,16 ± 0,04	
Co	59	7,486 ± 0,006	[21, 26]
Ni	58	8,997 ± 0,005	[21, 25]
	60	8,532 ± 0,008	
Cu	63	7,914 ± 0,006	[21, 26]
Zn	64	7,876 ± 0,007	[25]
	67	9,51 ± 0,03	
Pb	206	6,68 ± 0,04	[20, 21]
	207	7,37 ± 0,02	

W r. 1951 Muehlhause [33] posługując się reaktorem Argonne jako źródłem neutronów stwierdza występowanie elektronów wewnętrznej konwersji o energii od 50 do 500 keV przy chwytniu neutronów przez następujące pierwiastki: Cd, Sm, Eu, Gd, Dy, Hg. W r. 1952 wspólnie z C. T. Hibdonem [29], posługując się spektrometrem beta ze stałym

polem magnetycznym, wyznacza energię elektronów wewnętrznej konwersji dla  $^{114}\text{Cd}$ ,  $^{150}\text{Sm}$ , parzysty  $\text{Gd}$ ,  $^{165}\text{Dy}$ ,  $^{200}\text{Hg}$ . Na filmie w spektrometrze otrzymują oni szereg linii odpowiadających różnym energiom elektronów. Metoda zastosowana tu nadaje się jednak tylko do pomiaru energii elektronów konwersji wewnętrznej przy bardzo dużych przekrojach czynnych na schwytanie neutronów (ponad 500 barnów).

Tablica II na str. 315 podaje energie wiązania neutronów dla niektórych pierwiastków uzyskane na podstawie dotychczasowych pomiarów.

Badania emisji promieniowania gamma przy chwytniu neutronów przez jądra ciagle jeszcze trwają. Dotychczasowe wyniki dostarczyły nam już bardzo dużo wiadomości, znacznie więcej dowiemy się jeszcze na pewno z dalszych pomiarów. Obecnie poważną lukę w materiale doświadczalnym stanowi brak informacji dotyczących promieni gamma o małej energii (poniżej 2 MeV) oraz pomiarów dla pierwiastków ciężkich. Przede wszystkim jednak należy oczekiwać na nową teorię.

#### Literatura

1. D. A. Lea, *Nature* **133**, 24 (1934).
2. E. Fermi, E. Amaldi, O. D'Agostino, F. Rasetti, E. Segré, *Proc. Roy. Soc., A* **146**, 483 (1934)
3. E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti, E. Segré, *Proc. Roy. Soc., A* **149**, 522 (1935).
4. F. Rasetti, *Z. f. Phys.*, **97**, 64 (1935).
5. R. Fleischmann, *Z. f. Phys.*, **97**, 242 i 265 (1935).
6. D. A. Lea, *Proc. Roy. Soc., A* **150**, 637 (1935).
7. F. Fleischmann, *Z. f. Phys.* **103**, 113 (1935).
8. S. Devons, *Excited States of Nuclei*, Cambridge 1949.
9. H. A. Bethe, *Nuclear Physics B, Nuclear Dynamics. Theoretical. Rev. Mod. Phys.*, **9**, 69 (1937).
10. S. Kikuchi, K. Husimi, H. Aoki, *Proc. Phys. Mat. Soc. Japan*, **18**, 188 (1936).
11. H. E. Kubitschek, S. M. Dancoff, *Phys. Rev.* **76**, 531 (1949).
12. M. Л. Александрова, *ДАН.* **69**, 763 (1949).
13. B. Hamermesh, *Phys. Rev.*, **80**, 415 (1950).
14. R. E. Bell, L. G. Elliott, *Phys. Rev.*, **79**, 232 (1950).
15. R. L. Walker, B. D. McDaniel, *Phys. Rev.*, **74**, 315 (1948).
16. B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, W. H. Walker, *Phys. Rev.*, **83**, 519 (1951)
17. J. Gierula, *Postępy Fizyki*, **1**, 39 (1953).
18. B. Hamermesh, V. Hummel, *Phys. Rev.*, **83**, 663 (1951).
19. B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, W. H. Walker, *Phys. Rev.*, **77**, 723 (1950)
20. B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, W. H. Walker, *Phys. Rev.*, **78**, 77 (1950)

21. B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, W. H. Walker, *Phys. Rev.*, **78**, 481 (1950).
22. B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, W. H. Walker, *Phys. Rev.*, **79**, 218 (1950).
23. B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, W. H. Walker, *Phys. Rev.*, **80**, 918 (1950).
24. B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, W. H. Walker, *Phys. Rev.*, **85**, 1012 (1952).
25. B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, W. H. Walker, *Phys. Rev.*, **89**, 375 (1953).
26. B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, W. H. Walker, *Phys. Rev.*, **89**, 386 (1953).
27. C. O. Muehlhause, *Phys. Rev.*, **79**, 277 (1950).
28. B. Hamermesh, V. Hummel, *Phys. Rev.*, **88**, 916 (1952).
29. C. T. Hibdon, C. O. Muehlhause, *Phys. Rev.*, **88**, 943 (1952).
30. W. E. Stephens, *Rev. Mod. Phys.*, **19**, 19 (1947).
31. J. G. Hoffmann, R. F. Bacher, *Phys. Rev.*, **54**, 664 (1938).
32. E. Amaldi, F. Rasetti, *Ric. Sci.*, **10**, 115 (1939).
33. C. O. Muehlhause, *Phys. Rev.*, **83**, 235 (1951).
34. W. A. Thornton, E. ter Matheosian, H. T. Motz, M. Goldhaber, *Phys. Rev.*, **86**, 604 (1952).
35. R. Wilson, *Phys. Rev.*, **80**, 90 (1950).

Włodzimierz Zonn

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Warszawskiego

## O pewnych zagadnieniach w związku z materią międzygwiazdową

Odkrycie w przestrzeni międzygwiazdowej rozrzedzonej materii było niewątpliwie przełomowym zdarzeniem w astronomii. Z jednej strony odkrycie to wiązało się z poznaniem przez astronomów nowej formy występowania materii we wszechświecie z wszelkimi konsekwencjami, jakie to poznanie obejmowało: rozpoczęciem bardzo interesujących i ważnych tak dla spraw astronomii, jak i fizyki badań właściwości fizycznych tej materii oraz jej roli w procesach ewolucji gwiazd.

Z drugiej strony odkrycie to sprawiło wiele kłopotów astronomom pracującym w zagadnieniach kosmologicznych i w astronomii gwiazdowej.

Zacznijmy może od tych kłopotów: w ciągu wielu stuleci astronomowie bardzo szeroko i, jak się wtedy wydawało, skutecznie stosowali przy wyznaczaniu odległości gwiazd metodę tzw. fotometryczną. Metoda ta polegała na tym, że z pewnych przesłanek astrofizycznych lub statystycznych dochodzi się do znajomości dzielnosci promieniowania wysyłanego przez dane ciało niebieskie w pewnej części widma (przeważnie w części widzialnej). Zestawiając tę wartość z obserwowaną jasnością badanego ciała w tej samej dziedzinie widma, otrzymuje się natychmiast jego odległość na podstawie prawa odwrotnej proporcjonalności oświetlenia do kwadratu odległości.

Otóż prawo to przestało być słuszne z chwilą odkrycia występowania w przestrzeni międzygwiazdowej materii, która przecież wygasza (w wyniku rozproszenia bądź absorpcji ciągłej lub liniowej) — promieniowanie gwiazdy padające na nasze obiektywy. Okazało się więc, że wszystkie niemal wyznaczone tą metodą odległości gwiazd i innych obiektów kosmicznych są fałszywe; są zbyt duże, szczególnie jeśli chodzi o obiekty stosunkowo dalekie, których promieniowanie ulega bardzo silnemu wygaszaniu na drodze pomiędzy nimi a Ziemią. Przybliżone uwzględnienie tego wygaszania dało, np. dla naszej Galaktyki, rozmiary prawie dwukrotnie mniejsze! Rozmiary natomiast innych galaktyk prawie że nie uległyby zmniejszeniu, gdyż te kierunki w przestrzeni, w których obserwujemy dalekie galaktyki, leżą w obszarach praktycznie biorąc wolnych od materii międzygwiazdowej. W tych zaś kierunkach, gdzie ta materia wystę-

puje, nie jesteśmy w ogóle w stanie zaobserwować galaktyk; stąd też zrozumiałe staje się występowanie na niebie pewnych obszarów „unikanych“ przez galaktyki (zone of avoidance), w których tych obiektów wcale nie obserwujemy, mimo że galaktyki są dość równomiernie rozrzucone w całej otaczającej nas przestrzeni.

Wprawdzie czyni się obecnie liczne próby uwzględnienia wygaszania (które dla czegoś niesłusznie nazwano absorpcją) promieniowania gwiazd przez materię międzygwiazdową, niemniej próby te są jedynie pierwszym przybliżeniem do właściwych metod wyznaczania odległości gwiazd na drodze fotometrycznej; dlatego też w tej dziedzinie odkrycie materii międzygwiazdowej jest wciąż jeszcze czymś, co sprawia astronomom niesłychane kłopoty i nasuwa wiele trudności.

Inaczej się przedstawia ta sprawa w dziedzinie astrofizyki. Tutaj odkrycie materii międzygwiazdowej stało się bodźcem do bardzo interesujących obserwacji, wniosków i hipotez. O nich to przede wszystkim będzie mowa.

Pewne formy występowania materii międzygwiazdowej znane były od dawna, jakkolwiek wtedy nikt jeszcze się nie domyślał, że materia ta występuje tak obficie. Znane były mianowicie tzw. mgławice nieregularne (rys. 1 i 2), występujące niemal że wyłącznie wokół pewnych jasnych gwiazd lub w ich najbliższym sąsiedztwie; mgławice te są dość nieliczne i dlatego nie przypuszczano, że są one fragmentami pewnej znacznie większej całości. Dopiero w r. 1922 H u b b l e w sposób niesłychanie prosty pokazał, że istotnie mgławice te są tylko fragmentami pewnych znacznie od nich większych tworów, złożonych z rozrzedzonej materii międzygwiazdowej.



Rys. 1

Założmy więc, że materia międzygwiazdowa zajmuje bardzo duże obszary i że widzimy ją w formie świecących małych obszarów tylko tam,

gdzie się znajduje wewnątrz niej jaśniejsza gwiazda, która w jakiś sposób wywołuje jej świecenie; nie przesądzamy jednak sprawy, jaki jest charakter tego świecenia. Zakładamy jedynie, że jego natężenie jest proporcjonalne do ilości energii otrzymywanej od gwiazdy; innymi słowy, że



Rys. 2

jasność powierzchniowa  $J$  mgławicy jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości  $R$  danego miejsca mgławicy od gwiazdy odpowiedzialnej za jej świecenie. Oznaczając więc dzielność promieniowania gwiazdy przez  $I$  otrzymamy prostą zależność:

$$J \sim \frac{I}{R^2}.$$

Jeśli obserwacje mgławicy wykonywamy za pomocą tego samego instrumentu w jednakowych warunkach, obraz mgławicy na kliszy lub w lunecie ma rozmiary (promień) odpowiadające pewnej granicznej dla danego rodzaju obserwacji jasności powierzchniowej  $j_0 = \text{const}$ ; części słabszych mgławicy nie widzimy z powodu zbyt małej ich jasności powierzchniowej. A że jasność powierzchniowa nie zależy od odległości, zatem obserwowane rozmiary liniowe mgławicy przy tym założeniu są dane wzorem:

$$R \sim \sqrt{\frac{I}{j_0}}, \quad (J = j_0).$$

Jeśli odległość mgławicy od obserwatora oznaczmy przez  $d$ , to obserwowane natężenie  $i$  promieniowania gwiazdy będzie wynosiło  $i \sim \frac{I}{d^2}$ , promień zaś mgławicy w mierze kątowej  $\alpha = \frac{R}{d}$ . Po podstawieniu do ostatniego wzoru otrzymamy łatwo:

$$\alpha \sim \sqrt{\frac{i}{j_0}} = \text{const.} \sqrt{i}.$$

Taka właśnie zależność powinna wiązać promienie kątowe  $\alpha$  mgławicy i jasności obserwowane  $i$  gwiazd odpowiedzialnych za ich świecenie, jeśli założenia nasze są słuszne. Ponieważ wyniki licznych obserwacji mgławicy nieregularnych spełniają tę zależność, należy przypuszczać, że założenia te są, przynajmniej z grubsza biorąc, słuszne. Na tej drodze H u b l e do-



szedł do stwierdzenia, że mgławice nieregularne są tylko małymi fragmentami materii międzygwiazdowej; fragmentami znajdującymi się przypadkowo w pobliżu jaśniejszych gwiazd. Ogromne natomiast obszary ciemnej materii nie są widoczne z braku właśnie w ich sąsiedztwie gwiazd jasnych.

Jakież jest mechanizm świecenia tych fragmentów - mgławic nieregularnych? Na to mamy odpowiedź dość pewną i kompletną dzięki licznym pracom obserwacyjnym, teoretycznym i laboratoryjnym fizyków i astronomów, z których najważniejsze wykonali I. S. Bowen, P. Swings, W. Rubinowicz, J. Blaton, H. Zanstra, B. A. Woroncow-Wieljaminow, H. Niewodniczański, A. B. Wyse i inni.

W przypadku, gdy gwiazda „zanurzona“ w materii międzygwiazdowej ma temperaturę na ogół niską, poniżej  $20\,000^{\circ}\text{K}$ , jej promieniowanie ulega jedynie rozproszeniu na cząstkach, z których się składa materia międzygwiazdowa. W tych przypadkach widmo mgławic jest niemal że dokładnym powtórzeniem widma gwiazdy. Dotychczasowe badania widm tego typu mgławic nieregularnych (nazwanych „odbijającymi“) nie wykazały występowania jakichkolwiek bądź wyraźnych różnic między widmem gwiazdy odpowiedzialnej za jej świecenie, a widmem mgławicy. Wnosimy stąd, że w tym mechanizmie świecenia muszą brać udział cząstki duże, o rozmiarach znacznie większych niż długość fali światła widzialnego, w przeciwnym bowiem przypadku mielibyśmy tu do czynienia z rozproszeniem selektywnym i wobec tego widmo ciągle mgławicy wykazywałoby zmniejszanie się jasności w miarę przesuwania się ku falom dłuższym.

Zatem w tych przypadkach „do głosu“ dochodzi składnik „pyłowy“ materii międzygwiazdowej, składający się z cząstek stałych o rozmiarach powyżej kilku  $\mu$ .

Wokół gwiazd o temperaturze wyższej niż  $20\,000^{\circ}\text{K}$  obserwujemy zupełnie innego rodzaju świecenie, nazwane kiedyś krótko „gazowym“ (same mgławice zaś „gazowymi“), w którym udział bierze gazowy składnik materii międzygwiazdowej <sup>1)</sup>. Prawdopodobnie w pobliżu tak gorących gwiazd nie występują cząstki stałe, przechodzą one w stan gazowy wskutek wysokiej temperatury panującej w otoczeniu gwiazdy; świadczy o tym między innymi i to, że w widmach mgławic gazowych nie obserwujemy śladu widma ciągłego. Jest to typowe widmo emisyjne posiadające oprócz poszczególnych linii wyraźną emisję ciągłą wodoru na granicy serii Balmera. Świadczy to, że świecenie mgławicy jest, przynajmniej w pewnej części,

<sup>1)</sup> Zagadnienie to omówiła W. Iwanowska w Postęпах Fizyki III, s. 357 i dalsze; ze względu jednak na ciągłość wykładu nie uważałem za możliwe pominąć je tutaj.



świeceniem rekombinacyjnym; że silne promieniowanie nadfioletowe gwiazdy o bardzo wysokiej temperaturze wywołuje jonizację pierwiastków występujących w materii międzygwiazdowej i że proces rekombinacji jonów jest przede wszystkim odpowiedzialny za jej świecenie.

Gdyby tylko ten proces odbywał się w materii międzygwiazdowej, natężenia poszczególnych linii emisyjnych powinny być proporcjonalne do prawdopodobieństw odpowiednich „przeskoków“ elektronowych w każdym z atomów. Tymczasem w widmach mgławic gazowych obserwujemy dwie wyraźne „anomalie“: niewspółmiernie silne linie wzbronione niektórych pierwiastków oraz kilka również niewspółmiernie silnych linii O III i N III.

Pierwszą osobliwość tłumaczy się tym, że elektrony wyzwalające się przy procesie jonizacji mają niedużą wprawdzie energię, jednak wystarczającą do pobudzenia niektórych atomów (będących z reguły w stanie podstawowym ze względu na niesłychanie małą gęstość materii międzygwiazdowej), do najbliższych poziomowi podstawowemu poziomów metatrwałych.

Wobec niesłychanie małej gęstości materii międzygwiazdowej zderzenia międzyatomowe w niej praktycznie biorąc nie istnieją. Zatem pobudzone do stanu metatrwałego atomy, wracając na poziom podstawowy, promieniają linie wzbronione, które z reguły obserwujemy we wszystkich mgławicach gazowych.

Druga osobliwość (silne linie O III i N III) pochodzi stąd, że niektóre krótkofalowe linie He II koincydują z liniami O III; głównie chodzi o linię emisyjną He II 303,780 Å i linię 303,799 Å dwukrotnie zjonizowanego tlenu. Atomy O III pochłaniają więc tę linię i przechodząc z tego poziomu na niższy skokami (rys. 3) promieniają w bliskim nadfiolecie (dostępnym obserwacjom) szereg linii uwidocznionych na schemacie oraz linię 374,436 Å, która odgrywa w stosunku do N III podobną rolę, co linia 303,780 Å He II w stosunku do O III. Pochłaniają ją atomy N III i następnie emitują linie 4097, 4634, 4641... Å w części widzialnej widma mgławicy. Oto dlaczego niektóre linie O III i N III mają w widmie mgławic gazowych tak duże natężenie w porównaniu np. z liniami serii Balmera lub liniami emisyjnymi innych pierwiastków występujących w mgławicy.

Znając ilość energii wypromieniowanej przez gwiazdę w jednostce czasu w dziedzinie krótkofalowej i mierząc natężenie poszczególnych prążków emisyjnych w widmie mgławicy, można na podstawie przedstawionej przed chwilą teorii promieniowania mgławicy obliczyć względną zawartość w niej różnych pierwiastków. Uzyskane w ten sposób wyniki świadczą, że dominującym tutaj pierwiastkiem jest niewątpliwie wodór, stano-



cych się w obszarze występowania materii międzygwiazdowej, mianowicie w pobliżu płaszczyzny Drogi Mlecznej, obserwujemy występowanie linii tzw. międzygwiazdowych, za które odpowiedzialna jest właśnie materia międzygwiazdowa. Linie te łatwo dają się odróżnić od linii powstających w atmosferze gwiazdy (której widmo obserwujemy), dlatego że linie międzygwiazdowe są nadzwyczaj ostre; wszak gęstość materii międzygwiazdowej jest mała i tym się tłumaczy ostrość powstających w niej linii absorpcyjnych. W wątpliwych przypadkach możemy zastosować inny jeszcze sprawdzian pochodzenia tych linii: przesunięcie dopplerowskie linii międzygwiazdowych jest na ogół inne niż przesunięcie linii należących do gwiazdy. Szczególnie uderzające jest to w układach gwiazd podwójnych, gdzie linie pochodzenia gwiazdowego wykonują okresowe oscylacje, linie zaś międzygwiazdowe nie ulegają w ogóle przesunięciu w czasie. Dlatego też w swoim czasie linie międzygwiazdowe nazwano stacjonarnymi; nazwa ta jednak niedługo się utrzymała.

Pewną trudnością obserwacyjną przy badaniach linii międzygwiazdowych jest to, że w wielu przypadkach pokrywają się one z liniami pochodzenia gwiazdowego. Dlatego też do badań materii międzygwiazdowej na tej drodze wchodzi w grę przeważnie gwiazdy, których widmo jest na ogół ubogie w linie, jak np. gwiazdy najgorętsze (typu *O* i *B*), których w widmie mamy bardzo niewiele linii.

Linie absorpcyjne międzygwiazdowe są to z reguły linie odpowiadające przejściom atomów ze stanu podstawowego do któregoś ze stanów wyższych. Nie ma zatem np. linii międzygwiazdowych wodorowych należących do serii Balmera, są jedynie linie serii Lymana, której, niestety, nie mogą astronomowie obserwować ze względu na nieprzezroczystość atmosfery ziemskiej w tej dziedzinie promieniowania. Mamy natomiast tam silne linie *H* i *K* wapnia zjonizowanego oraz dublet *D* sodu.

Jednym z dowodów międzygwiazdowego pochodzenia tych linii jest między innymi i to, że ich natężenie na ogół jest proporcjonalne do odległości gwiazdy od nas.

Z względnych natężeń poszczególnych linii międzygwiazdowych można wyznaczyć skład chemiczny składnika gazowego materii międzygwiazdowej.

H	1000
He	—
O	1,4 ?
Na	0,2
K	0,04
Ca	0,04
Ti	0,0005
CH	0,001
CN	0,001

Tabela powyższa podaje względne masy zawartych w materii międzygwiazdowej pierwiastków. Brak danych o helu, którego linii absorpcyjnych nie możemy obserwować, gdyż nie leżą w części widzialnej widma. Bardzo niepewne są dane o tlenie. Zawartość wodoru obliczono nie na podstawie pomiarów linii, dlatego że linie serii lymanowskiej nie przypadają na dostępną obserwacjom część widma, lecz pośrednio, przez obliczenie liczby swobodnych elektronów w materii międzygwiazdowej przy założeniu, że wszystkie one pochodzą z jonizacji atomów wodoru.

To, że przytoczone poprzednio tabele różnią się od siebie, nie jest oczywiście wynikiem jakichś istotnych różnic w składzie chemicznym materii międzygwiazdowej znajdującej się w pobliżu gwiazd i z dala od nich, lecz wynikiem odmiennej techniki wykrywania obecności w nich tych czy innych pierwiastków. W pierwszym przypadku obserwujemy linie emisyjne, w drugim — linie absorpcyjne, odpowiadające przeskokom z poziomów podstawowych atomów różnych pierwiastków.

Obecność składowej pyłowej w materii międzygwiazdowej znajdującej się z dala od gwiazd wykrywamy głównie dzięki nieselektywnemu rozpraszaniu w niej światła gwiazd. Wprawdzie rozmiary cząstek pyłu międzygwiazdowego są na ogół duże, rzędu kilku mikronów, jednak i w tym przypadku rozpraszanie to wykazuje pewną zależność od długości fali światła; nie jest ono proporcjonalne do  $\lambda^{-4}$  (jakby się należało spodziewać w przypadku rozpraszania rayleighowskiego), lecz w pierwszym przybliżeniu do  $\lambda^{-1}$ . W wyniku tego stanu rzeczy barwa gwiazd dalekich w wielu przypadkach jest bardziej czerwona, niżby to wynikało z temperatury gwiazdy. Ponieważ metody wyznaczania temperatur gwiazd opierają się głównie na ocenach względnych natężeń linii absorpcyjnych w widmie gwiazd, zatem obecność materii międzygwiazdowej na drodze pomiędzy obserwatorem a gwiazdą nie ma praktycznie biorąc wpływu na wyznaczenie jej temperatury. Uzyskawszy więc poprawną wartość temperatury gwiazdy możemy, na podstawie wzoru Plancka, wyznaczyć barwę gwiazdy i zestawić ją z wynikiem jej pomiarów kolorymetrycznych. Otóż rozbieżność w tym przypadku będzie dowodem występowania materii międzygwiazdowej na drodze do danej gwiazdy. Z reguły obserwujemy „poczerwienienie“ wielu gwiazd leżących w płaszczyźnie Drogi Mlecznej; a więc tam właśnie gdzie występuje również międzygwiazdowy gaz.

Dlatego skłonni jesteśmy przypuszczać, że najczęściej obie te składowe, gazowa i pyłowa, występują razem i w jednakowym mniej więcej stosunku.

Powstaje w związku z tym zagadnienie wzajemnego oddziaływania tych dwóch form występowania materii międzygwiazdowej: gazowej i pyłowej.

Otóż z jednej strony w takim układzie musi następować sublimacja gazu na cząstkach pyłowych, podobnie jak to się odbywa z parą konden-

sującą się na kropelkach mgły. Rozmiary więc cząstek pyłowych powinny nieograniczenie wzrastać, w miarę bowiem zwiększania się rozmiarów cząstki pyłu wzrasta prawdopodobieństwo „osadzania“ się na niej dalszych atomów lub cząsteczek gazu międzygwiazdowego, ponieważ wzrasta prawdopodobieństwo spotkania przez atomy tej właśnie cząstki. Musi zatem istnieć jakiś proces odwrotny, przywracający cząstkom ich małe rozmiary rzędu  $1 \mu$ .

Ten temat był bardzo szeroko dyskutowany w grupie fizyków i astronomów holenderskich z O r t e m i K r a m e r s e m na czele. W wyniku doszli oni do wniosku, że mechanizmem „rozbijającym“ większe cząstki są po prostu zderzenia między cząstkami pyłu.

Wniosek ten jest raczej wynikiem kolejnego rugowania wszystkich innych możliwości zmniejszania się rozmiarów cząstek pyłu międzygwiazdowego. Ze względu na bardzo małą ilość energii promieniowania gwiazd dochodzącej do obszarów pyłu, temperatura pyłu nie może być większa niż kilka stopni (w skali bezwzględnej). W tych warunkach wyparowywanie jest niesłychanie mało prawdopodobne; oceniono, iż przeciętnie ziarenko pyłu tracić może w ten sposób jeden atom w ciągu miliarda lat. Podobnie mało prawdopodobny jest inny proces — fotodysocjacja cząsteczek, w wyniku której powstawałyby na powierzchni cząstek pyłu swobodne atomy opuszczające te cząstki. Pozostaje więc tylko jedna możliwość — zderzenia cząstek ze sobą, w wyniku których następuje wyparowywanie wskutek wzrostu temperatury przy zderzeniach.

Jakże jednak pogodzić to z tym, że średnia energia ruchu cząstek pyłu w materii międzygwiazdowej jest bardzo nieznaczna?

Otóż tutaj wyjaśnienie sprzeczności przyniosły ostatnie obserwacje spektroskopowe linii absorpcyjnych międzygwiazdowych przy użyciu dużej dyspersji. Wykryto przy tym, że w wielu przypadkach linie te są podwójne, potrójne, czasami nawet liczba składników dochodziła do pięciu. Owo rozszczepienie linii międzygwiazdowych pochodzić musi od różnego ruchu poszczególnych partii gazu międzygwiazdowego względem Słońca; partie te wykazują wskutek tego różne przesunięcie dopplerowskie.

Zatem gaz międzygwiazdowy (wraz z pyłem, jak się przekonano później na innej drodze) tworzy poszczególne „obłoki“ poruszające się względem siebie z dużymi nieraz prędkościami, sięgającymi  $50 \text{ km/sek}$ . Przeciętnie każdy obłok raz na  $10^7$  lat „zderza się“ z obłokiem sąsiednim. Wtedy względna prędkość cząstek z jednego i drugiego staje się ogromna i przy zderzeniu wywiązuje się duża ilość ciepła. Temperatura cząstek wzrasta zatem znacznie i następuje masowy proces wyparowywania z nich gazów.

W ten sposób przebiega proces odwrotny — likwidacja dużych cząstek pyłu zamieniających się w gaz i uzupełniających składową gazową każdego

obłoku materii międzygwiazdowej. Oba te składniki gazowy i pyłowy są więc, według wyrażenia O o r t a, nieustannie „szuflowane“; żadna cząstka pyłu nie może przekroczyć pewnych rozmiarów rzędu kilku mikronów i każdy atom składowej gazowej w ciągu istnienia w Galaktyce wielokrotnie wchodzi w skład jakiejś cząstki pyłowej i ją opuszcza.

Hipoteza O o r t a i K r a m e r s a zupełnie niespodziewanie wyjaśniła pewne inne zjawisko dotychczas niezrozumiałe. Otóż pośród wielu mgławic gazowych znali astronomowie kilkanaście nie posiadających tzw. gwiazd centralnych, które mogłyby być odpowiedzialne za świecenie mgławicy. Takimi są np. mgławice gazowe, których fotografie pokazane są na rys. 2 i 4, w których nie doszukali się astronomowie żadnych jaśniejszych gwiazd gorących, mimo że mgławice te posiadają widmo emisyjne.

Zdaniem O o r t a świecenie to jest wynikiem wzrostu temperatury w obszarze „spotkania“ jednej ciemnej mgławicy z drugą. W obszarze tym następuje, jak mówiliśmy już, wzrost temperatury do wartości określonej przez K r a m e r s a równaniem:

$$T \cong 6 \cdot 10^{-9} \frac{n}{N} v^2,$$

gdzie  $n$  i  $N$  oznaczają liczby atomów w centymetrze sześciennym spotykających się mgławic,  $v$  — ich względną prędkość w cm/sek. Zatem mamy w tym obszarze pobudzenie termiczne i w związku z tym widmo mgławicy powinno różnić się od widma mgławic opisywanych poprzednio, w których mamy rekombinacje jonów. Tak np. w pobudzeniu termicznym w przypadku wodoru i helu do głosu dojdą głównie niższe poziomy energetyczne; będziemy mieli tu bardzo słabe linie wodorowe bliskie granicy serii Balmera, dominować natomiast będzie linia  $H_\alpha$ . Silniejsze będą



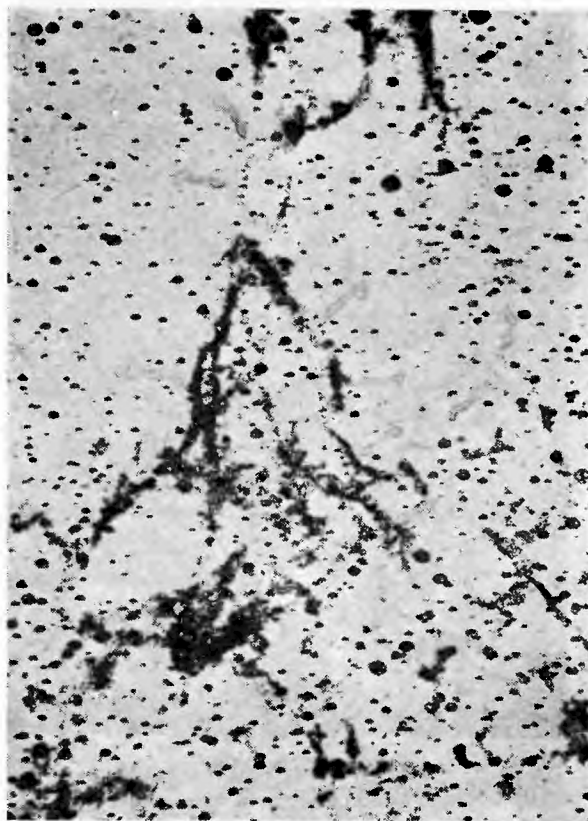
Rys. 4



też wszystkie linie wzbronione, których potencjały pobudzenia są również bardzo niskie. To wszystko dość dobrze zgadza się z obserwacją.

W wysunięciu tej hipotezy i jej uzasadnieniu niepoślednią rolę odegrało wrażenie, jakie odnosimy przy oglądaniu fotografii niektórych mgławic, w szczególności fotografii pokazanej na rys. 4. Tutaj wyraźnie widzimy, że najjaśniejsza część mgławicy sąsiaduje z jej częścią najciemniejszą. Wszystkie „najczarniejsze“ obszary są jak gdyby obrysowane świecąca obwódka, będąca właśnie obszarem „spotkania“, lub, mówiąc dokładniej, stopniowego przenikania jednej mgławicy w drugą.

Ostatnio coraz częściej stosuje się do fotografowania mgławicy filtry interferencyjno-polaryzacyjne, wybierając jako najkorzystniejszą część widma otoczenie czerwonej linii  $H_{\alpha}$ .



Rys. 5

Na tych „wodorowych“ fotografiach mgławic występuje wiele szczegółów niedostrzegalnych zupełnie w świetle integralnym, w którym dotychczas robiono niemal wszystkie fotografie.

W. G. Fiesjenkow i D. A. Rożkowski uzyskali szereg fotografii wielu mgławic, na których najwyraźniej widać włóknistą strukturę poszczególnych partii mgławicy, w wielu zaś przypadkach wzdłuż tych włókien dało się zaobserwować „łańcuszki“ gwiazd biegnących wzdłuż włókien mających z nimi najoczywistszy związek genetyczny (rys. 5).

Odkrycie to ma niewątpliwie duże znaczenie kosmogoniczne. Układ „łańcuszkowy“ gwiazd, czyli układ gwiazd leżących dość

blisko siebie w odległościach tegoż samego rzędu na pewnej prostej lub krzywej (nie różniącej się zbytnio od prostej) nie może być układem

trwałym. Jak poucza nas mechanika, w takim układzie już po upływie kilkuset lat gwiazdy, w wyniku ruchu, nie będą się układały w „łańcuch“. Zatem tego typu układy gwiazd są to układy bardzo młode, dopiero co powstałe. Mamy więc wszelkie dane przypuszczać, że w tym przypadku jesteśmy świadkami narodzin gwiazd z włókien materii międzygwiazdowej. Pierwszy chyba raz w dziejach astronomii zobaczyliśmy może proces powstawania gwiazd.

Nie będę tu przytaczał wielu bardzo interesujących i obiecujących rozważań i obserwacji wywołanych tym odkryciem, ponieważ w tej chwili nie mają one bezpośredniego znaczenia dla fizyki. Niemniej samo to odkrycie i proces, który to odkrycie sugeruje, jest niewątpliwie bardzo ciekawy również i z fizycznego punktu widzenia. Badania w tym kierunku są jeszcze w początkowym stadium, ponieważ pierwsze wiadomości o odkryciu Fiesjenkowa i Rożkowskiego pojawiły się dopiero w r. 1952.

#### Literatura

- Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды, (1948).  
M. Waldmeier, Einführung in. d. Astrophysik, (1948).  
J. H. Oort, Monthly Notices of R. A. S., 106, 159 (1946).  
В. Т. Фесенков и А. А. Рожковский. *Астрономический Журнал*, 29, 381 i 397 (1952).  
W. Iwanowska, *Postępy Fizyki* III, 349 (1952).



Jerzy Gierula

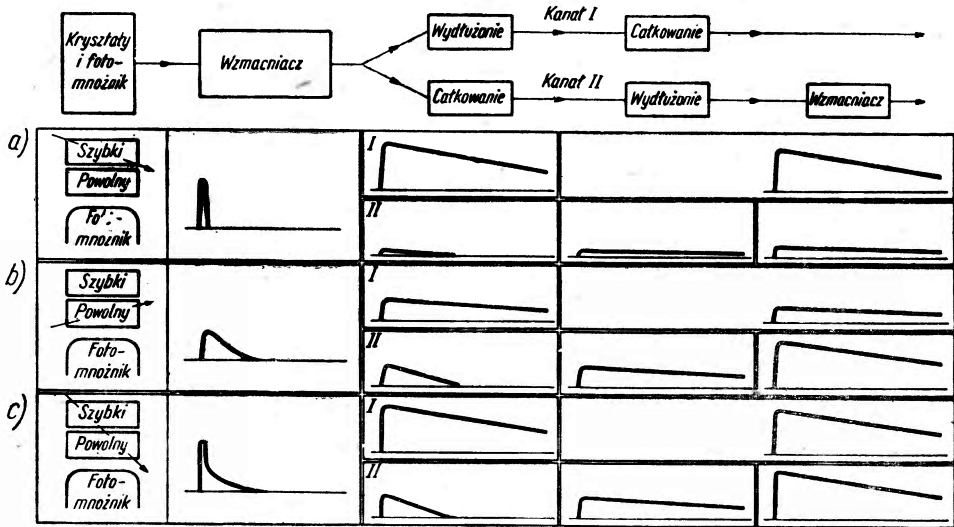
## Licznik scyntylicyjny z wielokrotnym kryształem

Działanie, własności i pewne zastosowania licznika scyntylicyjnego były już omówione w Postęпах Fizyki (tom II (1951), zesz. 1—3, s. 35, tom IV (1953), zesz. 1, s. 39). Czytelnika, dla którego pewne pojęcia z tej techniki pomiarowej są nieznanne, odsyłamy do tych artykułów.

Liczniki scyntylicyjne przechodzą obecnie szybką ewolucję i dzięki swym nowym, wielorakim właściwościom wypierają inne wykrywacze cząstek jonizujących z badań fizyki jądrowej. Opiszemy tutaj nowy typ licznika scyntylicyjnego, posiadającego właściwości układu koincydencyjnego kilku liczników. Licznik ten został zbudowany ostatnio przez Wilkina [1].

W tej nowej konstrukcji został wykorzystany fakt, że kryształy dające scyntyllacje różnią się między sobą bardzo znacznie czasem trwania błysku scyntylicyjnego oraz wydajnością świetlną. Obecnie istnieje już możliwość dość dowolnego „manewrowania“ tymi wielkościami przez dobór odpowiedniego kryształu. I tak na przykład kryształ organiczny stilbenu posiada czas błysku scyntylicyjnego nieco mniejszy niż  $10^{-8}$  sek, podczas gdy dla kryształu jodku sodu aktywowanego talem czas ten wynosi około  $1,5 \times 10^{-7}$  sek, czyli jest przeszło 15 razy dłuższy. Zestawiając dwa takie przezroczyste kryształy ze sobą i umieszczając je naprzeciwko fotokatody fotomnożnika, otrzymujemy układ naszkicowany na rys. 1. W układzie takim nazwiemy kryształ stilbenu ogólnie „szybkim kryształem“ a kryształ jodku sodu „kryształem powolnym“. Impulsy elektryczne powstające na wyjściu fotomnożnika posiadają różne kształty (napiecie jako funkcja czasu) zależnie od tego, wzdłuż jakiej drogi w kryształach przebiega cząstka jonizująca. Tak np. cząstka, która przebiegła tylko przez kryształ szybki jest przyczyną krótkotrwałego impulsu (rys. 1a), cząstka, której tor przechodzi tylko przez kryształ powolny daje impuls znacznie dłuższy (rys. 1b), a cząstka przecinająca obydwie kryształy wytwarza złożony impuls koincydencyjny (rys. 1c) o charakterystycznym przebiegu krzywej zaniku. Taki złożony licznik scyntylicyjny można zaopatrzyć w układ elektronowy, który może rozróżniać między poszczególnymi typami impulsów. Układ

taki może działać np. na następującej zasadzie: Impuls z fotomnożnika (wzmocniony jeszcze dodatkowo) przebiega równolegle w dwóch kanałach. W pierwszym napotyka na obwód, który przekształca go w impuls o tej samej wysokości co impuls pierwotny, tylko trwający około kilku mikrosekund. Czas trwania tego impulsu jest charakterystyczny dla obwodu i nie zależy od rodzaju wyzwalającego obwodu impulsu. Nowopowstały impuls podlega w dalszym obwodzie z tzw. całkowaniu ze stałą czasową



Rys. 1

W kolumnie pierwszej przedstawiono schematycznie licznik scyntylacyjny z podwójnym kryształem oraz trzy możliwości wzbudzenia takiego licznika. W kolumnie drugiej kształty impulsów odpowiadających każdemu sposobowi wzbudzenia. Na górze rysunku schemat blokowy układu elektronicznego. Pod każdą częścią układu naszkicowano kształt impulsu w obydwóch kanałach, powstający po wyjściu z tej części.

około  $2 \times 10^{-7}$  sek. Działanie całkujące polega na przetworzeniu impulsu w taki, w którym wartość chwilowego napięcia jest równa średniej wartości napięcia w impulsie pierwotnym na przestrzeni czasu całkowania (w naszym przypadku  $2 \times 10^{-7}$  sek). Wyrażając się obrazowo można powiedzieć, że obwód całkujący wygładza wszelkie nagłe zmiany napięcia, czyli zmiany trwające znacznie krócej niż czas całkowania. Równocześnie impuls biegnący drugim kanałem napotyka najpierw na obwód całkujący, a dopiero po scałkowaniu na obwód analogiczny do pierwszego członu w kanale I. W dalszym ciągu impuls ten przechodzi przez wzmacniacz o wzmocnieniu dającym się dowolnie zmieniać. Przy odpowiednio dobranym wzmocnieniu można osiągnąć to, że praktycznie rzecz biorąc kanał I

przepuszcza tylko impuls z kryształu szybkiego a kanał II tylko z kryształu powolnego. Rys. 1 przedstawia schematycznie szkic zmian kształtu różnych impulsów, przechodzących przez oba kanały opisanego układu. W takim stanie rzeczy łatwo już wyobrazić sobie, że w odpowiednim układzie elektronowym, połączonym z kanałami I i II, może być rejestrowany jeden, zresztą dowolny, spośród tych trzech typów impulsów. Licznik scyntylacyjny ze złożonym kryształem, zaopatrzony w odpowiedni układ elektronowy, może posiadać więc własności układu koincydencyjnego, rejestrującego równoczesne błyski w kryształach szybkim i powolnym, oraz własności układu antykoincydencyjnego, rejestrującego np. błyski w kryształach powolnym, którym nie towarzyszą błyski w kryształach szybkim.

Liczniki tego typu stwarzają szereg nowych możliwości pomiarowych. Tak np. układ, złożony z kryształu szybkiego o małej absorpcji oraz z kryształu powolnego o dużej absorpcji, może służyć do równoczesnego wyznaczania jonizacji właściwej i całkowitej energii danej cząstki. Cząstka jonizująca przechodząc przez kryształ szybki traci w nim drobną część swej energii dając impuls, którego wielkość jest miarą jonizacji właściwej. W dalszym biegu cząstka zostaje zatrzymana w dużym i silnie absorbującym kryształach powolnym, dając impuls o wielkości proporcjonalnej do energii cząstki.

Szczególnie interesująco zapowiadają się zastosowania liczników z wielokrotnymi kryształami w układzie antykoincydencyjnym. Kryształ powolny, zanurzony całkowicie w kryształach szybkim, nadaje się doskonale do celów spektroskopii promieniowania gamma i do wyznaczania energii innych, tzw. niejonizujących promieniowań (np. neutronów). Jeżeli układ połączony z takim kryształem będzie reagował tylko na impulsy powolne, którym nie towarzyszą impulsy szybkie, to tym samym będzie rejestrował tylko te cząstki jonizujące, które zrodziły się we wnętrzu kryształu powolnego i tam zostały zaabsorbowane. Spektroskop scyntylacyjny z kryształem tego typu będzie wolny od tak zwanych efektów ścian, spowodowanych częściową ucieczką elektronów poza obręb kryształu. Zjawisko to wywołuje rozmycie maksimów, odpowiadających liniom promieniowania gamma na krzywej dyskryminatora różniczkowego. Nowy rodzaj kryształów złożonych może więc poprawić zdolność rozdzielczą spektroskopów scyntylacyjnych.

Układ scyntylacyjny, składający się z plasterków przezroczystych na przemian poukładanych kryształów powolnych i szybkich, rejestrujący antykoincydencje (czyli np. impulsy powolne, którym nie towarzyszą impulsy szybkie), posiada silne własności kierunkowe. Reaguje on na cząstki jonizujące, poruszające się tylko w obrębie jednego plasterka kryształu powolnego. Ma to wielkie znaczenie dla techniki pomiarowej, umożliwiając konstruowanie wykrywaczy cząstek, działających ściśle kierunkowo

i posiadających równocześnie dużą jasność. W dotychczasowej technice licznikowej dokładność określenia kąta, pod jakim wybiega rejestrowany przez nas strumień cząstek (np. z tarczy akceleratora) musiała być zawsze okupiona stratami w natężeniu. Aby kąt był dobrze zdefiniowany trzeba było stosować małe źródła cząstek (małe tarcze), małe liczniki i duże wzajemne odległości, czyli to co w gwarze fachowej nazywa się „dobrą geometrią“ układu. Wspomniany licznik scyntylacyjny z wielokrotnym kryształem pozwala natomiast na dobrą pracę nawet przy „złej geometrii“, czyli na posługiwanie się rozciągniętymi źródłami cząstek i dużymi licznikami, umieszczonymi w małej odległości od źródła. Jest to sprawa zasadniczej wagi. Uciekając się do porównań, można by powiedzieć, że nowy typ licznika posiada podobną przewagę nad dotychczas używanym jak aparat fotograficzny z soczewką nad kamerą z otworkiem.

Licznik „plasterkowy“ może się okazać także detektorem wrażliwym na stan polaryzacji promieniowania gamma. Wiadomo bowiem, że położenie płaszczyzny, w której zachodzi rozproszenie promieniowania i odrzut elektronu w zjawisku Comptona jest związany ze stanem polaryzacji tego promieniowania. Elektrony comptonowskie, poruszające się w płaszczyźnie plasterków złożonego kryształu, będą policzone, natomiast w wypadku gdy płaszczyzna ich rozpraszania będzie nachylona do płaszczyzny plasterków, będą one przechodziły z jednego plasterka do drugiego, a tym samym nie zostaną policzone przez układ antykoincydencyjny.

Tych kilka szkicowych uwag odnoszących się do niektórych zastosowań licznika scyntylacyjnego z wielokrotnym kryształem wskazuje wyraźnie, jak szerokie możliwości otwierają się znowu przed tą młodą techniką badawczą.

#### Literatura

1. D. H. Wilkinson, Rev. Sci. Inst., 23, 414 (1952).

Kazimierz Rosiński

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

## Szkło organiczne w optyce

### Wstęp

Zastosowanie przezroczystych mas plastycznych (szkło organiczne) w optyce stanowi jeszcze jedną wspaniałą możliwość „wieku plastików“<sup>1)</sup>. Istnieją dwie zasadnicze przyczyny zainteresowania się specjalistów tymi nowymi materiałami optycznymi, jedna wynika z tego, że przedstawiają one nowe cenne właściwości fizyczne [1, 2, 3, 4, 5, 6] niespotykane w przypadku szkła nieorganicznego, druga zaś polega na tym, że otwierają one szerokie perspektywy upowszechnienia urządzeń optycznych, wynikającego z ich tanioci. Jak dotychczas jednak pomimo wielu, jak okaże się w dalszym ciągu artykułu, niewątpliwie pozytywnych osiągnięć i dokonywanego z roku na rok postępu wykorzystano dotychczas niewielki tylko ułamek możliwości. Ten stan rzeczy należy wytłumaczyć prawdopodobnie tym, że przemysł plastików rozwinął się tak szybko (w niespełna 16 lat), że niewiele czasu poświęcił problemom optycznym i jest bardzo możliwe, że wiele lub nawet wszystkie trudności zostaną przezwyciężone.

Od czasu gdy plastyki zostały zastosowane w przemyśle po raz pierwszy, niektóre z ich przezroczystych gatunków okazały się nowymi, wartościowymi, materiałami optycznymi dzięki takim właściwościom fizycznym, jak mała gęstość, duża przepuszczalność (transmisja), nadzwyczajna odporność na uderzenia i skoki temperatury, właściwość wiernego odtwarzania powierzchni formy odlewniczej i doskonała niekiedy obrabialność. Z drugiej strony w porównaniu ze szkłem wykazują mniejszą odporność na porysowanie powierzchni, mniejszą sztywność i względnie wysoki współczynnik rozszerzalności cieplnej. Następnie wybór materiałów plastycznych nadających się do robót optycznych jest jak dotychczas jeszcze ograniczony, chociaż można spodziewać się, że będzie dokonana synteza no-

---

<sup>1)</sup> Mówiąc w dalszym ciągu o plastikach będziemy mieli na myśli wysokocząsteczkowe polimery różnych związków organicznych, jak np. polistyren — polimer styrenu. Bliższe szczegóły podaje art. S. Porejki, Szkła organiczne (p. s. 348).

wych szkieł organicznych dostarczających zadowalający wachlarz stałych optycznych. Próbując ocenić wartość materiałów plastycznych dla produkcji elementów optycznych należy starannie rozpatrzyć zalety i wady tych materiałów.

### Cechy plastików jako materiałów optycznych

Pożyteczne będzie, przed przystąpieniem do bardziej szczegółowej analizy niektórych zastosowań szkieł organicznych, zapoznać się pokrótce z ich zaletami i wadami z punktu widzenia zastosowania ich jako materiału na układy optyczne. Zaletą, która wysuwa się na pierwsze miejsce, jest łatwość produkcji masowej (metody takiej produkcji będą omówione później) elementów układów optycznych, podczas gdy takie same elementy ze szkła wymagają indywidualnej obróbki, polegającej na długim i uciążliwym szlifowaniu i polerowaniu. Staje się to szczególnie uciążliwe w przypadku soczewek o powierzchniach asferycznych. Warto tutaj wspomnieć, że rozpowszechnienie się bardzo wydajnych (posiadających znaczną świetlność — rzędu 1 : 0,7)<sup>2)</sup> układów optycznych Schmidta było zahamowane przez to, że nie można było produkować masowo potrzebnych w nich soczewek o specjalnym kształcie. Omawiane materiały i technika produkcji nadają się specjalnie dobrze do wytwarzania wielkich niesferycznych części, które stosujemy tam, gdzie chcemy zredukować do minimum straty światła wynikające na skutek absorpcji. Produkcja jest tania, łatwa i szybka. Spośród innych właściwości zasługuje na uwagę duża przepuszczalność w nadfiolecie (do 2750 Å). W ogóle wachlarz materiałów plastycznych nadających się do produkcji optycznej rozszerza się z każdym rokiem. Prasa fachowa nieustannie donosi o produkowaniu nowych materiałów o coraz to korzystniejszych właściwościach optycznych i mechanicznych<sup>3)</sup>. Możliwe się stało np. wytwarzanie układów achromatycznych, odpowiednikiem crownu może być np. polimetakrylan cyklohexanolowy o wsp. zał.  $n=1,5062$ , odpowiednikiem zaś flintu: polistyren o  $n_D^{20}=1,5912$ . Dla metakrylanu metylu  $n_C=1,4904$ ,  $n_D=1,4930$ ,  $n_F=1,4990$ , a  $v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} = 57$ ; w przypadku polistyrenu  $n_F=1,601$ . M. Boutry [15] wytworzył kilka rodzajów szkieł organicznych o niewiele różniących się współczynnikach załamania, lecz bardzo różnej dyspersji. Rys. 1 pozwala porównać właściwości optyczne niektórych szkieł organicznych z właściwościami zwykłych szkieł (mineralnych). Przepuszczalność w przypadku

<sup>2)</sup> Tzw. rozwarłość obiektywu  $D:f=1:0,7$

<sup>3)</sup> Np. ostatnio doniesiono o syntezie plastyku szczególnie odpornego na porysowanie powierzchni.



załamania nie są zależne od metody produkcji wobec tego, że stanowią one substancje czyste (o określonym typie cząsteczki), a nie mieszaniny. Możliwe jest utrzymanie stałości współczynnika załamania w granicach  $\pm 0,0001$ .

Staranność w projektowaniu przyrządów optycznych może zapobiec wielu wadom tych materiałów. Np. ograniczona sztywność wymaga wielkiej uwagi przy montażu w dążeniu do uniknięcia wszelkich napięć, chociaż z drugiej strony mała, w porównaniu ze szkłem, gęstość sprawia, że wystarczają tu już stosunkowo niewielkie usztywnienia, by można było osiągnąć trwałość położenia dużych elementów optycznych wykonanych z plastyku. Wydaje się, że tak bardzo podkreślana zazwyczaj mała odporność na porysowanie nie jest w istocie tak groźna, jeśli wziąć pod uwagę to, że rysa na materiale stanowi po prostu wgłębienie bez załamanych brzegów tak, że rzeczywista powierzchnia rozpraszająca światło jest znacznie mniejsza aniżeli w przypadku rysy na szkłe. Względnie wysoki współczynnik rozszerzalności cieplnej wymaga dużej staranności w projektowaniu odpowiednich urządzeń optycznych; niekiedy trzeba uciekać się do stosowania kompensacji termicznej. Współczesne metody wytwarzania plastikowych elementów optycznych, które będą dalej omówione, pozwalają otrzymywać soczewki odporne na zmiany temperatury aż do  $100^{\circ}\text{C}$ .

Uwaga specjalistów skupia się głównie na możliwości wiernego odtwarzania przez rozważane tu materiały powierzchni formy odlewniczej. Jest to właśnie ta cecha szkieł organicznych, która ma znaczenie decydujące w dziedzinie optyki stosowanej pozwalając na tanią produkcję masową. Nie przedstawia tu specjalnych trudności produkcja elementów o dużej średnicy, a więc znika znaczna różnica ceny, jaką obserwuje się w przypadku szkła pomiędzy soczewkami małymi i dużymi. Tu należy podkreślić, że bardzo istotną przyczyną zwrócenia uwagi na szkła organiczne jest możliwość produkowania asferycznych elementów optycznych po stosunkowo niskich cenach.

### Asferyczne elementy optyczne

Jest rzeczą doskonale znaną, że soczewki o powierzchniach sferycznych posiadają aberację sferyczną. Chcąc uzyskać niezniekształcony obraz np. punktowego źródła światła za pomocą pojedynczej soczewki musielibyśmy zapewnić załamanie promieni centralnych silniejsze, a promieni brzegowych słabsze, niżby to miało miejsce w przypadku powierzchni kulistych. Z tego powodu usunięcie promieni brzegowych za pomocą przesłony prowadzi do poprawienia ostrości obrazu, czemu jednak towarzyszy strata na jasności. Jeżeli zatem chcemy wykorzystać pełną aperturę so-

szewki pojedynczej i uzyskać równocześnie ostry obraz, musimy zrezygnować z powierzchni kulistej, a wziąć powierzchnię na brzegach mniej, a w środku bardziej zakrzywioną aniżeli odpowiednia powierzchnia kulista.

Znane są pomysłowe złożone układy optyczne zmniejszające znacznie aberację sferyczną. Układy te są jednak bardzo kosztowne i mało świetlne. W niektórych przypadkach jednak układy takie nie mogą być stosowane i konieczne jest użycie soczewki asferycznej. Niestety, zwykle metody szlifowania i polerowania wymagają pracowitej obróbki ręcznej małych części żądanej powierzchni. Wyprodukowanie jednej soczewki tego rodzaju wymaga wielu dni cierpliwej pracy wysokokwalifikowanego rzemieślnika. Wskutek tego użycie powierzchni asferycznej ograniczało się do tych zastosowań, w których koszt nie odgrywa zasadniczej roli (np. w astronomii). Czyniono wiele wysiłków w kierunku wprowadzenia maszyn obrabiających powierzchnię asferyczną automatycznie, jednak bez pozytywnych wyników. Zagadnienie zostało rozwiązane dopiero z chwilą, kiedy zastosowano jako materiał optyczny plastyki i stworzono odpowiednie metody produkcji, a w szczególności tzw. metodę „wykańczania powierzchni“.

### Wytwarzanie elementów optycznych przy pomocy metody „wykańczania powierzchni“

Dawniej stosowano na skalę przemysłową głównie dwie metody produkcji odlewów ze szkła organicznych. Pierwsza [9] z nich polegała na wykonywaniu odlewów pod ciśnieniem w formie stalowej, druga [10] natomiast sprowadzała się do wywołania polimeryzacji ciekłego monomeru wprowadzonego do formy szklanej obrobionej optycznie.

Nowa metoda [11] ostatnio wprowadzona rokuje duże nadzieje rozwoju, gdyż daje doskonale wierne odtworzenie wnętrza formy, a odlewy w ten sposób otrzymane są zupełnie pozbawione napięć, wobec czego wykazują dużą stałość w wyższych temperaturach. Wymieniona metoda polega przede wszystkim na przygotowaniu surowego odlewużądanego elementu, pozbawionego napięć, przy tym stosuje się jedną z dawniej znanych metod. Następnie na powierzchni tego odlewu umieszczonego w optycznie obrobionej formie wytwarza się cienką warstwę tego samego materiału, tak by uzyskać w każdym punkcie optyczny kontakt tej warstwy z powierzchnią formy. Odlew w ten sposób wykończony po wyjęciu z formy nadaje się do bezpośredniego użytku.

Oczywiście chcąc uzyskać produkt całkowicie wolny od napięć wewnętrznych, a więc trwałą, należy unikać używania ciśnień w całym opi-



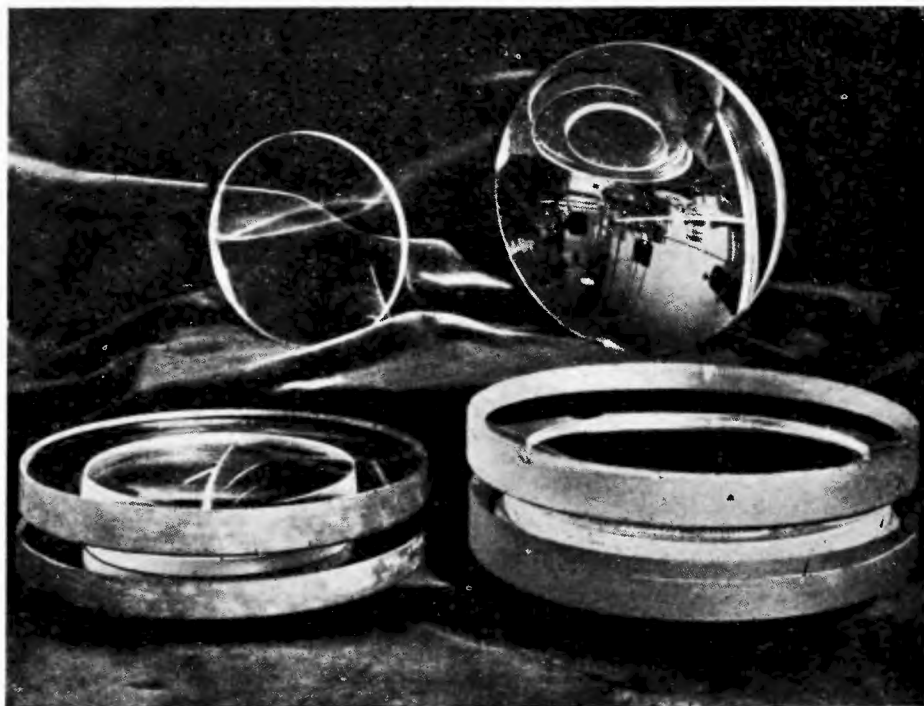
sanym procesie. Interesujący szczegół procesu produkcyjnego stanowi zastosowanie światła jako czynnika powodującego polimeryzację monomeru w obecności odpowiednio dobranego foto-katalizatora. Należy jeszcze wspomnieć, że z przejściem monomeru w polimer wiąże się znaczna zmiana objętości stwarzająca duże utrudnienie w procesie produkcyjnym. Jednak wszystkie te trudności opanowano. Warto dodać, że powierzchnia elementów optycznych wykonanych z plastików daje się doskonale pokrywać odbijającą warstwą aluminium, jak również powłokami przeciwodbiociowymi. W związku z pewnymi zastosowaniami szkielek organicznych omówiona zostanie jeszcze krótko metoda produkcji, polegająca na obróbce na zwykłych wysokoprecyzyjnych tokarkach z następującym po tym szlifowaniem i polerowaniem podobnie jak w przypadku szkła.

## Zastosowania

### A. Soczewki asferyczne do celów telewizji

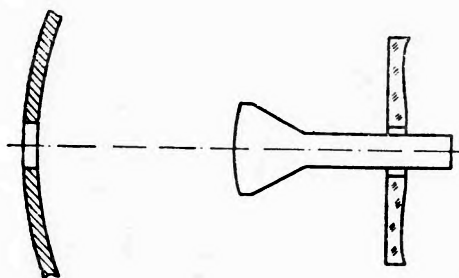
Opisaną wyżej metodę „wykańczania powierzchni“ stosuje się przede wszystkim w produkcji asferycznych elementów optycznych. Obecnie wytwarza się już skomplikowane formy asferyczne w ilościach większych aniżeli kiedykolwiek projektowano. Rys. 2 przedstawia dwie formy asferyczne wraz z soczewkami przy ich pomocy uzyskanymi. Soczewki asferyczne stanowią niezbędny element w układzie Schmidta znajdującym bardzo szerokie zastosowanie w telewizji. Rzecz polega na tym, że mały obraz, który tworzy się na zakrzywionym ekranie lampy oscyloskopowej odbiornika telewizyjnego, nie daje zadowalających warunków śledzenia jego szczegółów nawet jednemu obserwatorowi, nie mówiąc już o większej liczbie osób. Przeto konieczne jest uzyskanie większego, a przy tym płaskiego obrazu. Lampa oscyloskopowa dostatecznej wielkości byłaby i ciężka, i droga zarazem, wobec czego najlepszym rozwiązaniem, jak się wydaje, jest wytworzenie na ekranie małej lampy obrazu o znacznej jasności, który rzuca się następnie w powiększeniu za pomocą specjalnego układu optycznego na odpowiedni ekran. Niestety, jasność obrazu w zwykłych odbiornikach telewizyjnych jest z konieczności ograniczona tak, że chcąc uzyskać obraz powiększony o zadowalającej jasności trzeba zastosować układ optyczny o wielkiej sile światła. Układem, który może spełnić te wymagania, jest właśnie układ Schmidta [12], użyty po raz pierwszy w astronomii. Przystosowując ten układ dla celów telewizji umieszczamy zwierciadło wklęsłe o wielkiej aperturze ( $Z$ ) należące do układu przed ekranem małej lampy oscyloskopowej (rys. 3). Zwierciadło to skierowuje znaczną część światła pochodzącego od obrazu telewizyjnego w kierunku

osi lampy, podczas gdy asferyczna płyta korekcyjna *A* znajdująca się w środku krzywizny zwierciadła usuwa zniekształcenia, których źródło



Rys. 2

Soczewki z plastyku wraz z formami odlewniczymi wykonanymi ze szkła



Rys. 3

Schemat układu optycznego Schmidta  
w zastosowaniu do telewizji

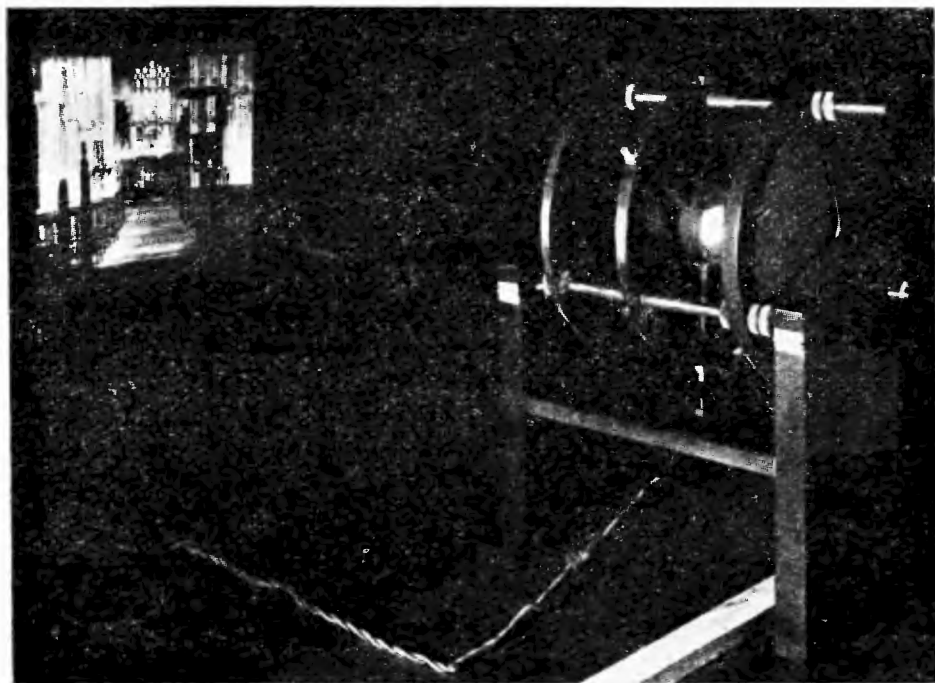
stanowi aberacja sferyczna użytego tu zwierciadła o znacznej aperturze. Ten układ pozwala uzyskać bez trudności świetlną wyrażającą się liczbą  $1 : 0,75$ . Jeżeli zwierciadło i płyta korekcyjna zostały dostatecznie starannie obrobione, uzyskuje się jasny i ostry obraz, nawet stosując lampę oscyloskopową dającą niezbyt jasne obrazy (rys. 4). Na rys. 5 pokazane są przykładowo dwa takie układy, jeden z nich (mniejszy) przeznaczony dla

domowych odbiorników telewizyjnych, drugi stosowany w kinach. W jednym z nich lampa o średnicy ekranu 5,5 cm wyposażona jest w zwierciadło o średnicy 20 cm (produkowane są także układy o wymiarach odpo-

wiednio 8,5 cm oraz 27,5 cm). W przypadku odbiornika domowego mamy:  $f/0,75$  oraz odległość ekranu od zwierciadła 1 m, a wymiary obrazu  $37,5 \times 30$  cm. Rys. 6 obrazuje pewne udoskonalone rozwiązanie. Na rys. 4 przedstawiony jest mniejszy z opisanych układów przy pracy. W chwili obecnej produkuje się już wielkie układy o średnicy do 55 cm (rys. 5), znajdujące zastosowanie przede wszystkim w kinach. Oczywiście zastosowania układów soczewek asferycznych nie są ograniczone do wyżej omówionej dziedziny. Dla przykładu można wskazać lupy asferyczne nadające się do obserwacji dwuocznnej, a przy tym nie powodujące męczenia się wzroku. Inne zastosowania — to układy projekcyjne o wielkiej świetlności stosowane do źródeł o małej mocy i wiele innych. Na uwagę zasługuje wysoka zdolność rozdzielcza tych układów dochodząca do 50 linii/mm.

### B. Soczewki Fresnela [5, 14]

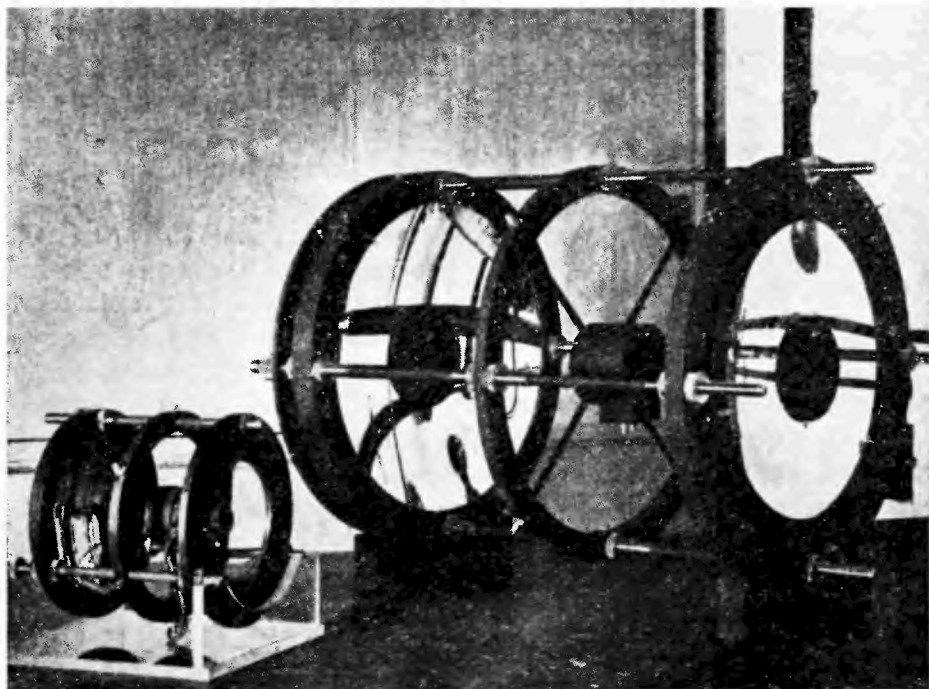
Chodzi tu przede wszystkim o cienkie płytowe soczewki Fresnela o wielkiej aperturze. Soczewka Fresnela <sup>5)</sup> (rys. 8, 10) znajduje zastosowanie



Rys. 4

Fotografia obrazu ( $37,5$  cm  $\times$   $30$  cm) rzuconego przez układ Schmidta zaopatrzony w zwierciadło o średnicy 20 cm

tam przede wszystkim, gdzie potrzebna jest duża soczewka „pola“ („field lens“)<sup>6)</sup>. Jeżeli jednak chcemy uniknąć powstawania w polu widzenia



Rys. 5

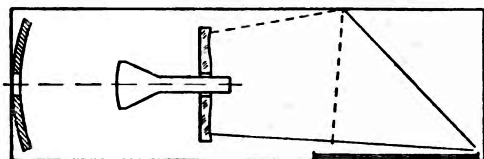
Dwa układy Schmidta: domowy i kinowy

niepożądanych figur („duchów“), powinniśmy stosować dostatecznie wąskie strefy koliste, co w przypadku szkła prowadzi do wielkich trudności technologicznych; duże napięcie powierzchniowe szkła nie pozwala uzyskać

<sup>5)</sup> Soczewka Fresnela zwana niekiedy soczewką strefową — ze względu na podział jej powierzchni na kolowe strefy — stanowi soczewkę asferyczną o dużej rozwarłości optycznej (świeilności). Zwykła soczewka asferyczna o tak dużej rozwarłości ( $D:f=1:0,7$ ) posiadałaby bardzo silną aberację sferyczną, tymczasem w przypadku soczewki omawianego typu usuwa się ją, praktycznie biorąc, zupełnie dzięki podziałowi powierzchni soczewki na szereg współśrodkowych stref, z których każda jest szlifowana i polerowana osobno tak, że ogniskowe poszczególnych stref są jednakowe.

<sup>6)</sup> Rys. 7 ilustruje działanie soczewki „pola“ w przypadku lunety Keplera. Soczewka ta umieszczona dokładnie w ognisku obiektywu wywiera jedynie bardzo niewielki wpływ na powiększenie, natomiast skierowuje ona do okularu stożek promieni o znacznej rozwarłości. Bez zastosowania tej soczewki, do okularu wchodziłaby tylko część wiązki. Zadaniem tej soczewki jest zatem powiększenie pola widzenia przyrządu i zarazem bardziej równomierne oświetlenie tego pola widzenia.

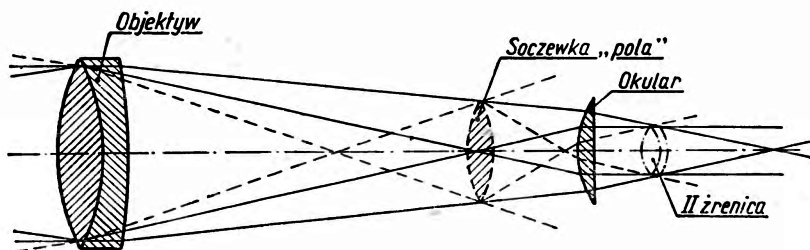
bardzo delikatnych szczegółów odlewu, podobnie zawodzą tu zwykle metody szlifowania i polerowania. L a w i M a l o f f zaprojektowali „blaszkowaty“ (laminated) ekran projekcyjny dla celów telewizji zawierający



Rys. 6

Pewna modyfikacja odbiornika zaopatrzonego w układ Schmidta

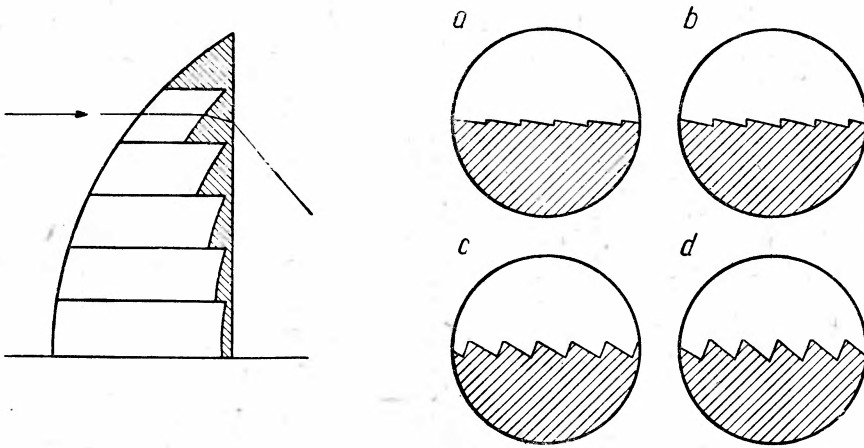
jako jeden z elementów lamą soczewkę Fresnela z plastyku. Niekiedy użycie soczewki Fresnela z plastyku stanowi jedyne rozwiązanie; jako przykład można przytoczyć użycie takiej soczewki w kombinacji z matówką aparatu fotograficznego. Soczewka taka musi być cienka w celu zaoszczędzenia na wadze i miejscu, jak również powinna być płaska, by mogła znajdować się blisko powierzchni ekranu. Dzięki jej zastosowaniu otrzymuje się równomierne oświetlenie całego ekranu (wzrost jasności w rogach ekranu jest 20-krotny). Pozwala to fotografowi skontrolować dokładnie kompozycję i oświetlenie przez bezpośrednią obserwację obrazu na matówce. W wielu przypadkach kondensory zbudowane z soczewek Fresnela wykazały wyższość nad zwykłymi kondensatorami



Rys. 7

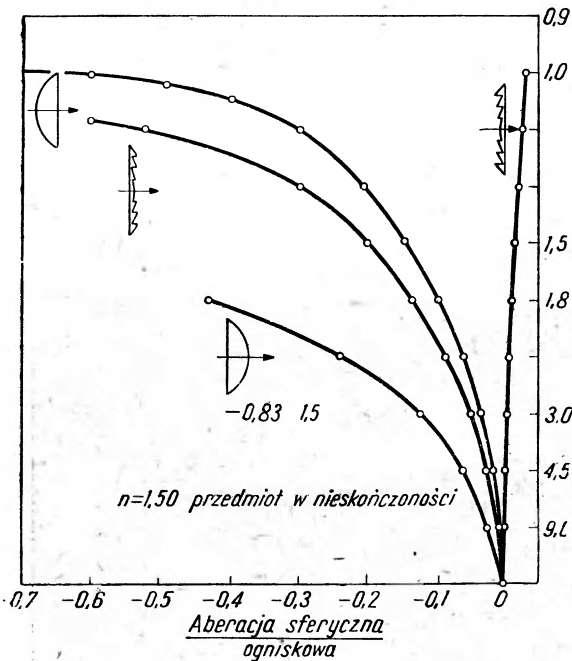
Szkic obrazujący działanie soczewki „pole“

szklanymi. Dotyczy to zarówno ciężaru i absorpcji w materiale kondensora, jak i jego kosztu. Oczywiście ilość energii przechodzącej przez jednostkę powierzchni powinna być dostatecznie mała. Rys. 8 przedstawia przekrój radialny soczewki Fresnela oraz fotomikrografie przekroju radialnego wykonane w różnych odległościach od środka soczewki. Szerokość rowków wynosi ca 0,1 mm, a więc nie są one dostrzegalne dla przeciętnego nieswojonego wzroku. Zdolność rozdzielcza tej soczewki (ogniskowa 12,5 cm) wynosi 2+3 linii/mm. Przy tym osiągnięto wysoki stopień korekcji aberracji sferycznej otrzymując obrazy wysokiej poprawności (rys. 9).



Rys. 8

Przekrój radialny soczewki Fresnela oraz mikrofotogram tego przekroju w różnych odległościach od środka soczewki



Rys. 9

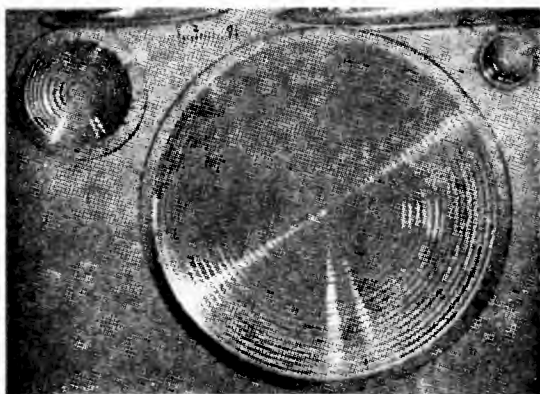
Zależność aberracji sferycznej od światłości w zwykłych soczewkach i w soczewce Fresnela

Optyka fresnelowska stosowana jest z powodzeniem również w fotoelektrycznych odbiornikach promieniowania typu powierzchniowego. Taka optyka ma szereg zalet w porównaniu ze zwykłymi układami soczewek i zwierciadeł. Na podkreślenie zasługuje tu możliwość równomiernego oświetlenia powierzchni fotoczułej. Skupienie promieniowania na małej powierzchni może prowadzić do lokalnego nasycenia. Defokalizacja w przypadku zwykłych układów optycznych daje jednak oświetlenie bardzo niejednostajne. Wartość fresnelowskich układów optycznych powiększa jeszcze ich wielką światłość, bardzo cenna, szczególnie jeżeli rozporządzamy małymi ilościami energii promienistej. Rozmycie równomierne obrazu uzyskano tutaj dzięki zastosowaniu znacznie

Wartość fresnelowskich układów optycznych powiększa jeszcze ich wielką światłość, bardzo cenna, szczególnie jeżeli rozporządzamy małymi ilościami energii promienistej. Rozmycie równomierne obrazu uzyskano tutaj dzięki zastosowaniu znacznie



szerszych aniżeli w poprzednio opisanym przypadku rowków, mianowicie o szerokości ca 9 mm wobec ca 0,1 mm dla tamtych soczewek. Soczewek tych nie odlewano, lecz nacinano je na tokarce, następnie szlifowano



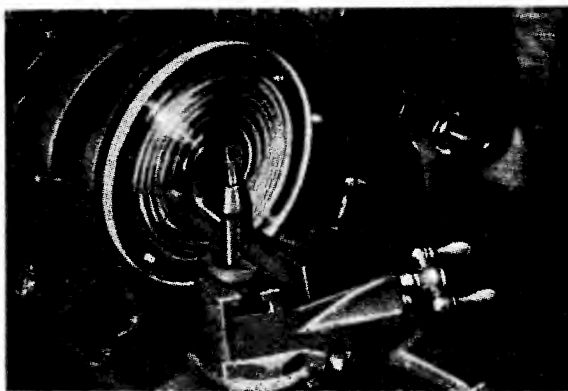
Rys. 10  
Wygląd zewnętrzny soczewki Fresnela

i polerowano. Średnica soczewki wynosiła ca 50 cm, a grubość 2,5 cm (rys. 10). Ogniskową kontrolowano z osobna dla każdego pierścienia. Soczewka skupiała na fotokomórce 475 razy więcej promieniowania aniżeli to, które otrzymywałyby bezpośrednio. Soczewki takie mogą być wykonywane w bardzo szerokim wyborze właściwości. Można je produkować prędko i tanio na zwykłej obrabiarence (rys. 11), a dzięki

temu przystosowywać do indywidualnych zastosowań. Ma to duże znaczenie w badaniach naukowych i przy konstruowaniu modeli próbnych.

### Różne zastosowania

Nie jest celem niniejszego artykułu wyczerpanie tematu bardzo zresztą w obecnej chwili bogatego. Chodzi tu raczej o zwrócenie uwagi na ogromne możliwości, jakie daje wprowadzenie szkieł organicznych do optyki. Dlatego wydaje się celowe, choćby krótko wspomnieć o rozmaitych innych zastosowaniach tych nowych materiałów. Wielką rolę mogą odegrać w przyszłości filtry sporządzone z plastyków [16]. Ich zaletę stanowi to, że można stosować do ich barwienia barwniki organiczne, a to z tego względu, że wprowadzanie barwników odbywa się w temperaturach stosunkowo niskich. Prasa naukowa donosi również o użyciu soczewek z plastyku jako



Rys. 11  
Nacinanie soczewki Fresnela na tokarni

kondensorów w fotomikrografii w świetle nadfioletowym [17]. Powszecznie uznane jest stosowanie optyki plastikowej w układach, którym nie stawia się specjalnie wysokich wymagań, jak np. obiektywy lornetek teatralnych, soczewki cylindryczne w układach reprodukcji dźwięku w kinach, asferyczne soczewki „pola“ w celownikach optycznych [13] i wiele innych [18].

#### Literatura

1. D. Starkie, *Endeavour*, 6, 119 (1947).
2. I. K. Harris, *Rev. Scient. Instr.*, 17, 44 (1946).
3. J. C. Swallow, *Jour. Scient. Instr.*, 23, 44 (1946).
4. *J. O. S. A.*, 40, 589 (1950).
5. O. E. Miller, J. H. McLeod a. W. T. Sherwood, *J. O. S. A.*, 41, 807 (1951).
6. D. H. Jacobs, *Fundamentals of Optical Engineering*, 1943.
7. *British Plastics*, XI, 117 (1947).
8. H. R. Fleck, *Plastics*, 1946.
9. *British Plastics*, XVIII, 219 (1946).
10. *American Plastics*, IV, 27 (1946).
11. *British Plastics*, XI, 117 (1947).
12. Schmidt, *Mitteilungen, Hamburger Obs.-Bergedorf*, VII, nr 36 (1932).
13. F. K. Harris, *Rev. Scient. Instr.* 26, 466 (1949).
14. E. A. Boettner a. N. E. Barnett, *J. O. S. A.*, 4, 849 (1951).
15. J. Surugue, *Techniques Générales du Laboratoire de Physique*, t. I. (1947).
16. W. C. Britton, *J. O. S. A.*, 37, 868 (1947).
17. *J. O. S. A.*, 37, 642 (1947).
18. *J. O. S. A.*, 36, 349, 350, 569, 715, 721 (1946).



*Stanisław Porejko*

Zakład Technologii Organicznej Politechniki Warszawskiej

## Szkła organiczne

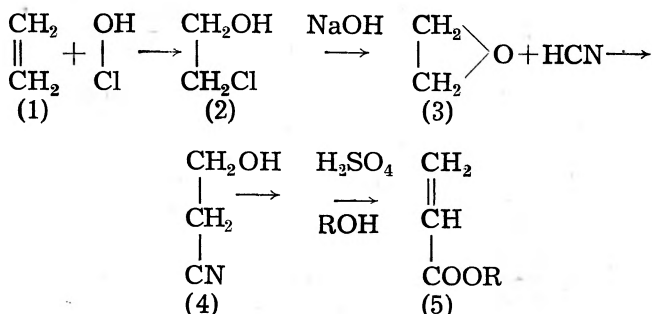
Spośród różnych sztucznych tworzyw, które nabrały w ostatnich czasach wielkiego technologicznego znaczenia, jedynie żywice akrylowe i polistyrenowe mogą dzięki swym właściwościom odegrać i rzeczywiście częściowo już odgrywają poważną rolę w przemyśle optycznym jako tzw. szkło organiczne. Znamy wprawdzie obok wspomnianych wyżej żywic kilka jeszcze sztucznych tworzyw, jak np. benzylo- i acetylceluloza, poliwinylchloroki i octany, żywice gliptalowe i fenoloformaldehydowe (te ostatnie mają wysoki współczynnik załamania światła), które dają klarowne, przezroczyste produkty; znalazły one jednak w przemyśle optycznym ograniczone jedynie zastosowanie jako wkładki warstwowe między szyby ze zwykłego szkła krzemianowego w produkcji bezodłamkowego szkła bezpiecznego względnie jako namiastki zwykłego szkła krzemianowego w produkcji szyb. Stąd więc przy rozpatrywaniu możliwości zastosowania sztucznych tworzyw w przemyśle optycznym ograniczam się tylko do szczegółowego przedstawienia żywic akrylowych i polistyrenowych.

### Żywice akrylowe

Mianem żywic akrylowych obejmujemy zwykle polimery zarówno kwasu akrylowego, jak i metakrylowego i ich pochodnych, mimo że kwasy te wywodzą się technicznie z dwóch różnych surowców (akrylowy z etylenu, metakrylowy z acetonu).

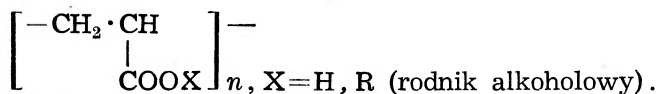
Kwas akrylowy  $\text{CH}_2 = \text{CH} \cdot \text{COOH}$  i jego estry znane już były w II połowie ub. wieku. Już wówczas próbowano wykorzystać zdolności polimeryzacyjne tych związków i zastosować polimery akrylowe jako namiastki olejów schnących w lakiernictwie. Próby te nie dały jednak pomyslnych wyników, gdyż produkcja akrylanów była wówczas zbyt jeszcze kosztowna. Dopiero w latach trzydziestych bieżącego stulecia Bauer i inni opracowali względnie tanią metodę, co umożliwiło produkcję akry-

lanów już na skalę techniczną. Proces ten, po jego dalszym zmodyfikowaniu, ma przebieg następujący:

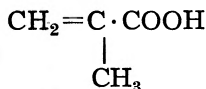


Na etylen (1), otrzymywany technicznie bądź przez odwodnienie alkoholu etylowego, bądź też z gazu ziemnego, gazu krakingowego z ropy naftowej<sup>1)</sup> lub wreszcie z gazu koksowniczego, działając kwasem podchlorym otrzymuje się produkt addycji, etylenochlorhydrnę (2), która przez odszczipienie HCl działaniem alkaliów przechodzi w tlenek etylenu (3); ten ostatni związek łączy się z cyjanowodorem na etyleno-cyjanhydrnę (nitryl kwasu β-hydroksypropionowego) (4). Produkt ten w alkoholu pod wpływem kwasu siarkowego przechodzi w jednocześnie przebiegającej reakcji odwodnienia i estryfikacji w odpowiedni ester (akrylan) (5).

Polimerom kwasu akrylowego i jego estrów odpowiada następująca budowa:

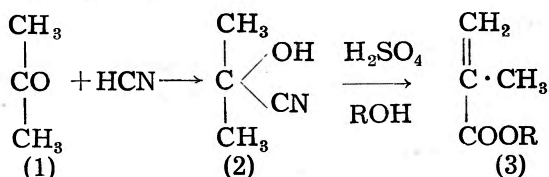


Z późniejszych syntez akrylanów na szczególną uwagę zasługuje z technicznego punktu widzenia opracowana w ostatnim czasie metoda oparta na reakcji acetylenu,  $\text{HC}\equiv\text{CH}$ , z tlenkiem węgla, CO, użytym w formie karbonyklu niklu  $\text{Ni}(\text{CO})_4$ . Z pochodnych kwasu akrylowego, przydatnych do otrzymywania żywic, nabrał znaczenia jedynie kwas α-metyloakrylowy o wzorze:



<sup>1)</sup> Bezpośrednia destylacja surowej ropy naftowej nie może już pokryć olbrzymiego zapotrzebowania na benzynę jako materiał pędny. Dlatego też w ostatnich dziesiątkach lat otrzymuje się benzynę przez termiczny rozkład wyżej wrzących frakcji ropy naftowej (pozostałości po bezpośredniej destylacji ropy naftowej); rozkład ten nosi nazwę procesu krakingowego.

Kwas ten otrzymuje się technicznie w sposób następujący:



Aceton (1) otrzymywany technicznie z takich surowców, jak acetylen,  $\text{CH}\equiv\text{CH}$ , lub gaz krakingowy ropy naftowej (ściślej zawarty w nim propylen,  $\text{H}_2\text{C}=\text{CH}\cdot\text{CH}_3$ ) daje z ciekłym cyjanowodorem ( $\text{HCN}$ ) w obecności alkaliu cyjanhydrynę acetonu (nityl kwasu  $\alpha$ -hydroksyzimolowego) (2); związek ten pod wpływem stężonego  $\text{H}_2\text{SO}_4$  i alkoholu przechodzi w jednocześnie przebiegającej reakcji odwodnienia, zmydlenia i estryfikacji poprzez amid kwasu metakrylowego w odpowiedni ester kwasu metakrylowego (kwasu  $\alpha$ -metyloakrylowego) (3).

W przeciwieństwie do niższych estrów kwasu akrylowego, bezbarwnych cieczy o przenikliwej, nieprzyjemnej woni, estry kwasu metakrylowego stanowią bezbarwne ciecze, odznaczające się miłym zapachem estrowym.

Techniczne znaczenie mają jedynie estry metylowe, etylowe i butylowe obu kwasów.

Monomery tych estrów nie znajdują żadnych prawie zastosowań. Dopiero po spolimeryzowaniu otrzymuje się z nich klarowne jak szkło nie zabarwiające się, cenne żywice akrylowe (miękkie i twarde).

Polimeryzację można prowadzić:

1) bez środka rozcieńczającego (rozpuszczalnika) jako polimeryzację w masie; najważniejszą odmianą tego rodzaju polimeryzacji jest polimeryzacja blokowa;

2) w obecności środka rozcieńczającego jako:

- a) polimeryzację perełkową w fazie niejednorodnej, głównie wewnątrz kropelek monomeru,
- b) polimeryzację w rozpuszczalniku, w fazie jednorodnej,
- c) polimeryzację w emulsji, w fazie niejednorodnej, w ośrodku dyspersyjnym.

Polimeryzacja blokowa stanowi proces bardzo trudny technicznie do przeprowadzenia; najwięcej kłopotu sprawia w egzotermicznie przebiegającej reakcji odprowadzenie ciepła wskutek coraz słabszej jego konwekcji w czasie reakcji. Te właśnie trudności doprowadziły do rozwoju innych sposobów polimeryzacji, szczególnie polimeryzacji w emulsji.

1) Polimeryzacja w masie: Rozpuszczają się w ciekłym monomerze niewielką ilość katalizatora, np. 0,1% nadtlenu benzoilu i roztwór ogrzewa się; w miarę postępującej polimeryzacji ciecz staje się coraz bar-

dziej ciągliwa, gęsta (przekształca się powoli w stały polimer) z powstawaniem pęcherzyków wskutek miejscowych przegrzewań (gęstnienie cieczy uniemożliwia mieszanie całej masy, co nie pozwala na utrzymanie właściwego rozkładu temperatur). W końcu cała masa tężeje na twarde, gąbczasty produkt. Aby usunąć z polimeru resztki monomeru, rozpuszcza się produkt polimeryzacji w rozpuszczalniku rozpuszczającym zarówno monomer, jak i polimer. Z roztworu takiego z pomocą odpowiednio dobranego rozpuszczalnika, rozpuszczającego jedynie monomer, wytrąca się następnie polimer.

Polimer, wytrącony rozpuszczalnikiem, mieszającym się jednorodnie z pierwszym rozpuszczalnikiem, suszy się w próżni. Znacznie trudniej jest prowadzić polimeryzację metakrylanów tak, aby otrzymać optycznie jednorodne bloki bez pęcherzyków. Dla otrzymania płyt grubości 0,5 mm lub większej polimeryzuje się wstępnie ciekły monomer na gęsty syrop. Produkt ten z zawartością 0,03% nadtlenku benzoilu wlewa się następnie do płaskich komór z 2 szyb z lustrzanego szkła krzemianowego, oklejonych z 3 stron paskami papieru; po napełnieniu syropem takiej formy zakleja się ją paskiem papieru, okleja dodatkowo paskami powleczonymi wodoodpornym klejem i pozostawia na półkach w pionowym położeniu w kąpeli wodnej o temp. 32°C w ciągu 8 godzin. Z kolei formy te umieszcza się w kąpeli wodnej o temp. 42°C na przeciąg 30 godzin. Dla wyrównania temperatury kąpeli: miesza się wodę powietrzną bełkotką. W końcu formy powyższe poddaje się ogrzewaniu w odpowiedniej komorze do 100°C. Po skończonej polimeryzacji i zdjęciu okładek formy płyta z polimetakrylanu jest już gotowa.

Proces powyższy można również przeprowadzić poddając małą ilość monomeru polimeryzacji wstępnej; po ustaniu pierwotnie intensywnego wydzielania się ciepła wprowadza się stopniowo pozostałą główną część monomeru, w miarę jak postępuje polimeryzacja.

Mimo przedstawionych trudności z odprowadzeniem ciepła stosuje się polimeryzację blokową dla otrzymania grubościennych przedmiotów (płyt) z estrów kwasów akrylowego i metakrylowego, zwłaszcza że przedmioty te odznaczają się bardzo wielką wytrzymałością mechaniczną (bardzo wysoki stopień polimeryzacji — do 150 000). Ponieważ jedynie materiały o wysokiej czystości i przezroczystości są odpowiednie dla celów optycznych, polimeryzacja musi być prowadzona ostrożnie, wolno, z b. dokładnym dodatkiem odpowiedniej ilości katalizatora.

Pewną odmianą polimeryzacji blokowej jest:

2a) Polimeryzacja perełkowa („zmodyfikowana“ polimeryzacja blokowa). Polega ona na zawieszeniu monomeru w postaci kropelek w ośrodku dyspersyjnym, najczęściej w wodzie (stąd produkty o lekkim

zmętnieniu), i spolimeryzowaniu ich w formie drobnych perełek lub ziarn. Przeprowadza się ją w obecności małych jedynie ilości koloidów ochronnych, np. skrobi (0,05—0,1%) lub rozproszonych substancji mineralnych (np. talk) względnie w obecności znacznych ilości elektrolitu (np. NaCl). W polimeryzacji perełkowej reakcja zachodzi w kropelkach monomeru i dlatego stosuje się katalizator rozpuszczalny w monomerze, a nie w fazie wodnej. Przebieg reakcji jest zatem zasadniczo taki sam, jak podczas polimeryzacji blokowej; różnica występuje jedynie w tym, że strefa reakcyjna w polimeryzacji perełkowej podzielona jest na małe pojedyncze kropelki.

Dla spolimeryzowania np. metakrylanu metylu wprowadza się do autoklawu z mieszałem (ok. 300 obrotów/min) wodną zawiesinę aktywnego  $MgCO_3$  lub talku wzgl. skrobi itp. wraz z monomerem zawierającym 0,02% nadtlenku benzoilu i ogrzewa się mieszając przez 1½ godziny w temperaturze około 120°C. Wielkość perełek polimeru zależy od ilości użytego  $MgCO_3$ . Im więcej doda się tego węglanu, tym mniejsze otrzymuje się perełki.  $MgCO_3$  działa podobnie jak koloid ochronny; tworzy on bowiem na poszczególnych kropelkach monomeru cienką warstewkę ochronną, uniemożliwiającą ich koagulację zwłaszcza wówczas, gdy w czasie polimeryzacji cząstki cieczy polimeryzowanej osiągną już znaczną lepkość. Również przez odpowiednie mieszanie można uzyskać polimer w postaci perełek o takiej wielkości, jak kropelki monomeru. Po skończonej reakcji przetwór przemywa się rozcieńczonym  $H_2SO_4$  dla usunięcia stabilizatorów ( $MgCO_3$ ) i suszy się.

2b) Polimeryzacja w rozpuszczalniku nie natrafia naturalnie na takie trudności, z jakimi ma się do czynienia w polimeryzacji blokowej. Produkty w ten sposób otrzymane odznaczają się jednak na ogół niższym stopniem polimeryzacji, który zależy od licznych czynników, jak np. rodzaju rozpuszczalnika (wysoko spolimeryzowane estry akrylowe i metakrylowe w benzenie i estrze octowym, nisko spolimeryzowane w toluenie; rozpuszczalnik ma wpływ i na szybkość samej polimeryzacji), temperatury, przyśpieszacza, rozcieńczenia produktu końcowego itd.

Polimeryzacja w roztworze ma jednak szereg ujemnych stron. Do najważniejszych należy to, że reakcji tej nie można nigdy doprowadzić do końca, gdyż pozostałe części monomeru występują pod koniec polimeryzacji w zbyt wielkim rozcieńczeniu; również znaczne trudności związane są z późniejszym całkowitym usunięciem rozpuszczalnika. Poza tym koszty procesu są daleko wyższe w porównaniu z kosztami polimeryzacji przeprowadzanych innymi sposobami.

Pewną poprawę tych stosunków przyniosło zastosowanie do polimeryzacji w roztworze takich rozpuszczalników, które rozpuszczają jedynie mono-

mer, podczas gdy nierozpuszczalny polimer wydziela się w czasie polimeryzacji automatycznie. Nie mniej jednak te ujemne strony polimeryzacji w rozpuszczalniku sprawiły, że metodę tę stosuje się w technice bardzo rzadko, dlatego też przy rozpatrywaniu różnych rodzajów polimeryzacji proces ten pomijam.

Ostatnio omówiona modyfikacja polimeryzacji w roztworze stanowi niejako przejście do polimeryzacji w środowiskach nierozpuszczających, a więc do polimeryzacji w emulsji.

2c) Polimeryzacja w emulsji nabrała w technice bardzo wielkiego znaczenia, gdyż wyróżnia się szeregiem zalet, z których najważniejszą jest szybkość procesu. Przez obranie odpowiedniej temperatury można np. ester akrylowy spolimeryzować całkowicie już w ciągu jednej godziny. Ponieważ ośrodkiem dyspersyjnym jest najczęściej woda, odpada zatem w tego rodzaju polimeryzacji koszt drogich rozpuszczalników. Odprowadzenie ciepła ze środowiska polimeryzacji nie przedstawia również żadnych niemal trudności. Otrzymany polimer można do pewnych celów stosować wprost w formie emulsji.

Polimeryzacja w emulsji przypomina częściowo polimeryzację perełkową, częściowo zaś polimeryzację w rozpuszczalniku. Zarówno w polimeryzacji perełkowej, jak i w polimeryzacji w emulsji monomer jest zawieszony w cieczy dyspersyjnej; gdy jednak w polimeryzacji perełkowej proces tworzenia się makrocząsteczek zachodzi w kropelkach monomeru, to w polimeryzacji w emulsji aktywują się cząsteczki monomeru rozpuszczone cząsteczkowo w wodzie, zawierającej katalizator i emulgator. Cząsteczki te wędrują następnie, jak się zdaje, do wnętrza cząstek koloidalnych emulgatora — micel (np. mydła tworzącego w roztworze wodnym micidele), które pęcznieją wskutek przenikania do nich monomerów.

Dotychczas jeszcze nie wiadomo z całą pewnością, gdzie zachodzi polimeryzacja. Wiele faktów wskazuje na to, że aktywacja zachodzi częściowo w monomerach otoczonych micelami mydła. Inne zaobserwowane znów zjawiska (średnica ostatecznych kropelek polimeru jest np. daleko mniejsza od średnicy pierwotnych kropelek monomeru; te ostatnie podczas polimeryzacji zmniejszają się i całkowicie znikają) zdają się wskazywać na to, że aktywacja następuje w fazie wodnej na rozproszonych koloidalnie cząsteczkach monomerów; „zarodniki“ wędrują do micel mydła i powodują tam polimeryzację.

Przypuszczalnie micidele te wskutek absorpcji coraz to większej liczby monomerów rosną do kropelek, gromadząc na swej powierzchni dalsze cząsteczki mydła. W kropelkach tych początkowa mieszanina z rozpuszczonych wzajemnie monomerów i polimerów przechodzi powoli całkowicie w polimer.

Możliwe też jest, że polimeryzacja w emulsji może przebiegać również między cząsteczkami monomeru, które z wodą utworzyły roztwór właściwy.

Technicznie proces polimeryzacji w emulsji przeprowadza się w ten sposób, że mniej lub więcej rozpuszczalny monomer w reaktorach z mieszadłem i chłodnicą zwrotną (monomer gazowy w autoklawie z mieszadłem) emulguje się w wodzie destylowanej jako czynnika dyspersyjnym (70—85% w odniesieniu do całości mieszaniny poddawanej polimeryzacji, resztę stanowią monomer i substancje dodatkowe) z pomocą mydła, zadaje katalizatorem i ogrzewa.

Emulgatory, jak np. zwykłe mydła tłuszczowe, żywiczne (olejany amonu), sulfoniany: kwasów naftenowych, pochodnych naftalenu lub węglowodorów parafinowych, metyloceluloza (tyloza) w ilości od 0,2—2% w stosunku do gotowego polimeru, mają za zadanie zmniejszyć napięcie powierzchniowe wody i w ten sposób ułatwić zemulgowanie monomeru. Dla zapobieżenia przedwczesnej koagulacji (rozdzielaniu się emulsji) służy dodatek koloidów ochronnych, jak np. żelatyna, skrobia, kazeina. Katalizatory stanowią niemal wyłącznie związki utleniające, rozpuszczalne w wodzie, np.  $H_2O_2$ , nadtlenek sodu, nadsiarczany, nadborany w ilościach od 0,1 do 1% w stosunku do polimeru. Regulatory reakcji mają na celu zapobieganie powstawaniu polimerów rozgałęzionych. Są to np. chlorowcowęglowodory takie, jak  $CCl_4$ ,  $C_2Cl_6$  w ilości od 2 do 5% w stosunku do polimeru. Niekiedy dodaje się jeszcze mieszaniny buforowe dla utrzymania  $pH$  na stałym poziomie w czasie procesu polimeryzacji. Po skończonej polimeryzacji odpędza się resztki monomeru przez destylację z parą wodną lub przez przedmuchiwanie powietrzem i otrzymuje się sztuczny lateks, który — zależnie od potrzeb — stosuje się bądź:

1) bezpośrednio po dodaniu koloidów ochronnych jako stabilizatora (polimer w formie emulsji, np. do impregnacji tkanin, włókien) — polimery w tej formie znajdują w technice coraz większe zastosowanie (powłoki ochronne); nie są to emulsje w ścisłym słowa tego znaczeniu, lecz raczej zawiesiny przeważnie stałego polimeru —

2) przez oddzielenie polimeru z jego emulsji od ośrodka dyspersyjnego; proces ten przeprowadza się dwoma sposobami, przez:

- a) odparowanie ośrodka dyspersyjnego (zwiększanie stężenia polimeru),
- b) koagulację polimeru w emulsji i jego oddzielenie.

Odparowanie wody z emulsji przeprowadza się w specjalnym aparacie do suszenia emulsji polimerów, gdzie emulsję rozpyloną na subtelną mgłę uwalnia się od wody (suszy) prądem ciepłego powietrza. Na dnie aparatu zbiera się polimer bądź w formie zbitej gąbczastej masy (żywice miękkie),



którą przerabia się dalej na walcach, bądź w masie twardej (żywice twarde), którą w sproszkowanej postaci stosuje się do dalszej przeróbki.

Koagulację przeprowadza się powszechnie znanymi sposobami, przeważnie przez zakwaszenie dodatkiem elektrolitu. Wydzielony w zbitej masie polimer uwalnia się od wody i zanieczyszczeń (kwas, emulgatory, katalizatory) na walcach z jednoczesnym wymywaniem wodą. Wydzielone w formie ziarn polimery można oczyszczać przez odwirowanie.

Stroną dodatnią polimeryzacji w emulsji i polimeryzacji perełkowej w stosunku do blokowej jest fakt, że lepkość układu w czasie reakcji nie zmienia się, co pozwala na mieszanie i odprowadzenie powstającego ciepła w czasie całego procesu i w konsekwencji szybkie jego ukończenie dzięki możliwości utrzymywania dokładnie stałej temperatury w czasie trwania reakcji. Przy procesach polimeryzacji w emulsji utrzymuje się temperaturę na pożądanej wysokości w ten sposób, że w miarę wzrostu temperatury doprowadza się zimną emulsję. Sposób ten gwarantuje również równomierny ciężar cząsteczkowy w całej masie polimeru, co — jak wiadomo — zależy od temperatury reakcji.

### Własności poliakrylanów i polimetakrylanów

Polimery te występują w handlu pod różnymi nazwami, jak np.: Acronal, Diakon, Lucite, Luglas, Perspex, Pontalite, Plexigum D, B i A, Plexit, Sigla i Stabol w Anglii i USA, Plexigum P, N i M, Plexiglas i Acronal w Niemczech.

W estrach metylowych i etylowych, jako surowcach wyjściowych, przeważa charakter estrowy, stąd polimery tych estrów są nierozpuszczalne zarówno w benzynie, jak i w olejach mineralnych, rozpuszczają się natomiast w benzenie, estrach i ketonach. Estry wyższych już alkoholi wykazują charakter węglowodoru i dlatego polimery z nich otrzymane rozpuszczają się w benzynie i olejach mineralnych.

W ogólności estry kwasu polimetakrylowego stanowią produkty bardziej twarde niż odpowiednie związki kwasu poliakrylowego (tablica I, podług E. Trommsdorffa)

Tablica I

#### Punkt mięknięcia kilku żywic akrylowych

Rodzaj estru	Poliakrylany	Polimetakrylany
metylowy . . .	+ 8°C	+ 100°C
etylowy . . . .	— 20°C	+ 50°C
butylowy . . . .	— 40°C	+ 18°C



Jak z tablicy tej widać, w miarę wzrostu ciężaru reszty alkoholowej w tych estrach (metyl  $\rightarrow$  butyl) obniża się punkt mięknienia polimerów.

Wszystkie żywice akrylowe stanowią w stanie czystym klarowne jak szkło, przezroczyste, bez zapachu i smaku, nie zabarwiające się termoplastyczne produkty; są one odporne na działanie światła, zmiany atmosferyczne i procesy starzenia.

Z różnych handlowych gatunków żywic akrylowych stosuje się np. „Plexigum A“ do produkcji wkładek warstwowych przy otrzymywaniu wielowarstwowych szkielek bezpiecznych (Luglas Sigla — Niemcy, Plexite — USA). Szkła takie produkuje się w ten sposób, że kilka szyb ze szkła krzemianowego przekłada się arkuszami poliakrylanu i pod niewielkim ciśnieniem prasuje na ciepło. Dzięki doskonałej adhezji żywic akrylowych do zwykłego szkła otrzymuje się optycznie jednorodną szybę.

Przodujące miejsce spośród tego typu żywic zajmuje jednak bardzo twarda odmiana „Plexigum M“, z której wytwarza się znane już powszechnie sztuczne szkło organiczne (Plexiglas — Niemcy, Diakon, Lucite, Perspex i Pontalite — Anglia i USA). Szkło organiczne, pod względem chemicznym ester metylowy kwasu poli  $\alpha$ -metakrylowego, zawdzięcza to stanowisko swym szczególnym własnościami, jakimi są:

a) mały ciężar właściwy: 1,18 w porównaniu ze zwykłym szkłem krzemianowym; 2,6;

b) wysoka przepuszczalność światła: 90—99% wszystkich promieni świetlnych (767—385 m $\mu$ ), czym przewyższa zwykle, a nawet UV - szkło (szkło uwiolowe); zwykle szkło krzemianowe pochłania, jak wiadomo, światło o długościach fal poniżej 400 m $\mu$  (a więc również i promienie nadfioletowe). Podobnie i dla promieni Röntgena jest szkło organiczne bardziej przenikliwe w porównaniu ze szkłem krzemianowym.

c) współczynnik załamania światła  $n_D^{20} = 1,49$ , a więc taki sam, jak zwykłego szkła krzemianowego;

d) udarność szkła organicznego 20 cmkg/cm<sup>2</sup>, jest prawie 7 razy większa w porównaniu z udarnością zwykłego szkła; stąd mała łamliwość takiego szkła: przebicie np. kulą pozostawia w nim tylko mały otwór, przy czym tworzywo nie ulega rozbiciu jak szkło krzemianowe. Przy samym nawet rozbiciu szkła organicznego powstaje tylko nieznaczna liczba dużych, niegroźnych odłamków, a nie jak w wypadku zwykłego szkła duża liczba drobnych, ostrych odprysków. Dzięki tej właściwości tworzywo to znalazło szczególne zastosowanie w produkcji szkielek ochronnych;

e) dość znaczna wytrzymałość na odkształcenie (wytrzymałość ta podług M a r t e n s a utrzymuje się do ok. 60—80° i dopiero powyżej 90°C

tworzywo to staje się miękkie i giętkie), gdyż ma wysoką elastyczność; nie wykazuje zjawisk „zmęczenia“ przy stałym użyciu; odznacza się wielką wytrzymałością na ciągnięcie i zginanie;

f) łatwość ukształcania (w temp. 80—125°C) i późniejszej obróbki (podobnie jak drewna lub metalu); tworzywo to, jakkolwiek stanowi materiał bardzo twardy, daje się jednak świdrować, piłować, toczyć, frezować, matorować, wytłaczać, szlifować, sklejać i łatwo polerować;

g) możliwość spawania ze sobą kawałków szkła organicznego przez pociąganie miejsc sklejanых roztworem monomeru (estru metylowego kwasu  $\alpha$ -metakrylowego) i następane ogrzewanie tych miejsc (polimeryzacja „kleju“);

h) pewna podatność do rytowania; w tworzywie tym można wyrzynać różne ornamenty za pomocą obrotowej frezarki elektrycznej;

i) odporność na działanie światła, wszelkie zmiany pogody i procesy starzenia; nawet w dość niskich temperaturach nie występuje ani zwiększenie się łamliwości, ani zmniejszenie się wytrzymałości na zginanie;

j) trudność zapalania się, jakkolwiek tworzywa te stanowią materiały palne;

k) praktycznie zupełna niewrażliwość na działanie wody; szkło organiczne jest również odporne na działanie mocnych ługów, rozcieńczonych (do 20%) kwasów, m. in. — w odróżnieniu od zwykłego szkła krzemianowego — na działanie par fluorowodoru; nie działają na tworzywo to poza tym benzyna oraz oleje mineralne i tłuszczowe. Rozpuszcza się natomiast względnie pęcznieje w alkoholu, benzenie, chlorowęglowodorach i ketonach;

l) zachowanie się pod względem fizjologicznym nie nasuwa żadnych zastrzeżeń.

Szkło organiczne znalazło wszechstronne zastosowanie m. in. jako szkło armaturowe, szkło w świecznikach, w chemicznej aparaturze, dla celów izolacyjnych, w produkcji płyt do pras filtracyjnych, instrumentów medycznych, przezroczystych modeli, szkieł ochronnych i zegarkowych, lornetek, w aparaturze rentgenowskiej i w innych przyrządach optycznych (z Perspexu można otrzymać przez prasowanie żywicy wprost — a więc już polerowane — gotowe soczewki). Ponieważ szkło organiczne, jak już wspomniano, przepuszcza wielką część promieni nadfioletowych, aparaty fotograficzne z soczewkami z takiego szkła pozwalają skrócić odpowiednio czas naświetlania; stosuje się je również w produkcji przedmiotów ozdobnych oraz do szklenia samochodów i samolotów. Zastąpienie w ostatnim przypadku szkła krzemianowego szkłem organicznym prowadzi, dzięki jego małemu ciężarowi właściwemu, do znacznych oszczędności

na wadze pojazdu. Przy produkcji wypukłych szyb dla tej gałęzi przemysłu poddaje się płyty ze szkła organicznego mięknięciu w piecu przy temperaturze wyższej od 105°C, a następnie płyty te umieszcza się w odpowiednich formach z gipsu, dykty lub metalu z flanelowym wyłożeniem. Często ukształcenie następuje już pod wpływem własnego ciężaru płyty. Dla otrzymania większych krzywizn konieczne jest zastosowanie ciśnienia (ręcznie, mechanicznie lub za pomocą powietrza).

Jak z tego zestawienia widać, przytoczone wyżej własności „szkła organicznego“ otworzyły mu już drogę do licznych zastosowań. Gdyby tworzywo to obok posiadanych własności wykazywało nadto jeszcze twardość zwykłego szkła krzemianowego i jego wytrzymałość na zarysowanie (twardość na rysowanie dla szkła organicznego podług Mohra: 2—3), można by mu już obecnie przepowiedzieć nadzwyczajną przyszłość.

Aby te ostatnie właściwości poprawić, wydaje się konieczne poddanie tworzywa procesowi prowadzącemu do większego usieciowania cząsteczek łańcucha (silnie usieciowane żywice fenolo-formaldehadowe w stanie C wykazują większą wytrzymałość na rysowanie). Nie pozwala to jednak z góry przewidzieć, czy proces taki nie odbije się znów niekorzystnie na innych właściwościach szkła organicznego, jak np. udarność rowkowa, łatwość obróbki itp.

Ze wspomniane wyżej mniej korzystne własności (jak np. twardość, punkt mięknięcia) można jednak na innej jeszcze drodze poprawić, na to wskazują pomyślne wyniki, już uzyskane w mieszanej polimeryzacji kwasów akrylowego i metakrylowego i ich estrów i to nie tylko między sobą razem (ester metylowy i etylowy kwasu akrylowego polimeryzowane razem dają dobrą namiastkę szkła), lecz również z całym szeregiem innych substancji chemicznych. Tak np. 75 części metakrylanu metylu daje z 25 częściami ketonu metyloizopropenyłowego stałe polimery (polimeryzacja blokowa, w roztworze lub w emulsji) o wielkiej twardości (18,9 kg/mm<sup>2</sup> podług Brinella) i wysokich pkt. mięknięcia (ok. 145°C); produkty te wykazują również dobrą adhezję do zwykłego szkła. Podobnie estry kwasu akrylowego i metakrylowego dają w mieszanej polimeryzacji z octanem winylu produkty o charakterze szkła, o wielkiej wytrzymałości mechanicznej i elastyczności (zastosowanie w produkcji warstwowego szkła bezpiecznego).

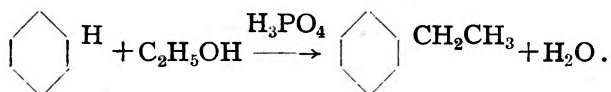
Mimo uzyskania tak już pomyślnych wyników w dziedzinie mieszanej polimeryzacji kwasów lub estrów akrylowych i metakrylowych zastosowanie szkła organicznego ogranicza się na razie w przemyśle do takich jedynie przypadków, gdzie możliwość zarysowań szkła jest stosunkowo mała, jak np. w częściach szklanych karoserii samolotów; we wszystkich natomiast przypadkach, gdzie wymagana jest od szkła wysoka wytrzymałość na zarysowanie (szkło w samochodach), musimy się na razie jeszcze

zadowolić kilkuwarstwowym szkłem krzemianowo-organicznym. Również i stosunkowo mała wytrzymałość na odkształcenie i związana z tym możliwość powstawania pewnych zniekształceń w szkłe organicznym zmusza do wprowadzenia pewnych ograniczeń w przemyśle dokładnych przyrządów optycznych.

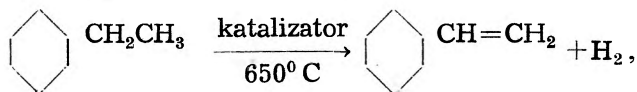
Reasumując, nie popełni się jednak najmniejszej nawet przesady, jeśli wyrazi się pogląd, że szkło organiczne i nieorganiczne szkło krzemianowe już obecnie mogą się wzajemnie doskonale uzupełniać.

### Polistyren

Polistyren powstaje przez polimeryzację monostyrenu  $C_6H_5CH=CH_2$ , klarownej, bezbarwnej cieczy o temperaturze wrzenia  $144^\circ C$  i zapachu zbliżonym jednocześnie do benzenu i naftalenu. Sam styren otrzymuje się technicznie w reakcji benzenu,  $C_6H_6$ , z etanolem (nowsza metoda) pod ciśnieniem w temp.  $285^\circ C$  w obecności  $H_3PO_4$  jako środka odwadniającego:



Powstały etylobenzen,  $C_6H_5CH_2CH_3$ , przeprowadza się w styren na drodze bądź pirogeny wzgl. kontaktowego odwodornienia:



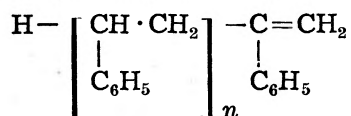
bądź chlorowania łańcucha bocznego (światło nadfioletowe, ogrzewanie), przy czym powstaje przeważnie  $\alpha$ -chloroetylobenzen. Odszczepienie HCl ze związku tego w obecności katalizatorów (sole Hg, Zn, srebro metaliczne, zasady organiczne, jak np. pirydyna) daje styren.

Z obu wyżej wymienionych metod otrzymywania styrenu z etylobenzenu największego znaczenia w przemyśle nabrała jedynie metoda odwodornienia, mimo że przez długi czas sprawiała ona wiele trudności; polimeryzacja styrenu (zesmolenie) zachodziła mianowicie w samym już piecu kontaktowym. Trudności te, podobnie jak i późniejsze, występujące przy rozdzielaniu styrenu od etylobenzenu, zostały jednak ostatecznie pokonane przez wprowadzenie wysoce aktywnych kontaktów odwodarniających i rozcieńczania par etylobenzenu przegrzaną parą wodną oraz — w stadium rozdzielania — przez zastosowanie destylacji frakcjonowanej w próżni w systemie kolumn o dużej ilości półek.

Polimeryzację styrenu, która zachodzi pod wpływem światła, ciepła, katalizatorów i nadtlenu benzoilu, można prowadzić wszystkimi sposobami, stosowanymi przy otrzymywaniu żywic akrylowych. Dla otrzymania polistyrenu na drodze polimeryzacji w masie została opracowana me-

toda ciągała: ciepły, lepki polimer odciąga się w dolnej części wieży reakcyjnej, gdy tymczasem z góry dopływa w sposób ciągły świeży monomer z dodatkiem katalizatora). Ochłodzony polistyren rozdrabnia się maszyną na zimno. Przy zbyt szybkiej polimeryzacji powstają produkty nisko spolimeryzowane, powodujące wyraźne pogorszenie się pewnych własności, jak np. wytrzymałości na odkształcenie. Przez dodatkowe późniejsze ogrzanie można podwyższyć zakres wytrzymałości styrenu na odkształcenie o ok. 15°C.

Wzór strukturalny polistyrenu jest następujący:



Polistyren jest bezbarwną, klarownie przezroczystą, najlżejszą termoplastyczną żywicą syntetyczną (ciężar własc. 1,05—1,07), rozpuszczalną w węglowodorach aromatycznych, estrach i chlorowęglowodorach, nierozpuszczalną w alkoholu. Ujemną jego cechą jest niska temperatura mięknięcia (70—80°C), powodująca odkształcenie kształtek wystawionych na działanie sił zewnętrznych już pod wpływem silnego nagrzania promieniami słonecznymi.

Pod względem chemicznym tworzywo to jest zupełnie niewrażliwe na działanie wody, alkaliów, kwasów (również i fluorowodoru), alkoholu, olejów mineralnych i roślinnych, mniej natomiast odporne wobec benzenu, benzyny, chlorowęglowodorów, estrów, ketonów i terpentyny.

Na rynku handlowym występuje polistyren pod różnymi nazwami, jak: Trolitul, Styron.

Znalazł on zastosowanie — jakkolwiek mniejsze niż żywice akrylowe — między innymi w produkcji przyrządów optycznych.

W czasie ostatniej wojny opracowano dla zmniejszenia łamliwości tego typu tworzyw szereg metod polimeryzacji pochodnych styrenu z podstawnikami w pierścieniu względnie łańcuchu bocznym. Spośród polimerów tego rodzaju związków jedynie „Styrannic HT“ — poli- 2, 3-dwuchlorostyren, wykazujący bardzo wielką wytrzymałość na odkształcenie, znalazł praktyczne zastosowanie.

Henryk Niewodniczański

Zespół Katedr Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie

## Szósta seria w widmie atomowego wodoru

W czerwcowym zeszycie z r. 1952 miesięcznika „Journal of the Optical Society of America“ ukazał się list do Redakcji Curtisa J. Humphreysa z oddziału National Bureau of Standards w Corona w Kalifornii, donoszący o zaobserwowaniu przez niego pierwszego członu, o długości fali  $12,37 \mu$ , szóstej serii widmowej wodoru atomowego. Odkrycie to nie stanowi żadnej sensacji naukowej, daje jednak dalsze dokładne potwierdzenie dawno opracowanej teorii i jest niezwykle pięknym przykładem prawidłowości zjawisk Natury, które w przypadku widma atomowego wodoru posiadają tak bardzo prostą postać.

Zaraz po rozpoczęciu wykonywania przez fizyków dokładniejszych pomiarów długości fal świetlnych zaczęto poszukiwać, w analogii do harmonicznym stosunków częstości spotykanych w akustyce, występowania podobnych stosunków w widmach optycznych różnych pierwiastków. W r. 1871 fizyk angielski Johnstone Stoney [1] pokazał, że w widmie wodoru częstości trzech z czterech widzialnych linii są w przybliżeniu w stosunkach  $20 : 27 : 32$ . Większość jednak fizyków ówczesnych, a w ich liczbie np. znakomity optyk brytyjski Alexander Schuster [2], uważała, że ta bliskość stosunków częstości niektórych linii widmowych do stosunków prostych liczb jest jedynie natury przypadkowej.

Prawidłowość w ułożeniu linii w atomowym widmie wodoru pierwszy zauważył J. J. Balmer, szwajcarski nauczyciel gimnazjalny w Bazylei, w roku 1885 [3]. okazał on, że długości fali dziewięciu znanych podówczas i zmierzonych linii atomowego widma wodoru, z których 4 pierwsze linie są widzialne, a dalsze leżą w bliskim nadfiolecie, można wyrazić następującym bardzo prostym wzorem:

$$\lambda = b \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (1)$$

gdzie  $\lambda$  jest długością fali świetlnej wyrażoną w Å ( $1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ cm}$ ),  $b$  jest wielkością stałą wynoszącą  $3645,6 \text{ Å}$ ,  $n$  zaś przyjmuje wartości kolejnych liczb całkowitych  $3, 4, 5, 6 \dots$  dla kolejnych linii w widmie wodoru, rozpoczynając od linii czerwonej i postępując w kierunku nadfioletu. Jak

dalece długości fal obliczone ze wzoru B a l m e r a zgodne są ze zmierzonymi długościami fal odpowiednich linii, pokazane jest w tablicy I wyjętej z publikacji B a l m e r a; w tablicy tej podane są również nazwiska badaczy, którzy uzyskali podane wartości liczbowe długości fal linii widmowych wodoru.

T a b l i c a I

Linia	$n$	$\lambda$ obliczona Å	$\lambda$ zmierzona Å
H <sub><math>\alpha</math></sub>	3	6 562,08	6 562,10 (Ångström)
H <sub><math>\beta</math></sub>	4	4 860,80	4 860,74 (Ångström)
H <sub><math>\gamma</math></sub>	5	4 340,0	4 340,10 (Ångström)
H <sub><math>\delta</math></sub>	6	4 101,3	4 101,2 (Ångström)
H <sub><math>\epsilon</math></sub>	7	3 967,7	3 968,1 (Huggins)
H <sub><math>\zeta</math></sub>	8	3 888,6	3 887,5 (Huggins)
H <sub><math>\eta</math></sub>	9	3 835,0	3 834,0 (Huggins)
H <sub><math>\theta</math></sub>	10	3 797,5	3 795,0 (Huggins)
H <sub><math>i</math></sub>	11	3 770,2	3 767,5 (Huggins)

Jak widać z tej tablicy, dla pierwszych czterech widzialnych linii zgodność wartości teoretycznych z wynikami pomiarów jest wspaniała. Dla dalszych linii tej serii zgodność ta, aczkolwiek istnieje, już nie jest tak dobra. Długości fal zmierzone przez H u g g i n s a wykazują, w porównaniu z długościami fal obliczonymi ze wzoru B a l m e r a, wzrastające różnice dochodzące do prawie 1‰ dla linii H <sub>$i$</sub> . B a l m e r nie był pewien, czy ta niezgodność pochodziła z niedostatecznej prawidłowości jego wzoru, czy też z niedokładności pomiarów. Późniejsze, dokładniejsze pomiary długości fal linii serii B a l m e r a wykazały dużo lepszą zgodność z długościami fal obliczonymi ze wzoru B a l m e r a aniżeli wyniki pomiarów H u g g i n s a, jednakże wskazały one także na konieczność wprowadzenia do wzoru B a l m e r a pewnych nieznacznych poprawek, o czym będzie mowa przy końcu niniejszego artykułu.

B a l m e r przewidział także, że jego seria nie może posiadać linii o długości fali większej od długości fali linii H <sub>$i$</sub>  oraz że powinna ona się zbiegać przy  $\lambda = 3\,645,6$  Å dla wciąż rosnących  $n$ . Na rys. 1 przedstawione jest zdjęcie części widma emisyjnego atomowego wodoru, na którym widać kilka pierwszych linii serii B a l m e r a, oraz zaznaczona jest symbolem H <sub>$\infty$</sub>  teoretyczna granica serii.

Odkrycie przez B a l m e r a wzoru o tak prostej postaci, wyrażającego długości fal linii widmowych serii wodorowej, było silną podniecią dla dalszych poszukiwań mających na celu uogólnienie tego wzoru dla innych obserwowanych seryj widmowych. Takim uogólnieniem był podany przez R y d b e r g a [4] wzór na liczbę falową  $\nu$  ( $\nu = \frac{v'}{c} = \frac{1}{\lambda}$ , gdzie



$c$  jest prędkością światła w próżni,  $\nu'$  — częstością drgań,  $\lambda$  zaś — długością fali w próżni). Zgodnie z tym wzorem liczba falowa  $n$ -tej linii serii widmowej jest

$$\nu = \frac{R}{(n_1 + \mu_1)^2} - \frac{R}{(n_2 + \mu_2)^2},$$

gdzie  $R$  jest tzw. stałą Rydberga wyrażoną w  $\text{cm}^{-1}$ , liczby  $n_1$ ,  $\mu_1$  i  $\mu_2$  są stałe dla danej serii widmowej,  $n_2$  zaś przyjmuje wartości kolejnych liczb całkowitych, większych od całkowitej liczby  $n_2$ , dla kolejnych linii serii widmowej. Wzór Balmera otrzymany zostanie bezpośrednio ze wzoru Rydberga, jeśli się przyjmie  $\mu_1 = 0$ ,  $\mu_2 = 0$ ,  $n_1 = 2$  i  $n_2 = 3, 4, 5, 6, \dots$

Odwracając wzór (1) mamy:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{b} - \frac{1}{b n^2}, \text{ lub } \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{b} - \frac{1}{b} \frac{n_1^2}{n_2^2} = \nu,$$

gdzie  $b = 3645,6 \text{ \AA}$ . Podstawiając  $R = \frac{n_1^2}{b}$  otrzymamy najczęściej używaną postać wzoru dla seryj widmowych wodoru atomowego:

$$\nu = R \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right); \quad (2)$$

dla serii Balmera  $n_1 = 2$ ,  $n_2 = 3, 4, 5, 6, \dots$

W r. 1906 została przez Lymana [5] wykryta w dalekim (tzw. próżniowym) nadfiolecie seria linii widmowych wodoru, których liczby falowe mogą być przedstawione wzorem:

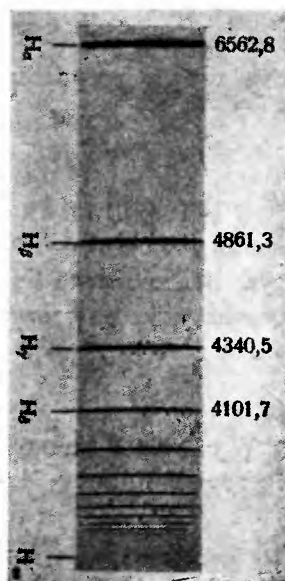
$$\nu = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

gdzie  $n = 2, 3, 4, \dots$ , a której pierwsza linia (o najdłuższej fali) dla  $n = 2$  posiada długość fali  $1215,7 \text{ \AA}$ .

W r. 1908 Paschen [6] wykrył w bliskiej podczerwonej części widma dwie linie wodorowe  $\lambda = 18751 \text{ \AA}$  i  $\lambda = 12817 \text{ \AA}$ , które stanowią dwa pierwsze człony serii:

$$\nu = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

dla  $n = 4$  i  $5$ . Dalsze człony tej serii znalazł Brackett w r. 1922 [7].



Rys. 1

Emisyjne widmo atomowego wodoru w części widzialnej widma i w bliskim nadfiolecie — seria Balmera (wg G. Herzberga, Ann. der Physik, **84**, 565(1927))

Dopiero w r. 1913 udało się B o h r o w i [8] na podstawie jądrowego modelu atomu R u t h e r f o r d a, wychodząc z czysto teoretycznych założeń opartych na teorii kwantów P l a n c k a, nie tylko w sposób zadowalający wytłumaczyć serie B a l m e r a, L y m a n a i P a s c h e n a, lecz także obliczyć teoretycznie wartość liczbową stałej R y d b e r g a. Dla atomu wodoru o liczbie masowej 1 (tj. dla tzw. protu) stała R y d b e r g a ma wartość

$$R_H = \frac{2\pi^2\mu e^4}{ch^3},$$
 gdzie  $e$  jest nabojem elementarnym,  $c$  prędkością światła w próżni,  $h$  — stałą P l a n c k a,  $\mu$  zaś zredukowaną masą:

$$\mu = \frac{mM}{m+M},$$
 gdzie  $m$  jest masą spoczynkową elektronu, a  $M$  — masą jądra, w tym przypadku masą protonu. Liczbowa wartość stałej R y d b e r g a dla  ${}^1_1\text{H}$  jest następująca:

$$R_H = 109677,581 \text{ cm}^{-1}.$$

W r. 1922 B r a c k e t t [7] znalazł w podczerwieni dwie linie widmowe wodoru atomowego  $\lambda = 40\,500 \text{ \AA}$  i  $\lambda = 26\,300 \text{ \AA}$ , które odpowiadają bieżącym liczbom  $n=5$  i  $n=6$  w następnej z kolei wodorowej serii widmowej przedstawionej wzorem:

$$\nu = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

W r. 1924 P f u n d [9] wykrył w widmie wodoru w jeszcze dalszej podczerwieni linię  $\lambda = 74\,000 \text{ \AA}$ , która jest pierwszym członem serii:

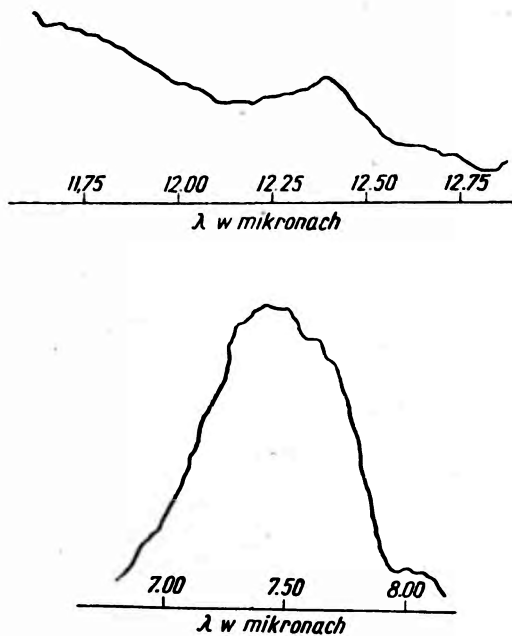
$$\nu = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ dla } n=6.$$

Wreszcie ostatnio w r. 1952 H u m p h r e y s [10] znalazł pierwszą linię szóstej serii w widmie wodoru atomowego o długości fali  $\lambda = 12,37 \mu$ , w zupełnej zgodności ze wzorem R y d b e r g a (2) przy podstawieniu  $n_1 = 6$  i  $n_2 = 7$ .

Źródłem światła, w którego widmie stwierdzona została wymieniona linia, była chłodzona wodą rura do wyładowań, przez którą przechodził prąd o natężeniu 640 mA przy napięciu 5000 V przyłożonym do rury. Przy jednym z końców rura była zaopatrzona w okienko z soli kamiennej dla tzw. obserwacji „end-on“, to znaczy promieniowania całej kolumny świecącej w kierunku jej długości. Optymalne warunki dla uzyskiwania świecenia wodoru atomowego, możliwie jak najbardziej wolnego od świecenia wodoru drobinowego  $\text{H}_2$ , były uzyskiwane przez utrzymywanie stałego nieznacznego dopływu pary wodnej do rury do wyładowań, przy

ciągłym jej wypompowywaniu. Przy tym utrzymywano w rurze możliwie najniższe ciśnienie, przy którym zachodzić w niej mogły ciągłe wyładowania elektryczne. W tych warunkach natężenie prądu elektrycznego w rurze było największe, a jednocześnie z tym względne natężenia kolejnych seryj widmowych wodoru wykazywały najmniejszy spadek.

Widmo było obserwowane przy użyciu spektrometru z pryzmatem z soli kamiennej; termopary, liniowego wzmacniacza prądu stałego z termopary i samopisu do automatycznej rejestracji natężenia tego prądu. Na rys. 2 przedstawione są części uzyskanych wykresów natężenia prądu z termopary, u dołu dla otoczenia pierwszej linii serii P f u n d a  $\lambda = 7,46 \mu$  oraz u góry dla otoczenia pierwszej linii szóstej serii wodorowej  $\lambda = 12,37 \mu$ , występującej w tych samych warunkach pobudzania i obserwacji, a w szczególności przy tej samej szerokości szczeliny wejściowej spektrometru wynoszącej 1 mm. Nowoodkryta linia posiada w tych samych najkorzystniejszych stosowanych warunkach natężenie wynoszące w przybliżeniu około  $\frac{1}{6}$  natężenia pierwszej linii serii P f u n d a. Dokładniejsze wyznaczenie tego stosunku natężeń utrudniała okoliczność nakładania się na linię serii P f u n d a  $\lambda = 7,46 \mu$  długofalowej gałęzi absorpcyjnego pasma pary wodnej położonego przy  $\lambda = 6,2 \mu$ . Możliwość omyłkowej interpretacji uzyskanego widma w otoczeniu długości fali  $12,4 \mu$  wykluczona została przez zastosowanie filtrów świetlnych. Przy użyciu filtru z fluorytu, który przepuszcza promieniowanie w przedziale długości fal od  $0,13 \mu$  do  $9,0 \mu$ , nie można było zaobserwować nawet śladów nowoodkrytej linii. Natomiast przy zastosowaniu filtru typu rozpraszającego, który odcina znaczną większość promieniowania o długości fali mniejszej od  $7 \mu$ , linia  $\lambda = 12,4 \mu$  uzyskiwana była o tylko nieznacznie zmniejszonym natężeniu.

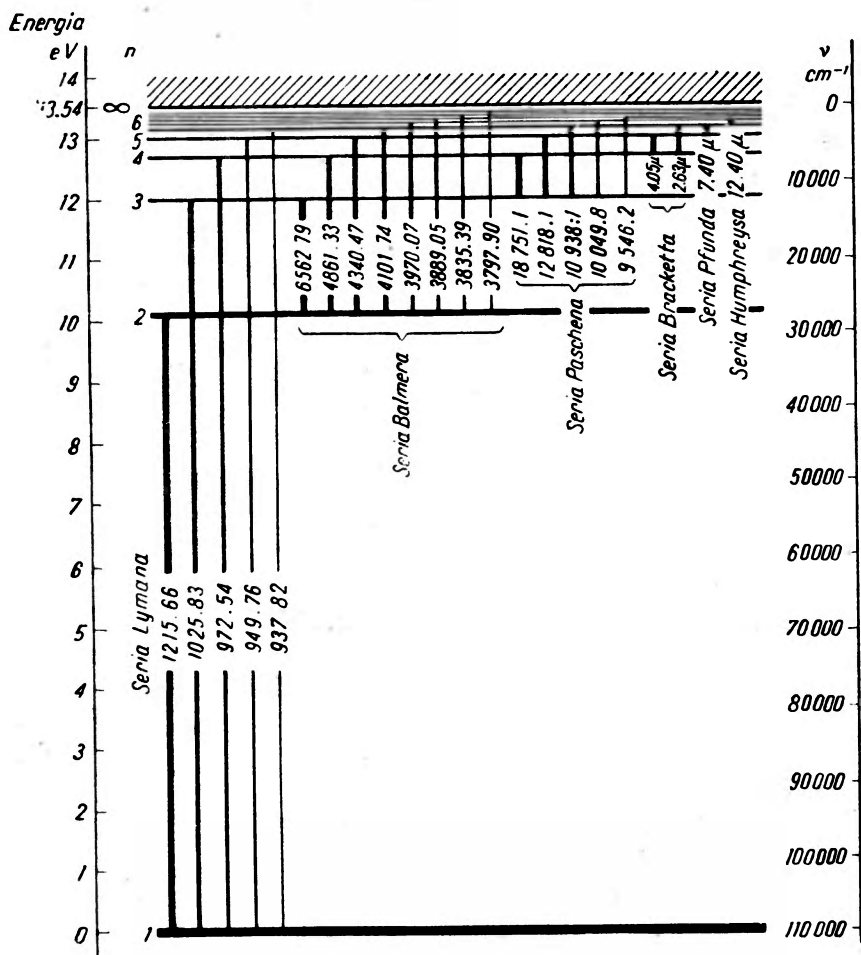


Rys. 2

Reprodukcja części krzywych uzyskanych przez H u m p h r e y s a; u dołu pierwsza linia serii P f u n d a przy  $7,46 \mu$ , u góry linia szóstej serii wodorowej przy  $12,37 \mu$  uzyskana w tych samych warunkach

W tablicy II podane jest zestawienie obliczonych i zmierzonych długości fal początkowych linii seryj widmowych atomowego wodoru. W odniesieniu do trzech pierwszych linii serii Balmera podane są w tej tablicy dla każdego  $n$  zmierzone długości fal obydwu składowych struktury subtelnej tych linii.

Na skutek struktury subtelnej linii widmowych wodoru oraz konieczności uwzględnienia poprawki relatywistycznej, prosty wzór Balmera na liczby falowe linii tej serii nie jest całkiem ścisły. Znacznie bardziej dokładnie podaje liczby falowe środków nierozszczepionych składowych



Rys. 3

Poziomy energetyczne atomu  ${}^1_1\text{H}$  oraz niektóre przejścia pomiędzy nimi uporządkowane według serii widmowych

## Początkowe linie widmowe seryj wodoru atomowego

Tablica II

Seria Lymana $\nu = R_H \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 2, 3, 4, \dots$		
$n$	$\lambda$ prózn. (wylicz.) Å	$\lambda$ prózn. (obserw.) Å
2	1215,66	1215,7
3	1025,83	1026,0
4	972,54	972,7
5	949,76	949,7
6	937,82	937,6
Seria Balmera $\nu = R_H \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 3, 4, 5, \dots$		
$n$	$\lambda$ pow. (wylicz.) Å	$\lambda$ pow. (obserw.) Å
3	6562,79	{ 6562,847 6562,711
4	4861,33	{ 4861,358 4861,280
5	4340,47	{ 4340,497 4340,429
6	4101,74	4101,735
7	3970,07	3970,074
8	3889,05	3889,056
9	3835,39	3835,397
10	3797,90	3797,910
Seria Paschena $\nu = R_H \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 4, 5, 6, \dots$		
$n$	$\lambda$ pow. (wylicz.) Å	$\lambda$ pow. (obserw.) Å
4	18751,1	18751,3
5	12818,1	12817,6
6	10938,1	(1,09 $\mu$ )
7	10049,8	10049,8
8	9546,2	9546,2
9	9229,1	9229,7
10	9014,9	9015,3
11	8862,9	8863,4
Seria Bracketta $\nu = R_H \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 5, 6, 7, \dots$		
$n$	$\lambda$ pow. (wylicz.) $\mu$	$\lambda$ pow. (obserw.) $\mu$
5	4,051	4,05
6	2,625	2,63

Seria Pfunda $\nu = R_H \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 6, 7, 8, \dots$		
$n$	$\lambda$ pow. (wylicz.) $\mu$	$\lambda$ pow. (obserw.) $\mu$
6	7,46	7,46
Seria Humphreysa $\nu = R_H \left( \frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 7, 8, 9, \dots$		
$n$	$\lambda$ pow. (wylicz.) $\mu$	$\lambda$ pow. obserw.) $\mu$
7	12,37	12,37

struktury subtelnej linii serii Balmera empiryczny wzór o bardziej ogólnej postaci wzorów Rydberga wysunięty przez Fowlera [11]:

$$\nu = 109\,678,28 \left[ \frac{1}{(2 - 0,00000383)^2} - \frac{1}{(m + 0,00000210)^2} \right],$$

gdzie

$$m = 3, 4, 5 \dots$$

Rys. 3 przedstawia podany w skali wykres poziomów energetycznych w widmie atomu  ${}^1\text{H}$  z uwidocznionymi na nim niektórymi przejściami pomiędzy tymi poziomami uporządkowanymi według seryj widmowych.

### Literatura

1. J. Stoney, *Phil. Mag.*, **41**, 291 (1871).
2. A. Schuster, *Proc. Roy. Soc. London A*, **31**, 337 (1881).
3. J. J. Balmer, *Ann. der Physik*, **25**, 80 (1885).
4. J. R. Rydberg, *Astrophys. Journ.*, **4**, 91 (1896).
5. T. Lyman, *Astrophys. Journ.*, **23**, 181 (1906).
6. F. Paschen, *Ann. der Physik*, **27**, 537 (1908).
7. F. S. Brackett, *Astrophys. Journ.* **56**, 154 (1922).
8. N. Bohr, *Phil. Mag.*, **26**, 476 (1913).
9. A. H. Pfund, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, **9**, 193 (1924).
10. C. J. Humphreys, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, **42**, 432 (1952).
11. A. Fowler, „Report on Series in Line Spectra“, London (1922).

Julian Auleytner

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

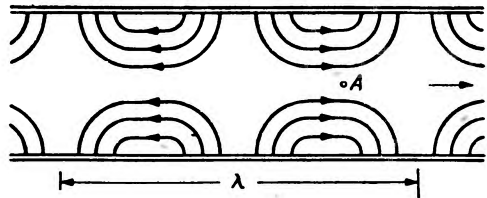
## Wytwarzanie promieni X o energii 10 MeV za pomocą akceleratora liniowego

Budowa akceleratorów dla cząstek naładowanych otworzyła nowe drogi rozwojowe techniki otrzymywania promieni Röntgena o dużych energiach i dużym natężeniu wiązki. Najwyższe energie, bo rzędu milionów i miliardów elektronowoltów, nadaje się cząstkom za pomocą betatronów, synchrotronów i synchronocyklotronów. Największy obecnie na świecie synchrocyklotron nadaje cząstkom energię rzędu 3,5 miliardów elektronowoltów [1]. Betatrony i synchrotrony o energiach rzędu od 20 do 100 MeV stosowane są czasem dla celów terapii rentgenowskiej [2].

Innym typem akceleratorów dających przenikliwe wiązki promieni X o stosunkowo dużym natężeniu są akceleratory liniowe. Dają one wprowadzić promienie o mniejszych energiach, ale o dużym natężeniu, są tańsze, lżejsze i bardziej wygodne dla zastosowania tak w laboratoriach fizycznych, jak i w klinikach.

Ciekawym przykładem rozwoju tej techniki jest akcelerator liniowy dla wytwarzania promieni X o energii 10 MeV [3]. Zasada działania tego typu akceleratorów liniowych jest następująca.

Wewnątrz falowodu o przekroju kołowym biegnie fala elektromagnetyczna typu  $E$  tzn. fala, której wektor elektryczny ma składową podłużną  $E_0$ , równoległą do kierunku rozchodzenia się fali (kierunek osi podłużnej falowodu). Jeśli cząstka naładowana znajdzie się w czynnej części falowodu np. w punkcie  $A$  (rys. 1),

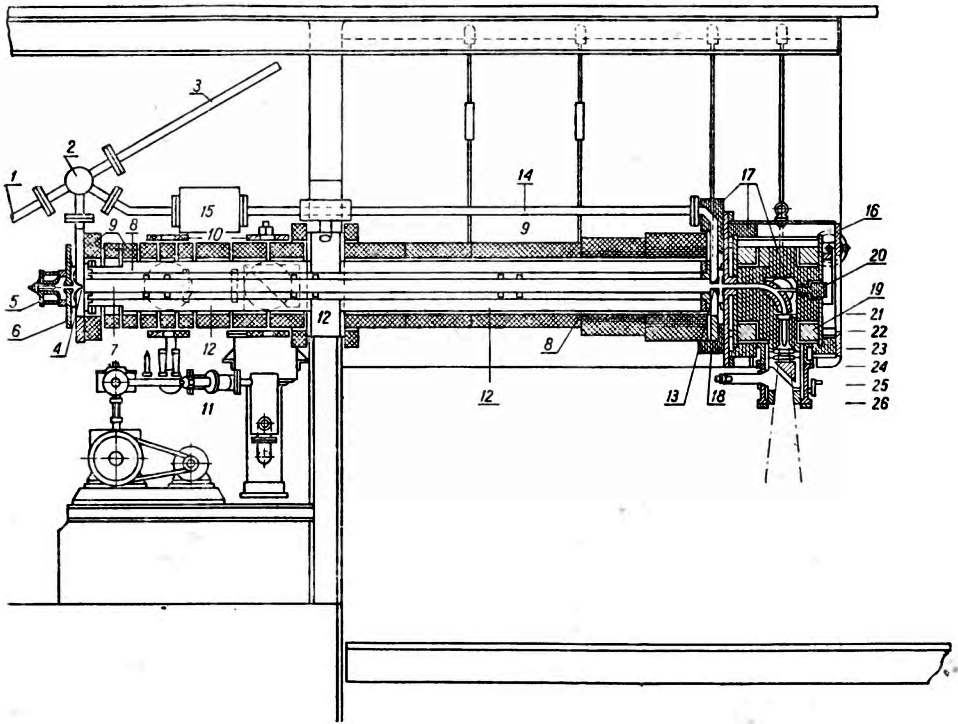


Rys. 1

doznaje ona stałego przyśpieszenia. Aby cząstkę utrzymać w przyśpieszającym polu stale w dobrym położeniu względem fali, należy dobrać odpowiednio do jej prędkości prędkość fazową fali. W ten sposób cząstce można nadać pożądaną energię. Nie może tu być użyty zwykły falowód o przekroju kołowym, ponieważ w takich falowodach prędkość fazowa



jest większa od prędkości światła. Prędkość fazowa może być zmniejszona, np. przez wstawienie szeregu przesłon pierścieniowych wzdłuż osi falowodu lub odpowiednio wyłożenie rury falowodowej materiałem o dużej stałej dielektrycznej. Wielkość prędkości fazowej zależy od wymiarów przesłon, ich kształtu i stałej dielektrycznej materiału, którym został wyłożony falowód. Przez odpowiedni dobór tych wielkości prędkość fazowa może być zmniejszona do jednej piątej prędkości światła. Z tego powodu ta metoda przyspieszania jest ograniczona. Aby np. przyspieszyć elektrony, trzeba nadać im uprzednio prędkość odpowiadającą napięciu około 50 kV [3].

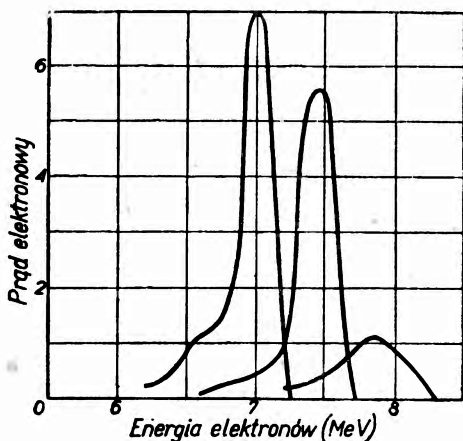


Rys. 2

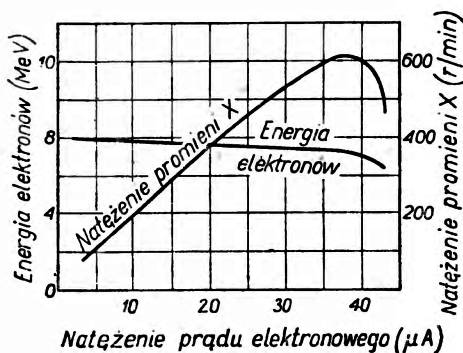
Przekrój akceleratora liniowego. 1 — połączenie falowodu z magnetronem, 2 — rozgałęzienie falowodów, 3 — obciążenie oporowe, 4 — wejście, 5 — działko elektrodynamiczne, 6 — osłona magnetyczna z miękkiego żelaza, 7 — przewodnica falowa z pierścieniowymi przesłonami, 8 — rura podtrzymująca, 9 — cewki ogniskujące, 10 — cewki centrujące, 11 — stanowisko próżniowe, 12 — przewód próżniowy, 13 — wyjście, 14 — sprzężenie zwrotne, 15 — urządzenie do kontroli fazy, 16 — głowica, 17 — osłona ołowiana, 18 — szlif próżniowy, 19 — elektromagnes odchylający wiązkę elektronów, 20 — wyjście elektronów, dające możliwość bezpośredniego korzystania z wiązki, 21 — tarcza ze złota, 22 — filtr do kontrolowania wiązki, 23 — komora jonizacyjna, 24 — filtr klinowy wymienny, 25 — urządzenie do kontroli optycznej wiązki, 26 — osłona i wymienne przesłony, 27 — ruchome leże

Opisywany tutaj akcelerator liniowy dla otrzymywania promieni X o energii 10 MeV posiada rurę falowodową długości 3 m. Przesłony pierścieniowe tworzą wewnątrz rury jak gdyby karby. Odległości między poszczególnymi przesłonami wynoszą na przestrzeni pierwszych 40 cm jeden cm, w pozostałej części rury 2 cm. Przekrój podłużny tego typu akceleratora przedstawia rys. 2.

Fale elektromagnetyczne o długości 10 cm są wytwarzane przy pomocy magnetronu. Stosunek prędkości fazowej do prędkości światła jest równy 0,4 przy wejściu do rury falowodowej. Następnie na odległości 1 m od wejścia wynosi 0,922, a w pozostałej części jest stały i równy 0,996. Elektrony są wstrzeliwane przy pomocy działka elektronowego pracują-



Rys. 3



Rys. 4

cego przy napięciu od 45 do 50 kV. Źródło fal elektromagnetycznych posiada moc szczytową 1 MW. Wytwarza on impulsy o czasie trwania  $2 \mu$  sek. W tych warunkach konieczne jest stosowanie sprzężenia zwrotnego. Zazwyczaj przyrządy tego typu posiadają tarczę umieszczoną na wprost wylotu rury falowodowej. Opisywany tutaj akcelerator został zbudowany dla celów terapii rentgenowskiej. Z tego powodu głowica jego jest w ten sposób zmontowana, że strumień elektronów jest odchyłony o kąt  $90^\circ$  od kierunku pierwotnego wiązki. Głowica może się obracać wokół osi podłużnej rury falowodowej. Obracając głowicę możemy zmieniać kierunek wiązki promieni X. Tarcza zrobiona jest ze złota i posiada znaczną grubość.

Krzywe na rysunku 3 przedstawiają uzyskaną z doświadczenia zależność natężenia prądu elektronowego od energii elektronów. Krzywe na rysunku 4 przedstawiają zależność między energią elektronów, natężeniem

prądu elektronowego i natężeniem promieniowania rentgenowskiego przy źródle dającym 500 impulsów/sek. Przy 600 impl/sek. natężenie wiązki wzrasta do 1000 r/m<sup>2</sup>in na odległości 1 m. Przy 700 impl/sek do 1250 r/min w odległości 1 m.

Natężenie wiązki reguluje się przy pomocy zmian natężenia prądu zariadenia. Współczynnik obrazujący wydajność zamiany energii prądu na energię promieni X wynosi 18,2 r/min/ $\mu$  A • na odległości 1 m dla energii 8 MeV.

W krótkich okresach czasu stabilność jest dobra. Długotrwałą stabilność osiąga się przez stosowanie samoczynnego urządzenia dostrajającego fazę.

Rozwartość wiązki promieni X jest około 24°. Średnica wiązki elektronów wynosi 3 mm.

Jak wykazało doświadczenie, dobre zaprojektowanie i budowa takiego typu akceleratorów o takiej energii nie jest sprawą łatwą. O wysiłku, jaki włożono w tę pracę, świadczy fakt, że samo wypróbowywanie i dobieranie odpowiednich warunków dla należytego działania aparatury trwały około trzech lat po przewycięzeniu najpoważniejszych trudności. Największe trudności nastęczał dobór odpowiedniej długości rury falowodowej. Długość pierwszego odcinka rury była obliczona na podstawie teorii *Walkinshaw*. Doświadczenie jednak wykazało, że na tym odcinku falowodu przy zaprojektowanej częstości i mocy prędkość fazowa różniła się o 5% od częstości przewidzianej rachunkami. Odpowiadającą wymogom długość falowodu ustalono doświadczalnie przez skalowanie, tak że nowa rura dała już odpowiednią charakterystykę prędkości. Dla uzyskania zgodności wyników rozważań teoretycznych z doświadczeniem musiano zastosować inny rachunek. Przeprowadzili go *Walkinshaw* i *Bell*. Ogólna charakterystyka zgadza się z tymi rachunkami z wyjątkiem energii elektronów, która jest mniejsza od przewidzianej teoretycznie.

Postęp w dziedzinie budowy akceleratorów tego typu polega na uzyskaniu wiązek promieni X o większej energii od poprzednio osiągniętych (w tego rodzaju urządzeniach), przy jednoczesnym dużym natężeniu wiązki. W porównaniu z betatronem dają one większe natężenie promieniowania przy znacznie niższej energii. Betatron o energii elektronów równej 22 MeV daje natężenie wiązki 1000 r/godz. w odległości 1 m, podczas gdy opisany wyżej akcelerator liniowy przy energii 8 MeV daje 400 r/min [4].

Jak już wspomniałem aparatura tego typu jest znacznie tańsza, lżejsza i nie wymaga wielkich pomieszczeń. Można więc mieć nadzieję, że jako źródło tak silnych wiązek promieni Röntgena będzie w przyszłości powszechnie stosowana nie tylko w klinikach, ale i w laboratoriach fizycznych, tak w dziedzinie fizyki jądrowej, jak i fizyki promieni X.

Literatura

1. J. Martelly, *Atomes* **86**, 153 (1953).
2. *The Acceleration of Particles to High Energies* **22** (1950).
3. C. W. Miller, *Nature*, **170**, 297 (1953).
4. *The Acceleration of Particles to High Energies* **23** (1950).

Włodzimierz Żuk

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej

## Spektrometria masowa w zastosowaniu do badań górnych warstw atmosfery

W przyrodzie często spotykamy się ze zjawiskiem samorzutnego rozdziału izotopów, szczególnie pierwiastków lekkich jak wodór, tlen lub azot [1]. Proces rozdziału izotopów zazwyczaj jest wynikiem rozmaitej prędkości dyfuzji lub parowania atomów czy drobin o różnej masie, względnie przebiegania reakcji wymiany.

Jeszcze w 1919 r. Lindemann i Aston [2] wyrazili przypuszczenie, że także w polu grawitacyjnym ziemskim zachodzi rozdział izotopów. Mechanizm tego zjawiska byłby analogiczny do rozdziału izotopów za pomocą wirówki [3].

Przeprowadzone badania, ograniczone do wysokości około 30 km osiągalnej przez balony sondy, nie dały jednak potwierdzających to przypuszczenie wyników. Okazało się, że na tych wysokościach skład izotopowy azotu lub tlenu nie różni się od składu stwierdzanego w atmosferze przy powierzchni Ziemi. W związku z tymi wynikami zakładano, że istniejące w atmosferze prądy konwekcyjne powodują mieszanie się warstw powietrza, wskutek czego zjawisko rozdziału izotopów staje się niedostrzegalne.

Zastosowanie rakiet do pobierania próbek z wysokości, na których mieszanie się warstw powietrza zachodzi tylko w nieznacznym stopniu, umożliwiło stwierdzenie istnienia spodziewanego zjawiska. Badania takie zostały przeprowadzone w r. 1949 przez J. H. McQueen a [4], a także innych badaczy [5]. Pobierali oni próbki powietrza z wysokości 40 do 80 km, a następnie przeprowadzali ich analizy przy pomocy spektrometrów masowych. McQueen wyznaczał stosunek natężenia wierzchołka o liczbie masowej 28 odpowiadającej drobinie  $N^{14}N^{14}$  do natężenia wierzchołka o liczbie masowej 29 (drobiny  $N^{14}N^{15}$ ) dla badanej próbki oraz próbki standardowej pobranej z atmosfery przy powierzchni Ziemi. Różnica otrzymanych wielkości, podzielona przez stosunek natężeń wierzchołków 28 i 29 odpowiadający próbce standardowej, po pomnożeniu przez 100 dawała stopień rozdzielania w procentach.

Dla wysokości ok. 45 km tak znaleziony stopień rozdzielania izotopów azotu nie przekraczał 0,3%, dla próbek zaś pobieranych z wysokości 60

km osiągał wartość  $3,9 \pm 0,4\%$ . Przeprowadzone pomiary wykazały więc, że zjawisko rozdziału izotopów w polu grawitacyjnym ziemskim staje się widoczne na wysokości powyżej 40 km.

Metoda pobierania próbek była stosowana do wysokości 80 km, zawodzi ona jednak, jeżeli chcemy stosować ją do jeszcze wyższych warstw atmosfery. Na wysokości 100 km panuje ciśnienie  $8 \cdot 10^{-4}$  mm Hg, na wysokości zaś 160 km,  $2 \cdot 10^{-6}$  mm Hg. Przymuszczalnie więc nawet przy zastosowaniu wymrażania ciekłym wodorem nie jest możliwe pobieranie tak rozrzedzonego gazu bez jego zanieczyszczenia.

W r. 1952 zostały przeprowadzone badania składu izotopowego gazów atmosferycznych na wysokości od 100 do 160 km przy pomocy spektrometru z polem elektrycznym o częstotliwości radiowej [6]. Ten typ spektrometru nie posiada soczewki magnetycznej, a jego działanie oparte jest na selekcji jonów o tej samej prędkości. Wytworzone w zjonizowanym gazie jony zostają przyspieszone przy pomocy elektrody o potencjale rzędu kilkuset wolt. Uzyskane prędkości są odwrotnie proporcjonalne do pierwiastków kwadratowych z mas jonów. Tak otrzymany strumień jonowy przechodzi przez układ elektrod dołączonych do generatora częstotliwości radiowych rzędu kilku MHz. Przez odcinki między elektrodami przechodzą tylko te jony, dla których czas przejścia odległości międzyelektrodowych równa się połowie okresu zmian pola elektrycznego. W ten sposób z całego strumienia jonowego zostają wyodrębnione jony o określonej prędkości, a tym samym i określonej masie.

Ten typ spektrometru posiada zdolność rozdzielczą wystarczającą do otrzymania widma masowego zaledwie w przedziale do ok. 50 jednostek masy atomowej. W tym jednak zakresie mas całkowite widmo można otrzymać w czasie bardzo krótkim, rzędu  $1/2$  do 1 sekundy. Jest to czas około 500 razy krótszy od tego, jaki przeznaczają się do wykreślenia podobnego widma przy pomocy spektrometru z polem magnetycznym.

Inną zaletą spektrometru masowego, działającego na zasadzie rozdziału jonów o różnych prędkościach, jest możliwość jego pracy w bardzo dużym zakresie ciśnień, począwszy od  $10^{-6}$  mm Hg, do  $10^{-4}$  mm Hg, oraz mały ciężar całej aparatury.

Sam tylko elektromagnes spektrometru z polem magnetycznym posiada ciężar około 400 kg, gdy natomiast całkowita aparatura zastosowana przez T o w n s e n d a, konstruktora spektrometru z selekcją prędkościową jonów, ważyła zaledwie 20 kg.

Te cechy omawianego typu spektrometru umożliwiły umieszczenie rury analizatora wraz z całością aparatury na przedzie rakiety stratosferycznej. Odpadła potrzeba pobierania próbek gazowych, a spektrometr w czasie lotu rakiety, począwszy od wysokości ok. 100 km, pracował bezpośred-

nio pod ciśnieniem panującym na danej wysokości. Wyniki analizy, trwającej każdorazowo tylko 1 sekundę, przekazywane były drogą radiową na powierzchnię Ziemi.

J. W. Townsend wspomina o otrzymaniu dwóch widm masowych na wysokości między 100 a 160 km, nie podaje jednak wyników ich analizy. Pracę tę należy raczej traktować jako próbę badania składu atmosfery na wysokości powyżej 100 km.

Na wysokościach ponad 160 km panuje ciśnienie rzędu  $10^{-6}$  mm Hg, odpowiadające dobrej próżni wytwarzanej w laboratoriach. W tych warunkach gazy wydzielane przez materiał rakiety mogą przedostawać się do spektrometru masowego utrudniając stosowanie także i tej metody pomiaru.

#### Literatura

1. Urey i Grieff, J. Amer. Chem. Soc., **57**, 321 (1935).
2. Lindemann i Aston, Phil. Mag., **37**, 523 (1919).
3. Beams i Skarstrom, Phys. Rev., **56**, 266 (1939).
4. J. H. McQueen, Phys. Rev., **80**, 100 (1952).
5. Hagelbarger, Loh, Neill, Nichols i Wenzel, Phys. Rev., **82**, 107 (1951).
6. J. W. Townsend, Jr. Rev. Sci. Instr., **23**, 538 (1952).



# ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

## Konferencja w sprawie studiów fizyki

W dniach 18 i 19 maja br. odbyła się w Poznaniu ogólnopolska konferencja, której przedmiotem było omówienie spraw związanych z kształceniem fizyków w Uniwersytetach.

Konferencję zwołało Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego, dając przez to wyraz trosce o właściwe przygotowanie przyszłych fizyków, a jednocześnie i świadomości, że w całym kluczowym zagadnieniu kadr jest to sprawa ogromnej wagi.

Uczestniczyło w Konferencji 20 profesorów fizyki bądź samodzielnych pracowników naukowych, szereg osób spośród pomocniczych sił naukowych oraz przedstawiciele Ministerstwa.

W nadchodzącym roku akademickim słuchacze pierwszego rocznika, studiującego według jednolitego programu czteroletniego, przechodzą na trzeci rok nauki. Mają więc już wysłuchane wykłady i przerobione ćwiczenia z przedmiotów stanowiących podstawę całego ich planu studiów, to jest przede wszystkim dwuletni kurs fizyki doświadczalnej, a także roczny kurs mechaniki teoretycznej, gdzie po raz pierwszy zetknęli się z zastosowaniem metod matematycznych w fizyce. Na tych uczelniach, gdzie są kursy magisterskie według dotychczasowego systemu studiów dwustopniowych, rok ubiegły był pierwszym rokiem studium na drugim stopniu. Na podstawie analizy doświadczeń i obserwacji zebranych z tego okresu można już dojść do pewnych wniosków, które miałyby znaczenie dla oceny dalszych zamierzeń programowych i kwestii metodycznych.

Przewodnią myślą Konferencji było dążenie do jak najlepszego wykonania odpowiedzialnego zadania, stojącego przed katedrami fizyki uniwersytetów, to jest do pokrycia groźnego niedoboru fizyków w kraju przez wykształcenie odpowiedniej ich liczby, oczywiście przy uwydatnieniu roli samej fizyki w całości studium w sensie badania, analizy i doświadczalnego opanowania zjawisk. Stąd nacisk na rolę pracowni doświadczalnych, doświadczeń pokazowych, seminariów i konwersatoriów. W szczególności wykazano, że doświadczenia pokazowe mają być tłem, na którym przedstawia się słuchaczom zjawisko, nie zaś jedynie ilustracją wykładu. Dużo uwagi poświęcono sprawie stworzenia warunków

umożliwiających urządzenie pokazów wykładowych na odpowiednim poziomie. Chodzi tu o wyposażenie katedr fizyki doświadczalnej w zespoły dobrze opracowanych pod względem technicznym i dydaktycznym przyrządów, a przede wszystkim o zapewnienie pomocniczym siłom naukowym, które przygotowują i obsługują pokazy, dostatecznej ilości czasu na to odpowiedzialne i wyczerpujące zadanie. W niektórych uczelniach władze wykazują, niestety, jeszcze brak zrozumienia tej kwestii i podchodzą do niej formalistycznie z punktu widzenia przepisów o obowiązkach asystenckich, przez co faktycznie niweczą zamiary polepszenia poziomu pokazów.

Dzielono się doświadczeniami z różnych ośrodków w zakresie realizacji szkolenia w pracowniach. Zwracano uwagę na ważność doboru tematyki zadań, zwłaszcza w II pracowni, która stanowi jedno z najważniejszych ogniw w uniwersyteckim studium fizyki. Tematyka winna uwzględniać tak metody pracy instytutów badawczych, jak i metody stosowane w laboratoriach fizyki przemysłowej. Uzasadniano konieczność wprowadzania studentów w nowoczesną technikę laboratoryjną, a również podkreślano ważność samodzielności pracy. Podnoszono znaczenie seminariów w kształceniu na wyższym szczeblu. Przeważała opinia, że proseminaria powinny być oparte głównie na tematyce zaczerpniętej z podręczników czy monografii, seminaria zaś wyższe — na publikacjach oryginalnych. Wydaje się, że dobrym rozwiązaniem kwestii pracowni specjalnej, stanowiącej przejście z pracowni II do pracowni badawczej, jest system tzw. terminowania u stałego pracownika naukowego zakładu czy instytutu. Ta faza kształcenia nie mieści się w obecnym czteroletnim programie studiów jednolitych.

Był to jeden z ważkich argumentów na rzecz przedłużenia studiów fizyki do lat pięciu, za czym wypowiedziała się znakomita większość uczestników. Realizacja planów przebudowy gospodarczej uwarunkowana jest tempem postępu technicznego, który z kolei wymaga znacznej liczby pracowników, przygotowanych do stosowania metod fizycznych, znajdujących coraz większe rozpowszechnienie zarówno w bezpośrednim związku z produkcją przemysłową, jak i w badaniach prowadzonych dla opracowania najbardziej celowych metod produkcyjnych. Zawód nauczyciela fizyki nie jest już bynajmniej niemal jedynym zawodem, do którego prowadziło studium fizyki. Ważniejsza w całokształcie aktualnych potrzeb jest rola fizyka-technika. Niemniej na nauczycielach fizyki w szkołach stopnia podstawowego i licealnego spoczywa doniosłe zadanie, zwłaszcza że od jakości ich przygotowania zależy poziom przyszłych studentów kierunku fizycznego na naszych uniwersytetach. Rozumie się, że sprawą największego znaczenia pozostaje przygotowanie przyszłych kadr ośrodków

akademickich fizyki, mogących odpowiadać stojącym przed nimi zadaniami w pracy dydaktycznej, a nade wszystko w pracy badawczej.

Cel i charakter konferencji przedstawił prof. S. Szczeniowski. Tematy poszczególnych referatów były następujące: referat prof. S. Lorrí — o roli doświadczeń pokazowych w nauczaniu fizyki, prof. S. Pieńkowskiego — o znaczeniu pracowni II (dla zaawansowanych) w ogólnym toku studiów fizyki, mgra S. Gnátowskiego — o pracowni I na poziomie odpowiadającym nowoczesnym wymaganiom, prof. L. Sosnowskiego — o przygotowaniu studenta do pracy samodzielnej, prof. J. Pniewskiego — o korelacji nauczania matematyki i nauczania fizyki w studiach na kierunku fizycznym. Uczestnicy Konferencji byli obecni na wykładzie prof. Piekary dla studentów I roku fizyki. Tematem wykładu było wprowadzenie zasadniczych pojęć elektrostatyki. Wykład miał mieć charakter typowy i był następnie jako taki przedmiotem ożywionej dyskusji na Konferencji.

Dyskusje na tematy poruszone w referatach były długie i bardzo żywe. Ogólne wrażenie z tych dyskusji można by zapewne najlepiej oddać przez stwierdzenie, że dominowało w nich przekonanie, iż należy dążyć do pogłębienia i rozszerzenia nauczania fizyki i podporządkowania mu pozostałych przedmiotów na studium fizyki.

Stwierdzono, że wobec rozwoju studium fizyki w najbliższych latach katedry natkną się na poważne trudności, związane z prowadzeniem po kilkadziesiąt prac magisterskich rocznie. Wydaje się, że jedynym rozwiązaniem tej kwestii w naszych warunkach będzie organizowanie prac magisterskich zespołowych. W obrębie zespołu każdy magistrant powinien być jednak odpowiedzialny za ściśle określony fragment pracy.

Korelację nauczania matematyki z tokiem studiów fizyki uznano za niedostateczną i zgodnie wyrażono opinię, że należy dążyć do lepszego dostosowania programu matematyki do potrzeb fizyki. Dyskutowano nad ewentualnością przesunięcia wykładów fizyki doświadczalnej o jeden semestr oraz innych przesunąć wykładów matematyki i fizyki teoretycznej. Niektórzy uczestnicy konferencji wskazywali na to, że trudności korelacyjne byłyby znacznie mniejsze przy studium pięcioletnim, co znowu stanowi argument za przedłużeniem studiów.

Zwolennicy przedłużenia studiów do lat pięciu wskazywali również i na to, że pilność potrzeb w zakresie nowych kadr fizyków nie powinna być uważana za wzgląd rozstrzygający o konieczności ograniczenia okresu studiów. Obecni studenci zostaną aktywnie włączeni w realizację już najbliższego planu pięcioletniego. Natomiast podwyższenie kwalifikacji fizyków przez wprowadzenie studiów pięcioletnich okazałoby się niewątpliwie słuszniejsze w dalszej perspektywie.

Konferencji przewodniczył prof. S. Szczeniowski. Na ostatnim zebraniu postanowiono prosić profesorów, którzy biorą udział w konferencji i którzy są członkami Komisji Programowej, aby na najbliższym posiedzeniu tej komisji sformułowali wnioski z Konferencji i przedłożyli je Ministerstwu Szkolnictwa Wyższego.

Powszechnie wyrażano uznanie dla Ministerstwa za podjęcie inicjatywy Konferencji, której wyniki należy uważać za cenne i która niewątpliwie dodatkowo wpłynie na pracę dydaktyczną katedr fizyki naszych uniwersytetów.

## Międzynarodowa Komisja Spektroskopii

Z ostatnio rozesłanych protokołów drugiego zebrania Międzynarodowej Komisji Spektroskopii czerpiemy następujące wiadomości:

Drugie zebranie Wspólnej Komisji Spektroskopii Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej i Międzynarodowej Unii Astronomicznej odbyło się w dniach 9—11 września 1952 r. w Rzymie. W zebraniu uczestniczyli członkowie Komisji profesorowie: Bakker, Edlen, Gatterer, Harrison, Jacquinet, Jenkins, Meggers, pani Moore-Sitterly, Pearse i Swings, sekretarz Komisji Klinkenberg i doradca Komisji Mack. Międzynarodową Radę Unii Naukowych reprezentował prof. Stratton. Członkowie Komisji prof. Herzberg i prof. Pieńkowski usprawiedliwili nieobecność innymi ważnymi zajęciami.

W ostatnim okresie krąg bezpośrednio zainteresowanych spektroskopią stale się rozszerza. Badania widmowe grają wielką rolę nie tylko w fizyce, ale również w astrofizyce, chemii i w licznych gałęziach techniki. Komisja Spektroskopii, która jest wspólnym organem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej i Międzynarodowej Unii Astronomicznej, skupia grono znakomitych specjalistów spektroskopii i jest w tej dziedzinie najwyższym autorytetem.

Główna część obrad Komisji poświęcona była dyskusji nad sprawozdaniami podkomitetów, którym zlecone było opracowanie różnych specjalnych zagadnień. Komisja posiada następujące podkomitety:

- a) rejestracji instytucji zajmujących się spektroskopią, ich możliwości aparaturowych i specjałości w celu wskazywania zainteresowanym, gdzie mogą być podjęte szczególne zadania,
- b) danych o widmach atomowych,
- c) danych o widmach cząsteczek dwuatomowych ze szczególnym uwzględnieniem widm interesujących z punktu widzenia astrofizyki,
- d) notacji widm atomowych,
- e) notacji w widmach cząsteczek dwuatomowych,
- f) notacji w widmach cząsteczek wieloatomowych,
- g) ogólnych zagadnień fizyki w związku z badaniami widmowymi.

Przedmiot prac tego ostatniego podkomitetu podzielono na trzy sekcje: analizy termów widmowych, budowy nadształtej oraz rozkładów natężenia w widmach.

Dane o widmach atomowych (podkomitet b) są ogłaszane w tablicach wydawanych przez Komisję. Dotychczas ukazały się dwa tomy tablic poziomów energetycznych obejmujące pierwiastki do  $_{41}\text{Nb}$ . Podkomitet proponuje umieszczenie w tomie III danych o widmach pierwiastków od  $_{42}\text{Mo}$  do  $_{57}\text{La}$  i od  $_{72}\text{Hf}$  do  $_{89}\text{Ac}$ , odkładając publikację danych dotyczących widm pierwiastków ziem rzadkich pomiędzy La i Hf do tomu IV. Ta propozycja wywołała sprzeciwy ze strony niektórych członków Komisji, którzy zwracali uwagę na to, że odłożenie ukazania się danych o tych widmach o kilka lat byłoby bardzo niepożądane, zwłaszcza dla astrofizyków, którzy zainteresowani są specjalnie widmami podwójnie zjonizowanych atomów ziem rzadkich. Na uwagę zasługuje przyjęty przez Komisję wniosek podkomitetu e, aby jednostkę liczby falowej (wymiaru  $\text{cm}^{-1}$ ) nazwać „kayser”. Nazwa jednostki ma być pisana przez małą literę k, skrótem natomiast ma być duża litera K. Propozycja będzie przedstawiona Komisji Symboli, Jednostek i Słownictwa Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Uchwalono również zalecenie, aby zaprzestać używania symbolu  $\nu$  na oznaczanie liczby falowej, używając go jedynie na oznaczanie częstości, a zaś liczbę falową oznaczać symbolem  $\sigma$ . Prof. Herzberg w liście skierowanym do sekretarza Komisji Spektroskopii stwierdził, że uważa wprowadzenie nazwy kayser za bardzo wskazane, ale zwraca uwagę na możliwość nieporozumień ze względu na podobieństwo symboli kaysera K i temperatury bezwzględnej  $^{\circ}\text{K}$ , które w optyce cząsteczkowej często występują w tych samych wzorach. Prof. Herzberg zgłosił również pewne zastrzeżenia co do zalecenia użycia symboli  $\nu$  i  $\sigma$ . Brytyjski Narodowy Komitet Fizyczny również wyraził obawę możliwości pomyłek między K a  $^{\circ}\text{K}$ .

Komisja Promieniowania Słonecznego i Spektroskopii Słońca Międzynarodowej Unii Astronomicznej wyraziła życzenie, aby przeprowadzono badania zjawiska rozszerzania linii widmowych pod wpływem zderzeń z atomami helu. Z uzyskanych wyników będzie można wyciągnąć wnioski co do wpływu zderzeń z atomami innych gazów jednoatomowych, m. in. wodoru atomowego. Ma to duże znaczenie dla ilościowych badań astrofizyków nad zawartością poszczególnych pierwiastków w Słońcu i gwiazdach.

Z dyskusji nad sprawozdaniem podkomitetu g wynikła uchwała Komisji, uznająca konieczność zorganizowania ośrodka, który by zajął się obliczaniem funkcji falowych za pomocą maszyn elektronowych. Komisja przyjęła również konwencjonalną wartość czynnika służącego do przeli-

czania różnic energii poziomów kwantowych z kaysarów na elektronowolty.

Program zebrania zawierał również referat dr Gatterera o metodzie płomienia węglowego i o jej zastosowaniu do wzbudzenia widm czysto pasmowych. Po referacie wywiązała się żywa dyskusja. Członkowie Komisji zwiedzili laboratorium astronomiczne w Castel Gandolfo, gdzie szczególne zainteresowanie wzbudziła aparatura dr Gatterera do metody płomienia węglowego.

Następne zebranie Międzynarodowej Komisji Spektroskopii odbędzie się prawdopodobnie w lipcu 1954 r. w Lund (Szwecja) w związku z uroczystościami ku czci R y d b e r g a z okazji stulecia jego urodzin.



A. Соколов, Д. Иваненко — Квантовая Теория Поля (Избранные вопросы), Госиздат., Москва — Ленинград (1952), 780 str.

Zasadniczy nurt badań teoretycznych ostatnich dziesięcioleci jest chyba niewątpliwie związany z kwantową teorią pola — a w jej ramach — z elektrodynamiką kwantową.

Przyczyny tego stanu rzeczy są wielorakie. Przede wszystkim konsekwentny rozwój teorii kwantów wymagał koniecznie, aby materii polowej (np. w sensie materii związanej z polem elektromagnetycznym), przypisać na równi z cząstkami mikroświata (np. elektronami) własności falowo-korpuskularne, a więc kwantowe. Oparta na idei skwantowanego pola elektromagnetycznego kwantowa teoria promieniowania odniosła szereg sukcesów, pozwalając wytłumaczyć w pięknej zgodności z doświadczeniem wiele zjawisk. Podstawowe znaczenie teoretyczne posiada fakt, że według kwantowej teorii pól potrafimy tłumaczyć oddziaływanie między różnorodnymi cząstkami mikroświata, jako odbywające się za pośrednictwem kwantów odpowiednich pól (np. między elektronami za pośrednictwem kwantów pola elektromagnetycznego — fotonów, między nukleonami za pośrednictwem kwantów pola mezonowego — mezonów). Szczególne znaczenie posiadają też podczas ostatnich lat odkryte na gruncie kwantowej teorii pól efekty próżniowe, związane z zerowymi drganiem pola elektromagnetycznego i z polaryzacją „morza“ elektronów w ujemnych stanach energetycznych. Na podstawie teorii fizycznej próżni kwantowa teoria pól potrafiła przewidzieć szereg bardzo subtelnych zjawisk (np. przesunięcia termów widmowych), osiągając pełną zgodność z doświadczeniem. Należy też zwrócić uwagę na coraz to powszechniejsze zastosowania kwantowej teorii pól w różnych działach fizyki: obok teorii rozpadu  $\beta$ , która była jednym z jej pierwszych sukcesów, dała ona ciekawe wyniki w teorii nadciekłości (fonony i rotony), a ostatnio stosuje się jej metody również teorii ciała stałego (np. Вонсовский, У. Ф. Н., XLVIII, 289 (1952)).

Chociaż brzmi to może paradoksalnie, na równi z sukcesami kwantowej teorii pól również i jej wady powodują to, że skupia się na niej uwaga wielu czołowych teoretyków. Nieskończone wartości szeregu fizycznych wielkości wynikające z teorii należą do najpoważniejszych trudności współczesnej fizyki teoretycznej. Trudności tego typu występowały częściowo już w teorii klasycznej — np. nieskończona energia naboju punktowego; na poziomie kwantowym trudności te jednak w istotny sposób się zastrzyły: np. nieskończona energia poprzeczna i ładunek posiadają wyraźnie kwantowy charakter. Zagadnienie tych nieskończoności wiąże się ściśle z zasadniczymi problemami teorii cząstek elementarnych (np. problem masy polowej; wielu autorów jest zdania, że od początku należy traktować wszystkie cząstki jako stany wzbudzone pewnych pól). Wobec podstawowego znaczenia tych trudności, wskazujących na wewnętrzne sprzeczności teorii dzisiejszej, mimo szeregu jej sukcesów, wielu teoretyków stara się podać nowe teorie wychodzące poza ramy relatywistycznej mechaniki kwantowej.

Obecna literatura monograficzna związana z kwantową teorią pola jest niewspółmiernie szczupła w porównaniu ze znaczeniem tej teorii w fizyce dzisiejszej, co może wywołać jest częściowo niezmiernie szybkimi aktualnymi postępami w tej dziedzinie. Większość ważniejszych osiągnięć — szczególnie lat ostatnich — rozproszona po pracach oryginalnych, była co najwyżej łączona niekiedy w większe artykuły zbiorcze, bądź też wydawano w postaci książkowej niektóre zebrane prace oryginalne. Z większych monografii książka Wentzla (sprzed dziesięciu lat, zresztą dość formalistyczna) odbiega już dziś od współczesnych poglądów; kwantowa teoria promieniowania Heitlera, wyraźnie zajmująca się wyłącznie problemami elektrodynamiki, nie obejmuje również ostatnich ważnych osiągnięć elektrodynamiki kwantowej, tak że też nie wypełnia ona omawianej luki w literaturze teoretycznej.

Wobec tej sytuacji z prawdziwym zadowoleniem należy przywitać ukazanie się obszernej monografii „Kwantowa teoria pola“ A. Sokołowa i D. Iwanienki, autorów wielu cennych prac z dziedziny teorii pola, autorów, którym zawdzięczamy już również znakomitą „Klasyczną teorię pola“.

Monografia ta składa się z dwóch części, z których pierwsza poświęcona elektrodynamice kwantowej została napisana przez A. Sokołowa, druga zaś, poświęcona teorii cząstek elementarnych, przez D. Iwanienkę.

A. Sokołow postawił sobie za zadanie przede wszystkim zaznajomienie czytelnika ze współczesnymi metodami rachunkowymi elektrodynamiki kwantowej. D. Iwanienko stara się natomiast zapoznać czytelnika z ważniejszymi próbami wyjścia teorii poza zakres relatywistycznej mechaniki kwantowej i dyskutuje problem grawitacji na poziomie kwantowym. Mimo tego dość jednoznacznego sprecyzowania zakresu zagadnień teorii pola omawianych w monografii ma ona imponujące rozmiary 780 stron.

W związku z celem części książki napisanej przez A. Sokołowa — którym jest wprowadzenie w metody liczenia teorii współczesnych — szczególnie pięknie przejawia się jego talent dydaktyczny w wyborze i w wykładzie przedstawionych zagadnień. Szkoda może tylko, że autor nie posługuje się dość powszechnie przyjętą notacją wektora stanu oraz nie stawia wyraźnie kwestii wyboru obrazu, co może zwłaszcza uczyniłoby jaśniejszą sprawę wytransformowania fotonów podłużnych. Podkreślić jednak należy szczególną elegancję matematyczną, z którą wykonuje on rachunki (np. paragrafy 20, 21), oraz bardzo celowe podanie przy omawianiu ważniejszych problemów (np. atom wodoru, zjawisko Zeemana), przeglądu historycznego metod i wyników wszystkich teorii — poczynając od prymitywnych modeli klasycznych, a kończąc na subtelnym rozważaniach elektrodynamiki kwantowej. Należy też zwrócić uwagę na interesujące filozoficznie naświetlenie przez autora szeregu problemów związanych z mechaniką kwantową, dokoła których toczy się ostra walka ideologiczna. Jasność wykładu czyni dostępną elektrodynamikę kwantową Sokołowa dla czytelnika, znającego zwykły kurs mechaniki kwantowej i elektrodynamiki klasycznej.

W teorii cząstek elementarnych D. Iwanienki bardzo interesujący wydaje się rozdział pierwszy, zawierający krytyczne omówienie współczesnych prądów w literaturze. Krytyczne poglądy fizyka tej miary, co D. Iwanienko, niewątpliwie zasługują na szczególną uwagę.

Przechodząc do szczegółowego omawiania części książki napisanej przez A. Sokołowa, należy podnieść, że przy wyborze materiału autor starał się uwzględnić w swych wywodach jedynie raczej trwale i nie budzące zastrzeżeń wyniki elektrodynamiki kwantowej. Mimo dużej abstrakcyjności niektórych rozważań zawsze kła-

dzie on istotny nacisk na ich stronę fizyczną, w odróżnieniu np. od książki Wentzla, w której raczej dominuje strona formalna.

Rozdział pierwszy, teoria pola swobodnego, zawierający wprowadzenie w metody drugiej kwantyzacji, omawia zagadnienia nie budzące chyba żadnej wątpliwości. Może kwestia pudła periodyczności wprowadzonego raczej formalnie wymagałaby nieco obszerniejszego komentarza. Rozdział drugi, kwantowa teoria oddziaływania i promieniowania, zawiera przedstawienie podstawowych zagadnień elektrodynamiki kwantowej oraz podane na jej gruncie teorie szeregu zjawisk. Rozdział trzeci, poświęcony teorii pozytonu, zawiera również szereg konkretnych rachunków, między innymi kaskadową teorię lawin. Szkoda może, że ważny teoretycznie problem pozytonu nie został tu potraktowany nieco obszerniej.

Szczególnie ciekawy i ważny jest rozdział czwarty — teoria próżni elektronowo-pozytonowej. Zawiera on omówienie szeregu trudnych problemów fizycznej próżni; dyskusjonowane są w nim — szkoda może, że nie obszerniej — metody regularyzacji. Podano tu też konkretne rachunki prowadzące do szeregu najważniejszych poprawek (np. przesunięcie Lamba) wynikających z elektrodynamiki kwantowej. Materiał podany przez A. Sokółowa zawiera w sobie wiele jego własnych ważnych wyników z prac oryginalnych.

Szkoda może, że w wywodach A. Sokółowa, poświęconych współczesnym metodom rachunku, nie została podana teoria Feynmana, której metody rachunkowe odnoszą dziś liczne sukcesy (np. w problemie stanów związanych); systematyzacja przez wykresy Feynmanowskie bardzo pomaga w konkretnych rachunkach. Żałować też należy, że problemy naocznego realizmu i związanej z nim reprezentacji oddziaływania, ważne w teoriach współczesnych, nie zostały obszerniej włączone do monografii (krótko te sprawy są referowane w części książki napisanej przez D. Iwanienkę). Oczywiście nie zmniejsza to w niczym zalet materiału wybranego przez A. Sokółowa, w których zawiera się bardzo obszerny i ważny zakres zagadnień, wyraźnie daje się jednak odczuwać brak w światowej literaturze monograficznej wyżej wspomnianych problemów ujętych w zwarty sposób (istnieją tylko poza pracami oryginalnymi nieliczne referaty zbiorcze np. Beresteckiego w Usp. Fiz. Nauk).

W drugiej części książki, napisanej przez D. Iwanienkę, szczególnie interesujący wydaje się rozdział pierwszy, poświęcony cząstkom elementarnym. Autor dyskutuje tam własności czasu i przestrzeni oraz podaje obszerny przegląd posiadanych przez fizykę dzisiejszą wiadomości o cząstkach elementarnych. Podaje on tam również ogólną ocenę relatywistycznej mechaniki kwantowej (bardzo ciekawe są tu uwagi o teoriach z wyższymi pochodnymi w związku z problemem regularyzacji). W obszernym paragrafie trzecim wreszcie autor omawia szereg ważniejszych prób modyfikacji teorii wychodzących poza konwencjonalną teorię prowadzącą do nieskończoności. Między innymi dyskutuje on ciekawe zagadnienie równoważności teorii z wyższymi pochodnymi z teoriami z rozmytym źródłem (s. 569), możliwości nieliniowych uogólnień teorii, nielokalną teorię Yukawy, jak i szereg innych współcześnie rozważanych hipotez. Teoriom nielokalnym poświęcono może zbyt mało uwagi w porównaniu z innymi. Zbyt też może fragmentarycznie omówiono tu teorię macierzy  $S$  i, jakby się wydawało, nie dość wyraźnie podkreślono znaczenie przedstawienia Dysona macierzy  $S$  w teorii współczesnej. Bardzo ciekawe wydają się wnioski końcowe Iwanienki w tym paragrafie (s. 637), oraz uwagi dotyczące dalszego postępu w teorii cząstek elementarnych. D. Iwanienko wypowiada tam zdanie, że trudno jest dziś mówić, czy „ogólna” teoria cząstek elementarnych bez nieskończoności zostanie osiągnięta na drodze dalszego rozwijania teorii próżni

fizycznej, czy też decydujący krok naprzód przyniesie zupełnie nową teorię. Zdaniem autora sytuacja w fizyce dzisiejszej przypomina czasy przed odkryciem mechaniki kwantowej, rozwiązanie przyszło wtedy z dwóch stron, od zupełnie nowej na ówczesne czasy mechaniki falowej, oraz wydedukowanej z teorii dyspersji przez uogólnienie za pomocą zasady odpowiedniości mechaniki macierzowej. (Droga teorii próżni byłaby więc analogiczna do drogi przez zasadę odpowiedniości). Oczywiście najważniejsze obecnie jest zbieranie jak największego materiału empirycznego.

W rozdziale drugim, poświęconym teorii grawitacji, autor zajmuje się znaczeniem pola ciężkości w teorii cząstek elementarnych, między innymi kwantowaniem słabego pola grawitacyjnego prowadzącym do hipotetycznych grawitonów, oraz promieniowaniu pola grawitacyjnego.

Godnym podkreślenia jest pogład autora, że w teorii cząstek elementarnych nie powinno się, tak jak to z reguły czyni większość autorów, ignorować faktu istnienia pola grawitacyjnego. Rozdział trzeci wreszcie poświęcony jest procesom wielokrotnym oraz przesunięciom izotopowym. Do części książki napisanej przez D. I w a n i e n k ę weszło wiele ważnych wyników z oryginalnych prac tego autora.

W zakończeniu należy dodać, że poglądy na problemy, którym poświęcona jest omawiana monografia, ulegają ciągłej ewolucji, liczba hipotez związanych z podstawami teorii cząstek elementarnych stale się zwiększa (np. w zestawieniu ważniejszych hipotez podanym przez D. I w a n i e n k ę nie znalazła się już nowa klasyczna teoria elektronu Diraca).

Reasumując trzeba stwierdzić, że znakomita monografia A. I w a n i e n k i i D. S o k o ł o w a, dając mniej lub bardziej pełny przekrój dzisiejszego stanu kwantowej teorii pola i teorii cząstek elementarnych, stanowi bardzo cenną pozycję w światowej literaturze teoretycznej.

Podkreślić należy na zakończenie piękną szatę graficzną książki.

J. Plebański

### Życie Szkoły Wyższej

Coraz żywszy rozwój naszych wyższych uczelni w czasach ostatnich — zwłaszcza po przebyciu ważnego etapu, jakim był I Kongres Nauki Polskiej — ujawniał wyraźnie potrzebę istnienia czasopisma naświetlającego możliwie wszechstronnie i obszernie zagadnienia związane z działalnością tych uczelni. Czasopismo mające sprostać tej potrzebie zaczęło ukazywać się w roku bieżącym. Jest nim wydawany przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe miesięcznik *Życie Szkoły Wyższej*, będący kontynuacją i poważnym rozszerzeniem *Życia Nauki*.

O celach i zadaniach nowego czasopisma informuje w sposób wyczerpujący wypowiedź redakcji w nr 1. Czytamy tu, że ma ono „*stać się rzeczywistym organem szkoły wyższej, odzwierciedlić jej bogate życie, jej problematykę pedagogiczno-wychowawczą i naukową... stać się aktywnym współorganizatorem najważniejszych procesów, zachodzących w szkole wyższej*“. Wciągając do współpracy szerokie rzesze pracowników nauki powinno ono na swym odcinku przyczyniać się do powstawania nowego typu uczelni wyższej, służącej sprawie przekształcania się naszego narodu w naród socjalistyczny.

*Życie Szkoły Wyższej* ma zajmować się zarówno stroną dydaktyczną i wychowawczą działalności wyższych uczelni, jak i jej stroną naukowo-badawczą. Z licznych zagadnień, które się tu nasuwają, przytoczymy dla przykładu niektóre, nie kusząc się oczywiście o wyczerpanie ich listy. Jednym z nich — i to nader zasadniczym — jest właściwe powiązanie wzajemne obu wyżej wymienionych podstawowych stron

fizycznej, czy też decydujący krok naprzód przyniesie zupełnie nową teorię. Zdaniem autora sytuacja w fizyce dzisiejszej przypomina czasy przed odkryciem mechaniki kwantowej, rozwiązaniem przyszło wtedy z dwóch stron, od zupełnie nowej na ówczesne czasy mechaniki falowej, oraz wydedukowanej z teorii dyspersji przez uogólnienie za pomocą zasady odpowiedniości mechaniki macierzowej. (Droga teorii próżni byłaby więc analogiczna do drogi przez zasadę odpowiedniości). Oczywiście najważniejsze obecnie jest zbieranie jak największego materiału empirycznego.

W rozdziale drugim, poświęconym teorii grawitacji, autor zajmuje się znaczeniem pola ciężkości w teorii cząstek elementarnych, między innymi kwantowaniem słabego pola grawitacyjnego prowadzącym do hipotetycznych grawitonów, oraz promieniowaniem pola grawitacyjnego.

Godnym podkreślenia jest pogląd autora, że w teorii cząstek elementarnych nie powinno się, tak jak to z reguły czyni większość autorów, ignorować faktu istnienia pola grawitacyjnego. Rozdział trzeci wreszcie poświęcony jest procesom wielokrotnym oraz przesunięciom izotopowym. Do części książki napisanej przez D. Iwanienkę weszło wiele ważnych wyników z oryginalnych prac tego autora.

W zakończeniu należy dodać, że poglądy na problemy, którym poświęcona jest omawiana monografia, ulegają ciągłej ewolucji, liczba hipotez związanych z podstawami teorii cząstek elementarnych stale się zwiększa (np. w zestawieniu ważniejszych hipotez podanym przez D. Iwanienkę nie znalazła się już nowa klasyczna teoria elektronu Diraca).

Reasumując trzeba stwierdzić, że znakomita monografia A. Iwanienki i D. Sokółowa, dając mniej lub bardziej pełny przekrój dzisiejszego stanu kwantowej teorii pola i teorii cząstek elementarnych, stanowi bardzo cenną pozycję w światowej literaturze teoretycznej.

Podkreślić należy na zakończenie piękną szatę graficzną książki.

J. Plebański

### Życie Szkoły Wyższej

Coraz żywszy rozwój naszych wyższych uczelni w czasach ostatnich — zwłaszcza po przebyciu ważnego etapu, jakim był I Kongres Nauki Polskiej — ujawniał wyraźnie potrzebę istnienia czasopisma naświetlającego możliwie wszechstronnie i obszernie zagadnienia związane z działalnością tych uczelni. Czasopismo mające sprostać tej potrzebie zaczęło ukazywać się w roku bieżącym. Jest nim wydawany przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe miesięcznik *Życie Szkoły Wyższej*, będący kontynuacją i poważnym rozszerzeniem *Życia Nauki*.

O celach i zadaniach nowego czasopisma informuje w sposób wyczerpujący wypowiedź redakcji w nr 1. Czytamy tu, że ma ono „stać się rzeczywistym organem szkoły wyższej, odzwierciedlić jej bogate życie, jej problematykę pedagogiczno-wychowawczą i naukową... stać się aktywnym współorganizatorem najżywniejszych procesów, zachodzących w szkole wyższej“. Wciągając do współpracy szerokie rzesze pracowników nauki powinno ono na swym odcinku przyczynić się do powstawania nowego typu uczelni wyższej, służącej sprawie przekształcania się naszego narodu w naród socjalistyczny.

*Życie Szkoły Wyższej* ma zajmować się zarówno stroną dydaktyczną i wychowawczą działalności wyższych uczelni, jak i jej stroną naukowo-badawczą. Z licznych zagadnień, które się tu nasuwają, przytoczymy dla przykładu niektóre, nie kusząc się oczywiście o wyczerpanie ich listy. Jednym z nich — i to nader zasadniczym — jest właściwe powiązanie wzajemne obu wyżej wymienionych podstawowych stron



działalności wyższej uczelni: pracy badawczej i dydaktyczno-wychowawczej. Należy przy tym wyraźnie podkreślić rolę tej ostatniej, zwłaszcza dla sprawy przygotowywania kadr specjalistów, potrzebnych do realizowania planów narodowych. Dalszym bardzo ważnym tematem jest organizacja nauczania, rozumiana w najszerszym znaczeniu słowa — od najogólniejszych zagadnień dydaktyki i wychowania aż do spraw stosunkowo wąskich, np. takich, jak sposób prowadzenia ćwiczeń referatowych czy zadania opiekuna grupy studenckiej. Pismo stawia sobie ponadto zadanie informowania o stanie i rozwoju szkół wyższych za granicą, w szczególności w Związku Radzieckim i w krajach demokracji ludowej, oraz zamierza przypominać i popularyzować postępowe tradycje nauki polskiej.

Cztery pierwsze zeszyty *Życia Szkoły Wyższej* realizują nakreślone wyżej zapowiedzi programowe. W objętości przeszło 500 stron druku znajdujemy w nich materiał tak różnorodny i tak bogaty, że musimy się tu ograniczyć jedynie do ogólnej charakterystyki, gdyż podanie pobieżnego nawet streszczenia najważniejszych artykułów i wypowiedzi byłoby na tym miejscu niemożliwe. Nie ulega wątpliwości, że każdy pracownik nauki, zwłaszcza (choć bynajmniej nie jedynie!) zatrudniony w dydaktyce, powinien zapoznać się z poruszaną tam problematyką, niektóre zaś artykuły powinien przestudiować dokładniej, tak aby móc zawarte w nich uwagi i wskazówki wykorzystać we własnej pracy. W wielu przypadkach ułatwią mu one tę pracę, oszczędzą немало trudu odkrywania na nowo spraw, które zostały należycie prze-myślane i wyjaśnione, a które po odpowiednim przystosowaniu i jemu oddadzą cenne usługi. Przedstawiciele wszystkich gałęzi nauki znajdują w czasopiśmie materiały, które ich specjalnie zainteresują. Nie chodzi tu oczywiście o jakieś gotowe recepty postępowania. Często jednak widzimy, jak trudno dają sobie radę nawet bardzo uzdolnieni i twórczy w swej dziedzinie specjaliści z zagadnieniami organizacji nauczania czy problemami dydaktycznymi w ściślejszym znaczeniu. Jeśli nawet poglądy przedstawione w jakimś artykule wyraźnie różnią się od naszych, zapoznanie się z nimi jest pożyteczne chociażby dlatego, by móc sprecyzować własny sąd, znaleźć nowe argumenty za jego słusznością, a może także — by dokonać pewnej rewizji własnego stanowiska.

Jeśli chodzi o układ treści, to każdy zeszyt rozpoczyna się od komunikatów i artykułów o charakterze ogólnym, specjalnie aktualnych w danej chwili. Tak np. w zeszycie marcowym ta część poświęcona jest pamięci Józefa Stalina.

Z kolei w zeszytach 1—3 idzie podstawowy dział pt. „Problemy i doświadczenia“, w którym znajdujemy analizę tych głównych zagadnień działalności szkół wyższych, o jakich wspomniano na wstępie. Dla przykładu jedynie wymienimy kilka pozycji. W zesz. 1: M. Fleszar „Z warsztatu pracy rektora“, P. Teterwak „Z problematyki planowania“; w zesz. 2: J. Kuźba „Z doświadczeń studiów II stopnia“; w zesz. 3: „Narady produkcyjne“, I. Malecki „Rozwój badań kompleksowych w naukach technicznych“. Dział następny jest poświęcony „Nauce i szkołom wyższym za granicą“, „Sprawozdania i kronika“ zawierają liczne krótkie artykułiki na stosunkowo węższe tematy, jakkolwiek niektóre pozycje wiążą się swym charakterem bardzo wyraźnie z działem „Problemów i doświadczeń“. W dziale tym można także znaleźć mnóstwo ciekawych myśli, informacji i sugestii, o których była mowa poprzednio. Z kolei spotykamy rubryki: „ZZNP na wyższych uczelniach“, „Recenzje“ oraz notatki aktualne. Cenną pozycją w zeszycie 3 jest przedruk rozprawy Jana Śniadeckiego „O Koperniku“ ze wstępem wydawcy (R. Zulińskiego). Wchodzi ona do działu: „Z postępowych tradycji nauki“.

Zeszyt 4 jest poświęcony w całości Zjazdowi Rektorów, Prorektorów i Dziekanów Szkół Wyższych, który odbył się w dn. 30. III — 1. IV 1953 r. w Warszawie. Zasadniczą część zeszytu stanowią trzy referaty: ministra A. R a p a c k i e g o: „O wyższą socjalistyczną jakość kadr dla gospodarki i kultury narodowej“, wiceministra H. G o l a ń s k i e g o „O dalszy wzrost sprawności szkolenia w wyższych uczelniach“ i wiceministra E. K r a s s o w s k i e j: „O planowy rozwój młodych kadr naukowych“.

Jeśli na wstępie niniejszych uwag wspomniano, że każdy pracownik nauki powinien zapoznać się z artykułami zawartymi w bieżących zeszytach omawianego czasopisma, to o ileż bardziej konieczne jest przestudiowanie ważnych i nieraz bardzo szczegółowych wytycznych do wszelkich działań pracy pedagogicznej i naukowej w uczelniach wyższych, jakie znajdujemy w tych referatach. Z natury rzeczy wynika, że wytyczne owe mają szczególne znaczenie dla całokształtu działalności naszych uczelni; zarówno kreślą one podstawy ideologiczne tej działalności, jak również dają szereg konkretnych przykładów dobrej, ale niekiedy także niewłaściwej pracy dydaktyczno-wychowawczej. Tym swoim „ciężarem gatunkowym“ zeszyt 4 wyróżnia się niewątpliwie wśród pozostałych. Również w dyskusji podanej w wyjątkach w zakończeniu zeszytu spotykamy dużo uwag ogólnie interesujących, które uzupełniają wywody przedstawicieli Rządu. Część wypowiedzi dyskusyjnych ma znaleźć się w zeszycie następnym.

Kończąc przegląd czterech pierwszych zeszytów *Życia Szkoły Wyższej* recenzent z *Postępów Fizyki* nie może nie zwrócić uwagi na brak wypowiedzi i artykułów na tematy związane ze studiami nauk ścisłych na uniwersytetach. Potrzeba ich nie ulega chyba wątpliwości — należy więc przypuszczać, że nasi matematycy, fizycy, astronomowie, chemicy również zabiorą głos w dalszych zeszytach, poddając oświeeleniu swoistą problematykę swych specjalności i przyczynią się w ten sposób do bardziej harmonijnego rozwoju tego tak ważnego i pożytecznego czasopisma.

W. Kapuściński



### Polska Akademia Nauk

W dniu 16 marca br. odbyło się VII zebranie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk, na którym referowane były następujące prace z fizyki:

M. Günther — Próba relatywistycznego sformułowania zagadnienia wielu elektronów (referował akademik W. Rubinowicz).

Akademik W. Rubinowicz — Rola fali ugięcia w zjawiskach dyfrakcji Fraunhofera.

W dniu 20 kwietnia odbyło się VIII zebranie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk. Zebranie składało się z części problemowej, części referatywnej i części organizacyjnej. W części problemowej akademik L. Infeld wygłosił referat na temat „Teoria Kopernika a zagadnienie grawitacji w fizyce współczesnej“.

### Wydawnictwa Polskiej Akademii Nauk

Wśród wydawnictw Polskiej Akademii Nauk pojawiać się będzie obcojęzyczny *Biuletyn* oraz *Sprawozdania z Czynności i Prac Polskiej Akademii Nauk*.

*Biuletyn* przeznaczony jest dla czytelników zagranicznych i wychodzi w dwóch wersjach: rosyjskiej i mieszanej angielsko-francusko-niemieckiej. Początkowo ukazywać się będą trzy serie *Biuletynu*:

- a) nauk biologicznych, medycznych i rolniczych (Wydział II),
- b) nauk matematyczno-fizycznych, chemicznych i geologiczno-geograficznych (Wydział III),
- c) nauk technicznych (Wydział IV).

Redaktorem naczelnym *Biuletynu* jest prof. K. Kuratowski, członek rzeczywisty PAN, a redaktorem serii b) jest prof. L. Infeld, członek rzeczywisty PAN.

*Sprawozdania z Czynności i Prac Polskiej Akademii Nauk* mają być czasopismem o charakterze sprawozdawczym i zamieszczać będą sprawozdania Sekretarza Naukowego i Sekretarza Wydziałów, Komitetów, Instytutów i innych placówek podległych PAN. *Sprawozdania z posiedzeń naukowych* zawierać będą nie tylko streszczenia wygłoszonych referatów, lecz także przebieg i wynik dyskusji. Naczelnym redaktorem *Sprawozdań* jest prof. W. Wierzbicki, członek rzeczywisty PAN, a redaktorem dla Wydziału III — prof. S. Pieńkowski, członek rzeczywisty PAN.

### Otwarcie Roku Kopernikowskiego

Uroczysta inauguracja obchodów Roku Kopernikowskiego odbyła się w dniu 24 maja we Fromborku w obecności Prezesa Rady Ministrów. W tymże dniu w Warszawie złożono wieńce pod pomnikiem Kopernika. Przemówienie wygłosił prof. J. Dembowski, Prezes PAN, Marszałek Sejmu. W imieniu Polskiego Towarzystwa Fizycznego wieńce z czerwonych róż złożył Sekretarz Zarządu Głównego PTF prof. T. Skaliński. W Krakowie w dniu 24 maja odbył się ogólnopolski zjazd Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii.

Komitet Honorowy Roku Kopernikowskiego powziął szereg uchwał, z których notujemy:

podjęcie inicjatywy rekonstrukcji domu zabytkowego przeznaczonego na Muzeum Kopernikowskie w Toruniu oraz wieży Kopernikowskiej we Fromborku, przyznania nagród młodym pracownikom naukowym za najlepsze prace kandydackie z zakresu astronomii, matematyki, fizyki, geofizyki i ekonomii.

Komitet Honorowy Roku Kopernikowskiego wzywa instytucje naukowe, szkoły, organizacje społeczne i oświatowe do współpracy nad upowszechnieniem i pogłębieniem znajomości życia i dzieła Kopernika wśród najszerszych mas narodu polskiego.

### Robert Hooke (1635—1703)

W dniu 3 marca br. minęło 250 lat od śmierci Roberta Hooke'a, jednego z największych fizyków XVII wieku. Robert Hooke urodził się w roku 1635, to jest sześć lat przed Newtonem. Studiował w kolegium Christ Church w Oxfordzie, gdzie został asystentem Boyle'a. Znalazł się tam w gronie stanowiącym ośrodek nowej „Filozofii Eksperymentalnej” radykalnie zrywającej z uświęconymi w przeszłości autorytetami i uznającej doświadczenie za podstawę wiedzy. Idee te stały się fundamentem działalności Royal Society, które w tym czasie zostało założone.

Przez szereg lat Hooke zajmował stanowisko tak zwanego kuratora w Royal Society, którego później został sekretarzem. Po wielkim pożarze Londynu w roku 1666 współpracował wydatnie z wielkim architektem Sir Christopherem Wrenem w dziele odbudowy.

Umysł Hooke'a odznaczał się niezwykłą wszechstronnością. Szczególnie obdarzony był zdolnościami w kierunku konstrukcyjnym, zarówno w zakresie projektowania, jak i samego wykonania, odznaczał się bowiem niezwykłą biegłością w robotach ręcznych. Z długiej listy przyrządów, które wynalazł lub ulepszył, wymienić należy: pompę próż-

niową, stanowiącą znaczne udoskonalenie pompy Guerickego, hygrometr i pluwiometr. Zaprojektował przyrządy meteorologiczne samoczynnie zapisujące. Zaplanował i naszkicował mechanizm zegarowy do przesuwania teleskopu dla skompensowania pozornego ruchu obserwowanej gwiazdy, skonstruował praktycznie użyteczny mikroskop złożony, poświęcając wiele uwagi zagadnieniu oświetlenia preparatu. Był pierwszym, który zaproponował użycie obiektywów immersyjnych. Skonstruował również przesłone irysową, refraktometr do cieczy, helioskop, maszyny do sondowania. Istnieją wskazówki, że wynalazł maszynę do mnożenia i dzielenia.

Rola Hooke'a w rozwoju nauki nie ogranicza się jednak do konstruowania przyrządów. W r. 1674, przed ukazaniem się publikacji Newtona na ten temat, Hooke wyraził pogląd, że zagadnienie ruchu planet jest zagadnieniem czysto dynamicznym i że planety krążą po orbitach zamkniętych skutkiem działania sił grawitacyjnych. Nieco później sformował prawo proporcjonalności siły grawitacyjnej do odwrotności kwadratu odległości, nie potrafił jednak udowodnić matematycznie, że eliptyczność orbit wynika z prawa odwrotnych kwadratów.

W nauce o sprężystości odkrył fundamentalne prawo noszące jego nazwisko i głównie dzięki temu pamięć o nim przetrwała wśród fizyków. Zapomniano natomiast, że stwierdził również periodyczność ruchu w przypadku kiedy siła przeciwstawiająca się odkształceniu jest do niego wprost proporcjonalna co do bezwzględnej wartości. Jego poglądy na istotę ciepła są zdumiewająco nowoczesne: „jest to nic innego jak bardzo szybki i gwałtowny ruch cząstek ciała”.

### August Witkowski (1853—1913)

W roku bieżącym przypada 100 rocznica urodzin Augusta Witkowskiego, a również 40 rocznica jego śmierci.

U schyłku XIX stulecia i w pierwszych latach XX, kiedy jedynym niemal ośrodkiem w Polsce, w którym nauka mogła się względnie swobodnie rozwijać był Kraków, działało w Uniwersytecie Jagiellońskim kilku wysokiej miary fizyków dając początek nowoczesnie ujętym badaniom fizycznym w Polsce. Wśród nich wybitną rolę odegrał jako wnikliwy badacz i świetny nauczyciel August Witkowski, który w 1888 r. objął katedrę fizyki doświadczalnej po Zygmuncie Wróblewskim i zajmował ją aż do śmierci w r. 1913. Przedmiotem prac badawczych Witkowskiego były przede wszystkim zjawiska termodynamiczne w gazach.

W najbliższym zeszycie *Postępów Fizyki* ukaże się o Augustie Witkowskim obszerniejsze wspomnienie prof. S. Lorii, który w okresie swoich studiów w Krakowie był jego asystentem.

#### O. D. Chwolson (1852—1934)

Zeszyt 2 (1953) czasopisma *Więstnik Akademii Nauk ZSRR* zawiera sprawozdanie z czwartego posiedzenia Komisji Historii Nauk Matematyczno-Fizycznych Akademii Nauk ZSRR, poświęconego stuleciu urodzin O. D. Chwolsona. O działalności pedagogicznej Chwolsona mówił prof. K. K. Baumgart podnosząc jego ogromną erudycję i talent wykładowcy. „Kurs Fizyki“ Chwolsona jest wysoko cenionym podręcznikiem nie tylko w Rosji ale i poza jej granicami. Podręcznik doczekał się wielu wydań i był tłumaczony na obce języki. Zasługi naukowe, dydaktyczne i organizacyjne Chwolsona omawiał prof. P. A. Znamiecki. Dorobek naukowy Chwolsona obejmuje około 40 prac z różnych dziedzin fizyki. Zajmował się a także elektrochemią i aktynometrią. zagadnieniami rozpraszania światła. Wiele uwagi poświęcał Chwolson sprawie zaopatrzenia szkół w przyrządy fizyczne produkcji krajowej. Po Rewo-

lucji Październikowej wybitnie wzmógł działalność na tym polu. Był długoletnim członkiem Komitetu Naukowego Ministerstwa Oświaty, gdzie pełnił funkcje recenzenta prac naukowych i podręczników fizyki. Zmiany w szkolnictwie oparte na uchwałach Komitetu Centralnego WKP(b) z lat 1931 i 1932 pobudziły Chwolsona do wystąpienia z projektem zmiany programu nauczania fizyki w szkołach średnich.

O. D. Chwolson był od r. 1920 członkiem honorowym rosyjskiej Akademii Nauk. Odznaczony był orderem Czerwonego Sztandaru Pracy i godnością Bohatera Pracy.

#### Beniamin Thompson Rumford (1753—1814)

Beniamin Thompson urodził się przed dwustu laty w miejscowości Woburn w pobliżu Bostonu w Stanie Massachusetts. Brał udział w wojnie o niepodległość Stanów Zjednoczonych po stronie brytyjskiej, a po zakończeniu wojny przeniósł się do Anglii, następnie zaś na kontynent Europy. Przez czternaście lat przebywał w Monachium, gdzie zajmował stanowisko doradcy elektora bawarskiego wykazując wybitne zdolności administracyjne. Został przez elektora bawarskiego kreowany hrabią Świętego Cesarstwa Rzymskiego i przyjął tytuł hrabiego Rumford, pod którym jest bardziej znany niż pod swoim właściwym nazwiskiem. W r. 1798 powrócił do Anglii, a w r. 1802 osiedlił się w Paryżu, gdzie ożenił się z wdową po znakomitym chemiku Lavoisier. Zmarł w roku 1814.

Prace badawcze Rumforda przyczyniły się w znacznym stopniu do wyjaśnienia natury zjawisk cieplnych. W tym okresie toczył się spór między zwolennikami poglądu, że ciepło ma charakter substancjalny a zwolennikami poglądu, wyrażonego już wcześniej przez Boyle'a i Hooke'a, że ciepło jest związane z ruchem, to znaczy jest formą

energii. Wyniki prac Rumforda wyraźnie wskazywały na słuszność tego drugiego poglądu. Znané jest jego doświadczenie polegające na doprowadzeniu do wrzenia wody w naczyniu, w którym obracano z dużym tarcielem walec metalowy w łożysku.

W późniejszych jego doświadczeniach ciepło było wytwarzane przez tarcie między dwiema płytami metalowymi, zanurzonymi w wodzie. Okazał w tych doświadczeniach, że takie źródło ciepła nie ulega wyczerpaniu i że nie można odkryć najmniejszej zmiany w ciężarze ani też w ciepłe właściwym płyt. Dokonał przy tym pierwszego pomiaru mechanicznego równoważnika ciepła i otrzymał wartość odpowiadającą 611 kgm/kal.

Sam Rumford zdawał sobie sprawę z tego, że wartość przez niego otrzymana jest zbyt wielka. Przedmiotem badań Rumforda były również zjawiska przenoszenia ciepła. Mierzył przewodnictwo ciepłe wody, rtęci i powietrza i obserwował wpływ ciśnienia powietrza na jego przewodnictwo. Stwierdził przy tym własności izolacyjne próżni, co wykorzystał Violle, a później Sir James Dewar, wynalazca znanych naczyń izolacyjnych. Rumford był pierwszym, który odkrył, że ciepło może się przenosić przez promieniowanie i pokazał, że ciała czarne promieniują z większym natężeniem niż ciała silnie odbijające. W Paryżu zdobył sobie opinię dziwaka, gdyż w zimie nosił białe ubrania, żeby tracić mniej ciepła przez promieniowanie. Zwrócił również uwagę na rolę prądów konwekcyjnych w przenoszeniu ciepła, chociaż termin „konwekcja” został po raz pierwszy użyty dopiero w 1834 r. przez Prouta. Zajmował się również włoskowatością. Rumford dokonał wielu wynalazków praktycznych — ulepszył lampy olejowe i zbudował piece węglowe o zwiększonej wydajności. Jego konstrukcją jest fotometr świecowy przez długi czas powszechnie używany w pracowniach.

## Piętnastolecie śmierci W. K. Lebedińskiego

W Leningradzie odbyło się wspólne posiedzenie Komisji Historii Nauk Matematyczno-Fizycznych, Akademii Nauk ZSRR i Leningradzkiego Oddziału Wszeczwiązkowego Naukowo-Technicznego Towarzystwa Radiotechniki i Łączności Elektrycznej im. A. S. Popowa poświęcone uczczeniu pamięci W. K. Lebedińskiego w związku z piętnastolecie jego śmierci. O życiu i działalności W. K. Lebedińskiego mówił prof. W. A. Ostroumow podkreślając jego zasługi jako badacza i jako autora. W r. 1906 Lebediński wydał „Fale elektromagnetyczne i zasady telegrafii bezprzewodowej”, a w r. 1911 ukazał się pod jego redakcją zbiór klasycznych prac pod ogólnym tytułem „Drgania i fale elektryczne”. Oryginalne prace W. K. Lebedińskiego z dziedziny fal elektromagnetycznych uważane są przez specjalistów za wysoce wartościowe. Po Rewolucji Październikowej pracował w radio-laboratorium, które założył w Niżnym Nowgorodzie z polecenia W. I. Lenina.

## Dwuchsetna rocznica Eksperymentu Filadelfijskiego

W roku bieżącym upływa 200 lat od wykonania przez Beniamina Franklina słynnego doświadczenia, którego wynik stanowi dowód, że błyskawice, pioruny itp. zjawiska polegają na wyładowaniach elektrycznych identycznych w swojej istocie z podobnymi zjawiskami uzyskiwanymi w laboratoriach. Franklin puszczał latawiec na jedwabnym sznurku na dużą wysokość. Kiedy skutkiem deszczu sznurek stał się wilgotny, nabój elektryczny spłynął po nim do butelki lejdejskiej. Próby dokonane przez Franklina z butelką lejdejską naładowaną w ten sposób wykazały, że elektryczność atmosferyczna nie posiada jakiejś odrębnej natury, ale jest tą samą elektrycznością, jaka się poja-

wia np. przy pocieraniu bursztynu o tkaninę. Badania te doprowadziły Franklina do wynalezienia piorunochronu.

### Trzydziestolecie odkrycia zjawiska Comptona

Teoria fotonowa promieniowania, wysunięta w r. 1905 przez Einsteina dla wyjaśnienia wyników badań nad zjawiskiem fotoelektrycznym, znalazła potwierdzenie w szeregu faktów doświadczalnych odkrytych już po jej ogłoszeniu. Wśród nich najbardziej może przekonywające jest zjawisko polegające na występowaniu promieniowania o długości fali zwiększonej w porównaniu z promieniowaniem pierwotnym przy rozproszeniu promieniowania X, w szczególności na pierwiastkach lekkich. Pewne anomalie w pochłanianiu promieni X były obserwowane już wcześniej i próbowano je wyjaśnić pojawianiem się wtórnego promieniowania o zmniejszonej częstości. A. H. Compton pierwszy poddał promieniowanie rozproszone badaniu widmowemu i na otrzymanych wynikach oparł własną koncepcję tego zjawiska sformułowaną w komunikacie ogłoszonym w roku 1923 w *Physical Review* (21,207) a następnie rozwiniętą w pracy „Kwantowa teoria rozpraszania promieni X na lekkich pierwiastkach“, która ukazała się w tymże tomie *Physical Review* (21,483). Compton ujął oddziaływanie między promieniowaniem X a elektronami ciała rozpraszającego jako zderzenia sprężyste między fotonami, które według Einsteina posiadają pęd, a elektronami. Rachunek oparty na elementarnych zasadach mechaniki zderzeń doprowadził Comptona do wyrażenia na długość fali promieniowania rozproszonego pod danym kątem

$$\lambda_{\Theta} = \lambda_0 \left( 1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\Theta}{2} \right), \quad \alpha = \frac{h}{mc \lambda_0}$$

$\Theta$  oznacza tu kąt rozproszenia,  $\lambda_0$  — długość fali promieniowania padającego,

$m$  — masę elektronu,  $c$  — prędkość światła,  $h$  — stałą Plancka.

### Dwudziestopięciolecie zjawiska Ramana

W r. 1928 ukazała się w czasopiśmie *Indian Journal of Physics* praca Sir C. V. Ramana „Nowe promieniowanie“ (*Ind. Journ. of Phys.* 2,387 (1928)) zawierająca stwierdzenie, że w świetle łuku rtęciowego rozproszonym w cieczy występują obok linii widma rtęci nowe linie. To samo zjawisko odkryli niezależnie i ogłosili niemal równocześnie G. Landsberg i L. Mandelstam, którzy w Instytucie Fizyki Teoretycznej Państwowego Uniwersytetu w Moskwie pracowali nad rozproszeniem światła w kryształach (*Zs. f. Phys.* 50, 769 (1928); *Naturw.* 16,558 (1928)).

Linie „ramanowskie“ odpowiadają częstościom zwiększonym lub zmniejszonym w stosunku do linii widma światła ulegającego rozproszeniu, przy czym przesunięcie w skali częstości zależy jedynie od budowy cząsteczkowej ciała rozpraszającego, nie zaś od częstości światła padającego. W elementarnym obrazie można przedstawić zjawisko Ramana jako oddziaływanie pomiędzy fotonami a cząsteczkami ośrodka rozpraszającego. Cząsteczka odbiera część energii fotonu przechodząc do wyższego stanu kwantowego rotacyjno-oscylacyjnego, lub też oddaje część swojej energii fotonowi z przejściem do stanu niższego. Pierwszy przypadek odpowiada występowaniu linii ramanowskiej przesuniętej ku większym częstościom, drugi — ku mniejszym względem linii widma światła padającego. Wielkość przesunięcia częstości wyznaczona jest przez wielkość zmiany energii cząsteczki, to znaczy, że istnieje odpowiedniość między odstępami linii ramanowskich od linii widma światła padającego, a przejściami kwantowymi rotacyjno-oscylacyjnymi, które bezpośrednio określają widmo pasmowe danego ośrodka w dziedzinie podczerwonej.



Poprawna interpretacja zjawiska R a m a n a możliwa jest jednak jedynie na podstawie mechaniki kwantowej.

Metoda analizy struktury cząsteczkowej oparta na zjawisku R a m a n a stała się skutecznym narzędziem badawczym i jest stosowana w bardzo wielu pracowniach.

### Międzynarodowy Kongres Elektroakustyki

W dniach 16 — 24 czerwca br. odbył się w Holandii Międzynarodowy Kongres Elektroakustyki, urządzony przez Międzynarodową Komisję Akustyki Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Kongres został otwarty w Hadze 16 czerwca i następnego dnia przeniósł się do Delft, gdzie odbyła się większość posiedzeń. Były również posiedzenia w Hilversum i Eindhoven. Obrady toczyły się w 7 sekcjach. Przewodniczący poszczególnych sekcji wygłosili referaty stanowiące przeglądy ostatnich postępów w danym zakresie, po czym sekcje wysłuchały szczegółowych referatów i przeprowadziły nad nimi dyskusje. Sekcje były następujące: 1) rejestracji dźwięku, 2) urządzeń głośnikowych, 3) pomiarów akustycznych, 4) audiometrów i aparatów dla osób o osłabionym słuchu, 5) elektroakustyki ultradźwiękowej, 6) elektroakustyki stosowanej do instrumentów muzycznych, 7) izolacji dźwiękowej.

### Zagadnienia pomiarów akustycznych w ZSRR

Odbyła się wspólna rozszerzona konferencja Komisji Akustyki Akademii Nauk ZSRR i Naukowo-Technicznej Rady Komitetu do Spraw Miar i Przyrządów Pomiarowych przy Radzie Ministrów ZSRR. Wygłoszono szereg referatów i przeprowadzono dyskusję.

Przedmiotem referatów były między innymi: projekty jednostek akustycznych, budowa „sztucznego ucha“, metody wyznaczania czułości przyrządów akustycznych za pomocą pomiarów elektrycz-

nych, wyznaczanie charakterystyki mikrofonów, izolacja akustyczna, wpływ drgań akustycznych wielkiej amplitudy na prądy konwekcyjne, rozchodzenie się dźwięku w ośrodkach niejednorodnych, rozpraszanie fal głosowych na powierzchniach niegładkich.

Zebranie powzięło dwie rezolucje: (1) w sprawie ujednoczenia terminologii metod pomiarowych w akustyce, (2) w sprawie konieczności ustalenia norm dla produkowanych akustycznych przyrządów pomiarowych.

### Międzynarodowa Komisja Optyki

Trzeci Kongres Międzynarodowej Komisji Optyki odbył się w Madrycie w dn. 20—21 kwietnia rb. Przedmiotem obrad Kongresu były: 1) symbole i konwencje, 2) normalizacja rysunków oraz normalizacja źródeł promieniowania używanych w badaniach optycznych, 3) prośba Niemieckiego Komitetu Optycznego o przyjęcie do Międzynarodowej Komisji Optyki, 4) Sprawa założenia czasopisma europejskiego *Optica Acta*. Kongresowi przewodniczył prezes Międzynarodowej Komisji Optyki Prof. A. C. S. van Heel (Holandia).

### Sympozjon Fizyki Teoretycznej i Posiedzenie UIPPA

Sympozjon poświęcony podstawowym zagadnieniom fizyki teoretycznej odbędzie się w dniach 15—23 października br. w Tokio. Niektóre posiedzenia odbędą się w Kioto. Przewodniczyć ma prof. H. Yukawa. Posiedzenie administracyjne Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej odbędzie się w tym samym czasie, również w Tokio.

### Sympozjon Optyki Struktury Molekularnej w Paryżu

Sympozjon poświęcony zagadnieniom optyki molekularnej i budowy cząsteczek odbył się w Paryżu w końcu czerwca i na początku lipca br. Właściwy

Sympozjon, który trwał od 29 czerwca do 3 lipca został poprzedzony ścisłym Colloquium na temat metod spektroskopii, urządzonym przez prof. J. Lecomte'a i A. Kastlera w dniach 24—26 czerwca. Po Sympozjonie, w dniach od 6 do 10 lipca odbyło się drugie ścisłe Colloquium na temat struktury molekularnej urządzone przez prof. E. Bauera i prof. M. Magata.

### Konferencja Fizyki Teoretycznej w Berlinie

W dniach 18—21 marca br. odbyła się w Berlinie konferencja poświęcona zagadnieniu interpretacji fizycznej formalizmu teorii kwantowych. Konferencję zorganizowało Towarzystwo Fizyczne Niemieckiej Republiki Demokratycznej.

Istnieje obecnie na terenie Niemiec kilka Towarzystw Fizycznych, które wszystkie należą do Związku Niemieckich Towarzystw Fizycznych (Verband der Deutschen Physikalischen Gesellschaften). Towarzystwo Fizyczne Niemieckiej Republiki Demokratycznej jest instytucją o charakterze roboczym, a nie reprezentacyjnym. Funkcje reprezentacyjne pełni Niemiecka Akademia Nauk, która powstała z dawnej Pruskiej Akademii Nauk.

Oprócz uczonych z Niemieckiej Republiki Demokratycznej w konferencji wzięli udział uczeni z Niemieckiej Republiki Federalnej, oraz goście z Polski — prof. L. Infeld i prof. R. S. Ingarden i z Węgier — prof. L. Janossy i prof. M. Konya. Referaty wygłosili między innymi prof. Möglicher (Berlin) — Przegląd zarzutów krytycznych przeciw podstawom mechaniki kwantowej, prof. Bagge (Hamburg) — Czy istnieją stany wzbudzone cząstek elementarnych?, prof. K. Schröder (Berlin) — Funkcja delta Diraca w teorii dystrybucji Schwarza, dr Heber (Jena) — Uwagi o pracach Bohma o zagadnieniu interpretacji mechaniki kwantowej za pomocą parametrów ukrytych, prof. Infeld (Warszawa) — Elektrodynamika bez

potencjałów, prof. Janossy (Budapest) — Krytyczna analiza teorii względności i teorii kwantów. W dyskusjach brali udział prof. Infeld, prof. Rompe, prof. Janossy, prof. Möglicher i inni. Prof. Janossy wskazał na możliwość wykonania pewnych doświadczeń, których wynik mógłby służyć jako sprawdzian wartości jego koncepcji. Prof. Infeld zaproponował urządzenie następnej konferencji w jednym z krajów demokracji ludowych w roku przyszłym i wyraził nadzieję, że do czasu tej przyszłej konferencji doświadczenia proponowane przez prof. Janossy będą mogły być wykonane.

### Europejska Rada Badań Jądra

Trzecie zebranie Europejskiej Rady Badań Jądra odbyło się w dniach 4—6 października 1952 w Amsterdamie pod przewodnictwem prof. P. Scherrera. Wysłuchano sprawozdania sekretarza generalnego Rady prof. E. Amaldiego oraz sprawozdań poszczególnych zespołów, między innymi zespołu planującego synchrocyclotron, w którym przyspieszane cząstki mają osiągać energię 600 MeV, zespołu prowadzącego studia budowy synchrotronu do przyspieszania protonów co najmniej do 10 GeV ( $10^{10}$  eV), zespołu zajmującego się sprawą budowy i organizacji centralnego europejskiego laboratorium fizyki jądrowej.

Odnosnie budowy wielkiego synchrotronu protonowego zwrócono uwagę na doniosłe znaczenie możliwości zastosowania nowej metody ogniskowania wiązki protonowej. Metoda ta zaproponowana przez E. D. Couranta, M. S. Livingstonstone'a i H. S. Snydera z Brookhaven polega na podzieleniu kierującego pola magnetycznego na odcinki na przemian silnie ogniskujące i rozpraszające. Działanie wypadkowe całego układu jest silnie ogniskujące i oscylacje cząstek około orbity równowagi zachowują niewielką amplitudę. Wstępne studia prowadzą do wniosku, że istnieje



realna możliwość osiągnięcia energii 30 GeV, przy czym energia zawarta w polu magnetycznym nie będzie większa niż w synchrotronie w Brookhaven, projektowanym na 3 GeV. Zespół synchrotronowy postanowił wykorzystać te nowe możliwości. Rada udzieliła na to swojej zgody.

Cztery państwa, to jest Francja, Dania, Holandia i Szwajcaria, zaproponowały, żeby przyszłe europejskie laboratorium było zbudowane na ich terytorium. Po długiej dyskusji Rada jednomyślnie postanowiła przyjąć propozycję Szwajcarii, aby laboratorium było budowane w Genewie.

Sekretarz generalny zakomunikował, że w myśl uchwały poprzedniego zebrania o popieraniu badań promieniowania kosmicznego zorganizowana została ekspedycja w rejonie Morza Śródziemnego celem wysyłania balonów stratosferycznych z kliszami jądrowymi. Ogółem wypuszczono 13 balonów i uzyskano 1300 cm<sup>3</sup> emulsji fotograficznej poddanej promieniowaniu kosmicznemu na wysokości ponad 20 km przeciętnie przez 6½ godzin.

### Konferencja poświęcona analizie widmowej

Staraniem Naczelnej Organizacji Technicznej i Państwowej Komisji Planowania Gospodarczego została zorganizowana w Warszawie w dniach 29 i 30 maja 1953 konferencja naukowo-techniczna na temat widmowej analizy emisyjnej. Celem konferencji było nawiązanie bliższego kontaktu oraz wymiana doświadczeń praktycznych i naukowych pomiędzy pracownikami instytutów naukowo-badawczych, zakładów przemysłowych i wyższych uczelni zajmującymi się spektrochemiczną analizą emisyjną. Konferencja miała charakter narady roboczej pracowników laboratoriów spektrograficznych.

### Acta Geophysica Polonica

Wzrastające znaczenie geofizyki w Polsce zarówno w zakresie fizyki Ziemi,

jak i fizyki hydrosfery i atmosfery, pociągnęło za sobą konieczność koordynacji prac badawczych i podporządkowania ich kierownictwu Zakładu Geofizyki jako organu Polskiej Akademii Nauk. Nowa struktura organizacyjna daje podstawę do założenia czasopisma specjalnie poświęconego geofizyce, któremu nadano nazwę *Acta Geophysica Polonica*.

Redaktorem naczelnym *Acta Geophysica Polonica* jest prof. E. Stenz. Do Komitetu redakcyjnego weszli, poza redaktorem naczelnym, dr Julian Lamber, jako zastępca redaktora, mgr Roman Teisseyre oraz dr Maria Mackiewicz, jako sekretarz redakcji. Radę redakcyjną stanowią: prof. Czesław Białobrzeski, członek tytularny PAN, dr Kazimierz Dębski, prof. Teodor Kopcewicz, dr Tadeusz Olczak, dr Henryk Orkisz, dr Stanisław Pawłowski i prof. Stefan Pieńkowski, członek rzeczywisty PAN.

Pierwszy zeszyt *Acta Geophysica Polonica* ukazał się w kwietniu br.

### Pracownia Fizyczna w SGGW

W semestrze wiosennym roku akademickiego 1952/3 została oddana do użytku pracownia fizyczna, obsługująca studentów wszystkich wydziałów Szkoły Głównej Gospodarstwa Wiejskiego w Warszawie. Jest to pierwsza własna pracownia fizyczna Szkoły Głównej Gospodarstwa Wiejskiego od czasu założenia tej uczelni.

Kierownikiem Katedry Fizyki w Szkole Głównej Gospodarstwa Wiejskiego jest prof. B. Buras.

### Wykłady monograficzne, konwersatoria, seminaria specjalne

W uzupełnieniu poprzednich informacji podajemy:

W Uniwersytecie Jagiellońskim: prowadzone jest przez prof. J. Weysenhoffa wspólnie z prof. B. Średniawą konwersatorium fizyki teoretycznej.

W Uniwersytecie Poznańskim:  
 prowadzone były w r. akad. 1952/3 następujące wykłady monograficzne:

- prof. A. Piekara — Mikrofale,  
 prof. S. Loria — Wybrane działy fizyki ciała stałego,  
 doc. M. Kwiek — Teoria sprężystości,  
 doc. M. Kwiek — Magnetostrykcja,  
 doc. M. Kwiek — Ultradźwięki.

W Uniwersytecie Mikołaja Kopernika  
 w Toruniu:

prowadzony jest wykład monograficzny prof. A. Jabłońskiego „Optyka molekularna“. Odbywa się Colloquium Fizyczne i Colloquium Katedry Fizyki Teoretycznej.

W Uniwersytecie B. Bieruta  
 we Wrocławniu:

prof. J. Rzewuski w roku akad. 1952/3 miał wykład monograficzny „Teoria pola“,

prof. R. S. Ingarden i prof. J. Rzewuski wspólnie z mgr J. Łopuszańskim prowadzili seminarium specjalne na temat promieni kosmicznych.

Wspólnie przez wszystkie katedry fizyki prowadzone były zebrania poświęcone przeglądowi bieżących publikacji.

Na r. akad. 1953/4 są zapowiedziane:

Wykład monograficzny prof. R. S. Ingardena: Wybrane zagadnienia z fizyki statystycznej oraz seminarium specjalne z fizyki teoretycznej (teoria pola, metody fizyki statystycznej i ich zastosowanie).

W Uniwersytecie Łódzkim:

prof. F. J. Wiśniewski prowadzić będzie w roku akad. 1953/4 wykład „Rachunek wariacyjny i jego zastosowania w fizyce“,

prof. L. Natanson prowadzi konwersatorium fizyki doświadczalnej,

mgr A. Zawadzki w r. akad. 1953/4 prowadzić będzie wykład monograficzny „Powłoka elektronowa atomu“.

W Politechnice Warszawskiej:

prof. W. Majewski prowadził w semestrze II r. akad. 1952/3 wykład monograficzny dla słuchaczy kursu magisterskiego Wydziału Łączności pt. „Teoria półprzewodników“,

prof. C. Pawłowski prowadził wykład monograficzny z radiologii przemysłowej i seminarium specjalne z wybranych rozdziałów radiologii przemysłowej,

Zakład Radiologii, wspólnie z innymi Zakładami Oddziału Elektrotechniki Medycznej prowadzi konwersatorium, w którym biorą udział pracownicy naukowcy, a również przedstawiciele przemysłu i medycyny.

W Szkole Głównej Gospodarstwa  
 Wiejskiego:

prof. B. Buras prowadzi seminarium specjalne dla asystentów katedry fizyki z zakresu fizyki ciała stałego.

W Akademii Medycznej w Rokitnicy:

prof. M. Puchalik prowadzi wykład monograficzny oraz seminarium na temat „Metody fizyczne badania struktur związków chemicznych“.

## Polskie Towarzystwo Fizyczne

### Oddział Gdański

W okresie od 5 listopada 1952 do 1 kwietnia 1953 odbyło się 6 posiedzeń naukowych Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

mgr Z. Sobczyński — Badania podwójnych gwiazdek jądrowych w emulacjach fotograficznych;

mgr inż. Z. Ogrzewalski — Z ostatnich osiągnięć nauki radzieckiej: liczniki Czerenkowa i ich zastosowanie;

mgr E. Juszkiewicz — Badania laboratoryjne filtracji wody pod jazami metodą opartą na analogii elektro- i hydrodynamiki;

prof. dr I. Adamczewski — Ostatnie prace uczonych radzieckich nad pojęciem masy i energii;

mgr inż. Z. Ogrzewalski — Liczniki gazowo-cieczowe;

mgr inż. W. Kuźma — Źródło neutronów;

mgr inż. J. Sułocki — O podstawowych pojęciach w fizyce: materii, masie i energii.

W lutym i marcu r. 1953 Oddział zorganizował cykl następujących odczytów popularnych:

prof. dr H. Niewodniczański — O naturze światła;

prof. dr I. Adamczewski — Najnowsze zdobycze w dziedzinie promieni rentgenowskich i promieni gamma;

prof. dr A. Jabłoński — Badania fal materii za pomocą promieni atomowych;

prof. dr M. Bieniek — Ruch falowy w ośrodkach sprężystych;

prof. dr I. Adamczewski — O falach podczerwonych;

prof. dr J. Lenkowski — Radiolokacja mikrofalowa.

W ramach pomocy dla nauczycieli szkół średnich na posiedzeniach sekcji dydaktycznej Oddziału wygłoszone były następujące referaty:

mgr inż. J. Wojnicz-Sianożęcki — Nowy mikroskop elektronowy oparty na własnościach ostrzy;

mgr inż. T. Karolczak — Indukcja elektromagnetyczna i prąd zmienny;

mgr inż. J. Sułocki — Drgania elektryczne i fale elektromagnetyczne;

prof. dr I. Adamczewski — Niskie temperatury;

mgr E. Juszkiewicz — O promieniach katodowych, kanalikowych i Röntgena w szkole średniej.

Ponadto dla racjonalizatorów z zarządu Nowego Portu wygłoszono 6 wykładów połączonych z pokazami. Udzielono również 20 porad racjonalizatorom, w tym 4 opinie o proponowanych usprawnieniach. Członkowie Oddziału wraz z pracownikami stoczni gdańskiej zorganizowali brygadę racjonalizatorską, która zajęła się rozwiązaniem pewnych problemów stoczni.

## Oddział Krakowski

W okresie od 1 stycznia do 9 maja br. odbyło się 14 posiedzeń naukowych Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

prof. dr H. Niewodniczański — Nowoujawnione dane dotyczące rozszczepienia ciężkich jąder;

prof. dr M. Mięśowicz — O emisji promieniowania X przez mezoatomy;

dr A. Hrynkiewicz — O lekkich cząstkach dodatnich powstających w pobliżu pierwiastków  $\beta^-$  promieniotwórczych;

inż. M. Danysz — Ciężkie mezony;

mgr W. Czyż — O promieniach X wysyłanych przez mezoatomy. Część teoretyczna;

prof. dr M. Mięśowicz — O sesji amsterdamskiej Europejskiej Rady Badań Atomowych;

dr A. Hrynkiewicz — O dwurodnym efekcie Comptona;

mgr K. Grotowski — O licznikach proporcjonalnych pracujących w obszarze wyładowań koronowych;

prof. dr H. Niewodniczański — O energii aktywacji przy rozszczepianiu jąder;

mgr J. Hennel — Projekt pomiaru prawdopodobieństwa przejścia w strukturze nadsubtelnej wodoru;

mgr W. Czyż — O nowym synchronotronie;

mgr S. Wiktor — Przegląd wyników dyskusji w ZSRR w związku z równaniem  $E=mc^2$ ;

dr J. Janik — O absorpcji fal ultradźwiękowych w cieczach;

prof. dr H. Niewodniczański — Przyspieszanie ciężkich jonów do dużych energii;

mgr W. Czyż — O wahadle z wibrującym punktem zawieszenia;

prof. dr H. Niewodniczański — O aktywnościach lekkich jąder wywołanych bombardowaniem jonami azotu 14;

dr M. Massalski — O powstawaniu i rozpadzie ciężkich mezonów;

prof. dr M. Mięśowicz — O zasięgu elektronów i fotonów wielkich energii;

prof. dr M. Halaunbrenner — Stan badań współczesnych nad tarciem;  
mgr L. Jarczyk — O spektrometrze do dokładnych pomiarów energii promieni  $\gamma$ ;

prof. dr H. Niewodniczański — O szóstej serii widma wodoru;

dr A. Hrynkiewicz — O rezonansowym rozproszeniu promieni  $\gamma$ ;

dr L. Jurkiewicz — Czynniki wpływające na życie liczników samogasnących;

dr A. Hrynkiewicz — O ogniskowaniu jonów w cyklotronie.

Przeciętna frekwencja na posiedzeniach naukowych wynosiła 40 osób.

Na posiedzeniach Sekcji Dydaktycznej Oddziału wygłoszono następujące referaty:

dr A. Hrynkiewicz — Fizyka atomowa — cząstki naładowane w polu elektromagnetycznym;

dr J. Janik — Cząstki elementarne.

W okresie od 10 kwietnia do 15 maja Oddział urządził cykl odczytów popularnych pod ogólnym tytułem „Metody doświadczalne fizyki jądra atomowego“. Poszczególne odczyty wygłoszili:

prof. dr H. Niewodniczański — Metody dokonywania przemian jąder atomowych. Część I: Wytwarzanie cząstek nierelatywistycznych;

mgr J. Hennel — Metody dokonywania przemian jąder atomowych. Część II: Wytwarzanie cząstek relatywistycznych;

dr J. Janik — Metody dokonywania przemian jąder atomowych. Część III: Wytwarzanie neutronów;

dr A. Hrynkiewicz — Liczenie cząstek jądrowych przy pomocy komory jonizacyjnej, liczników G-M i liczników scyntylacyjnych;

prof. dr M. Mięśowicz — Uwidacznianie torów cząstek jądrowych przy pomocy komory Wilsona oraz emulsji fotograficznych.

W ramach współpracy z racjonalizatorami urządzono w okresie od 11 kwietnia do 9 maja odczyty popularne:

dr J. Janik — Elektrostatyka — prąd elektryczny;

mgr A. Strzałkowski — Elektromagnetyzm — indukcja elektromagnetyczna;

mgr K. Grotowski — Prąd zmienny — zasady radiotechniki;

mgr Z. Rogalska — Optyka geometryczna — przyrządy optyczne.

Gościem Oddziału był mgr M. Danysz (Warszawa).

#### Oddział Lubelski

W okresie od 1 października 1952 do 30 kwietnia 1953 odbyło się 9 posiedzeń naukowych Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

mgr S. Szpikowski — Oddzielanie izotopów metodą dyfuzji termicznej;

J. Skierczyński — Pomiar niskich ciśnień przy pomocy manometru Piraniego;

J. Skierczyński — Manometr jonizacyjny;

J. Meldizon — Rozpylanie katodowe;

mgr M. Subotowicz — Idee przewodnie fizyki ciała stałego;

mgr E. Trembaczowski — Badania nad promieniotwórczością wód i skał;

prof. W. Urbański — Badania uczonych radzieckich w dziedzinie nadciężkości;

mgr D. Stachórska — Kondensacja pary w komorze Wilsona na podstawie pomiarów temperatury;

mgr M. Subotowicz — Uczulanie komórek fotoelektrycznych;

prof. dr W. Staszewski — Znaczenie komory Wilsona;

mgr D. Stachórska — Powstawanie kropeł w komorze Wilsona.

W dniach 7, 8 i 9 lutego urządzone były publiczne pokazy z różnych działów fizyki, głównie z dziedziny fizyki atomowej i optyki. Objasnień udzielałi

członkowie Oddziału. Frekwencja przekroczyła 1200 osób.

Oddział urządził wykłady fizyki doświadczalnej dla robotników, ilustrowane pokazami i filmami ( 3 godz./tyg.) oraz wykłady matematyki dla robotników (2 godz./tyg.). Wykłady prowadzi mgr S. Wieluński. Jeden z członków Oddziału ma stałe dyżury w klubie racjonalizatorów.

#### Oddział Łódzki

W okresie od 15 stycznia do 30 kwietnia odbyło się 6 posiedzeń naukowych Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

mgr S. Karasek — Dwudziestolecie pozytronu i promieniotwórczość sztuczna;  
mgr J. Mońka — W czterdziestą rocznicę pracy Lauego o interferencji promieni X;

mgr A. Tomaszewski — Współczesne poglądy na masę i energię;

mgr. E. Dmochowski — Generator elektrostatyczny do rury rentgenowskiej na 600 keV;

mgr R. Braun — Projekt synchrotronu na 30 BeV;

mgr I. Glass — Mikroskop elektronowy.

W ramach akcji popierania ruchu racjonalizatorskiego nawiązano współpracę z klubem racjonalizatorów przy Zakładach Metalurgicznych im. Strzelczyka.

Gościem Oddziału była mgr I. Glass (Warszawa).

#### Oddział Poznański

W okresie od 1 stycznia do 30 kwietnia br. odbyło się 7 posiedzeń naukowych Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

mgr A. Janko — Historia rozwoju komory Wilsona;

prof. dr A. Piekara — O wprowadzaniu pojęć w nauczaniu fizyki;

mgr S. Gorgolewski — Zasady fizyczne i technika współczesnych wzmacniaczy;

doc. dr M. Kwiek — Generatory magnetostrykcyjne do ultradźwięków;

mgr Z. Bresiński — Problemy elektroakustyki;

mgr A. Śliwiński — Kinematyka igły gramofonowej;

mgr T. Krajewski — Generatory piezoelektryczne do ultradźwięków.

W lutym, marcu i kwietniu Oddział zorganizował cykl odczytów popularnych na temat „Falowanie i rezonans w przyrodzie i technice“. Poszczególne odczyty wygłoszili:

doc. dr M. Kwiek — Rezonans w mechanice;

mgr S. Gnатовski — Rezonans elektryczny;

prof. dr S. Pieńkowski — Rezonans w zjawiskach optycznych;

prof. dr A. Piekara — Fale głosowe i rezonans w akustyce;

prof. dr S. Szczeniowski — Rezonans w mechanice kwantowej.

Zorganizowano również dwa wykłady dla nauczycieli szkół średnich:

prof. dr A. Piekara — O wprowadzaniu pojęć w nauczaniu fizyki;

mgr Z. Bresiński — Problemy elektroakustyki.

Współpracę z racjonalizatorami podjął prof. dr A. Piekara. Utworzono brygady złożone z naukowców i robotników celem rozwiązywania zagadnień przemysłowych. Prof. dr A. Piekara wszedł do Prezydium Wojewódzkiej Komisji Współpracy Robotników z Naukowcami przy ORZZ. Katedry Fizyki Uniwersytetu Poznańskiego brały udział w wojewódzkiej naradzie naukowców z racjonalizatorami, na której wygłoszono kilka referatów.

Gościem Oddziału był prof. dr S. Pieńkowski (Warszawa).

#### Oddział Toruński

Oddział urządził cykl odczytów popularnych w okresie od 27 marca do 24 kwietnia br. Poszczególne odczyty wygłoszili:

prof. dr A. Jabłoński — Fale materii a promienie atomowe;

prof. dr W. Mościcki — Czy promieniowanie kosmiczne wyjaśni zagadkę budowy materii?;

mgr inż. K. Grzesiak — Zasady telewizji;

prof. dr J. Rayski — O teorii względności.

Poza odczytami podanymi wyżej, które były wygłoszone w Toruniu, zorganizowano również odczyty w Inowrocławiu dla uczniów klas XI. Wygłosił je prof. dr W. Mościcki na następujące tematy:

Sukcesy fizyki;

Promieniowanie kosmiczne zapisuje historię Ziemi;

Mezony — cząstki promieniowania kosmicznego;

Czas i przestrzeń w fizyce współczesnej.

W zakresie współpracy z nauczycielami urządzono wykład mgra K. Antonowicza na temat „Fale elektromagnetyczne“ z pokazami. Ponadto przyjęto w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika wiele wycieczek uczniów klas XI, a dla niektórych przygotowano specjalne pokazy.

#### Oddział Warszawski

W okresie od 30 grudnia 1952 do 30 kwietnia 1953 odbyły się 3 posiedzenia naukowe Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. T. Skaliński — Osiągnięcia uczonych radzieckich w dziedzinie badania właściwości materii w niskich temperaturach;

mgr K. Majewski — Dyskusja nad podstawowymi zagadnieniami fizyki w Związku Radzieckim;

mgr M. Subotowicz — Półprzewodnikowy mechanizm emisji fotokatody złożonej.

Ponadto Oddział urządził 6 odczytów popularnych z różnych działów fizyki dla młodzieży szkół ogólnokształcących i za-

wodowych oraz dla pracowników przemysłowych.

Gościem Oddziału był mgr M. Subotowicz (Lublin).

#### Oddział Wrocławski

W okresie od 12 grudnia 1952 do 1 marca 1953 odbyło się 7 posiedzeń naukowych Oddziału, na których wygłoszone zostały następujące referaty:

prof. dr J. Rzewuski — Dynamika kwantowa układu cząstek;

prof. dr R. S. Ingarden — Zagadnienie ładunku w pięciowymiarowej teorii pól;

mgr Z. Bartkowski — Sumy Seidl soczewki nieskończenie cienkiej (o meniskach homoaplanatycznych);

mgr A. Pawlikowski — Obliczenie ciepła właściwego żelaza przy temperaturze rzędu  $10^{40}$  K i ciśnieniu rzędu  $10^6$  atm. metodą Thomasa-Fermiego;

prof. dr W. Ślebodziński — Geometryzacja równań Maxwella;

prof. dr R. S. Ingarden — Nowa odmiana geometrii nieeuklidesowej a pięciowymiarowa teoria cząstek elementarnych.

Wszystkie wygłoszone referaty były referatami z prac własnych. Referat prof. dr W. Ślebodzińskiego wygłoszony był na wspólnym posiedzeniu Oddziału Wrocławskiego PTF i Oddziału Wrocławskiego Polskiego Towarzystwa Matematycznego.

W okresie od 1 marca do 7 maja odbyło się 10 posiedzeń naukowych, na których referaty wygłoszili:

mgr A. Jaśkiewicz i mgr J. Łopuszański — Próba nowej metody pomiaru gęstości promieniowania kosmicznego;

mgr B. Baranowski — Termodyfuzja w cieczech;

mgr Z. Galasiewicz — Obliczanie stałych elastoptycznych dla pewnego modelu kryształu;

prof. dr A. Jabłoński — Fotoluminescencja roztworów;



prof. dr R. S. Ingarden — Sprawozdanie z konferencji berlińskiej;

prof. dr J. Rzewuski — O kwantowaniu pewnej klasy teorii nielokalnych;

mgr C. Wesołowska — Własności optyczne warstw cienkich;

mgr J. Łopuszański — O teorii statystycznej kaskad promieniowania kosmicznego;

mgr B. Sujak — O pewnym typie fotoemisji z kryształów chlorowców alkalicznych.

Oddział zorganizował cykl odczytów popularnych na temat „materia w warunkach niezwykłych“. Poszczególne odczyty wygłosili:

prof. dr J. Wesołowski — Niskie temperatury; nadciekłość;

prof. dr B. Makiej — Niskie temperatury; nadprzewodnictwo;

mgr B. Rozenfeld — Wysokie temperatury;

mgr W. Skóra — Wysokie ciśnienia;

prof. dr R. S. Ingarden — Wielkie objętości; wszechświat;

mgr Z. Sidorowski — Wielkie szybkości;

mgr J. Łopuszański — Małe objętości; atomy i molekuly;

mgr Z. Galasiewicz — Małe objętości — jądra atomowe;

prof. dr J. Nikliborc — Niskie ciśnienia.

Gościem Oddziału był prof. dr A. Jabłoński (Toruń).

### Prace opublikowane

J. Bartkowska — Third Order Aberrations of a Mirror Lens. — *Acta Phys. Polonica* 12, 59 (1953).

Streszczenie: Wyprowadzone są wyrażenia na aberacje trzeciego rzędu w soczewkach zwierciadlanych. Wyniki wyraźnie wskazują korzyści użycia takich soczewek w układach optycznych w miejscach soczewek zwykłych.

M. Danysz i J. Pniewski — Delayed Desintegration of a Heavy Fragment Emitted in a Nuclear Explosion. — *Biul. PAN W. III*, nr 1—2, (1953).

Streszczenie: W emulsji fotograficznej, która była wystawiona na działanie promieniowania kosmicznego na dużej wysokości znaleziono ślady rozpadu cząstki o naboju 12 e. j. n. emitowanej z gwiazdy wysokiej energii. Czas życia tej cząstki ocenia się na około  $10^{11}$  sek. Autorowie rozważają możliwość, że cząstka ta mogła zawierać nukleon w stanie wzbudzonym.

M. Danysz i J. Pniewski — Delayed Desintegration of a Heavy Nuclear Fragment — *Phil. Mag.* 44, 348 (1953).

Streszczenie: Obszerniejsze i bardziej szczegółowe opracowanie wyników ogłoszonych w *Biul. PAN*.

J. Dąbrowski — Angular Correlations of Three Successive Gamma Quanta — *Biul. PAN W. III*, nr 1—2, (1953).

Streszczenie: Podane są wyrażenia na korelację kątową trzech kaskadowo emitowanych fotonów  $\gamma$  o danej multipolowości. Wartości liczbowe współczynników korelacji obliczono dla przejść dipolowych. Formalizm obejmuje również przypadki, w których niektóre procesy emisyjne zastąpione są absorpcyjnymi.

J. Dąbrowski — Angular Correlation of Three Successive Gamma Quanta. — *Acta Phys. Polonica*, 12, 65 (1953).

Streszczenie: Obszerniejsze sprawozdanie z pracy, której najważniejsze wyniki były ogłoszone w *Biul. PAN*.

A. Z. Hryniewicz — On the Deviation from the Quadratic Dependence on the Atomic Number of the Cross-Section for Pair Production. — *Biul. PAN W. III*, nr 1—2, (1953).

Streszczenie: Pomierzono przekroje czynne na tworzenie par elektronowych przez fotony gamma z  $Th C''$  w Al, Cu i Ag w stosunku do Pb. Wyniki pomia-



rów przedyskutowano na podstawie teorii Bethego i Heitlera oraz Jaegera i Hulme'a.

L. Infeld — On the Use of an Approximation Method in Dirac's Electrodynamics. — Biul. PAN W. III, nr 1—2 (1953).

Streszczenie: Metodę aproksymacji opartą na rozwinięciu według ujemnych potęg  $c$  zastosowano do równań nowej elektrodynamiki Diraca.

A. Jabłoński — Fluorescent Emission of Resonance Lines at Higher Pressures — Nuovo Cimento 10, 573, (1953).

Streszczenie: W pracy wykazano, że pewne zjawiska optyczne przypisywane dotychczas słabo związanym cząsteczkom można wyjaśnić jako atomowe. Najbardziej uderzające z tych zjawisk występujących przy wzrastającym ciśnieniu to ponowne pojawianie się wiązki fluorescencyjnej o widmie złożonym z normalnych linii rezonansowych, ponowne występowanie polaryzacji fluorescencji oraz niewrażliwość tej polaryzacji na działanie pola magnetycznego.

J. A. Janik — The Scattering of Slow Neutrons by Liquids. I Experiments with  $\text{CH}_3\text{OH}$  and  $\text{CH}_3\text{I}$ . — Biul. PAN W. III, nr 1—2, (1953).

Streszczenie: Pomiaru przekroju czynnego na rozpraszanie powolnych neutronów wskazują, że teoria Sachsa i Tellera opracowana dla gazów cząsteczkowych sprawdza się również dla wielu cieczy jak np.  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{SO}_4$  i innych. Pomiaru przekroju czynnego cząsteczek  $\text{CH}_3\text{OH}$  dały wartości znacznie niższe niż obliczone z teorii Sachsa i Tellera. Rozbieżność ta wyjaśnia się wpływem drgań torsyjnych między grupami OH i  $\text{CH}_3$  zgodnie z wynikami doświadczeń mikrofalowych Burkharda i Dennisona.

J. A. Janik — Investigation of the Molecular Structure of Methyl Alcohol by the Scattering of Thermal Neutrons — Acta Phys. Polonica 12, 47 (1953). — Badania, których wyniki podano w Biul. PAN.

L. Kołodziejczyk — De l'influence de chocs magnétiques sur l'énergie cinétique de l'élection. — C. R. 236 1476 (1953).

Streszczenie: Przeprowadzony jest rachunek, którego wyniki prowadzą do wniosku, że wstrząsy magnetyczne, tj. nagłe zmiany wartości wektora magnetycznego mogą spowodować zmiany energii kinetycznej elektronu.

W. Królikowski — Directional Correlations of Simultaneous two-Quanta Processes. — Biul. PAN W. III, nr 1—2, (1953).

Streszczenie: Wyprowadzono wyrażenia na korelacje kierunkowe emisji dwóch fotonów  $\gamma$  występujących jednocześnie w procesie drugiego rzędu (emisja dwukwantowa, absorpcja dwukwantowa, rozpraszanie Ramanowskie). Użyte wyrażenia dotyczą przejść elektrycznych dipolowych. Wyniki dotyczą nie tylko jądra, ale każdego układu cząstek naładowanych elektrycznie oddziaływującego z polem promieniowania.

M. D. Kunisz — Determination of the Relative Intensities in the Triplet  $4d^3D-4d^3P^0$  in the ZnI Spectrum. — Biul. PAN W. III, nr 1—2, (1953).

Streszczenie: Względne natężenia składowych tripletu  $4d^3D-4p^3P^0$  w widmie łukowym Zn pomierzono metodą mikro-fotometryczną.

M. D. Kunisz — O graficznej metodzie eliminacji tła w fotograficznej fotometrii widmowej — Acta Phys. Polonica, 12, 3 (1953).

Streszczenie: W pracy tej opracowano metodę graficznej eliminacji tła widma ciągłego w zastosowaniu do wyznaczenia stosunków natężeń linii widmowych. Polega ona na tym, że wykreśla się krzywe zaczernień kliszy wyznaczonych włącznie z tłem dla poszczególnych linii widmowych w zależności od natężenia światła oraz odpowiadające im krzywe zaczerniania tła ciągłego. Krzywe te

służą do wykreślenia krzywych zależności zaczerwienienia kliszy od natężenia światła odpowiadającego samym liniom tzn. takiego, jakie posiadałyby one, gdyby występowały bez tła. Metoda ta została zastosowana do wyznaczenia stosunków natężeń linii tripletu złożonego  $^{23}\text{P}$ — $^{3}\text{D}$  widma łukowego Zn.

J. Łopuszański — Relativisierung der Theorie der stochastischen Prozesse — Acta Phys. Polonica, 12, 82 (1953).

Streszczenie: Podstawowe równania procesów stochastycznych tj. równania Smoluchowskiego — Kołmogorowa — Chapmana oraz całkowite równania wyrażające prawo zachowania prawdopodobieństwa sprowadzono do postaci lorentzowsko niezmienniczej. Następnie wyprowadzono z nich równoważne relatywistyczne równania różniczkowe. Wykazano, że warunki Kołmogorowa nie są spełnione w przypadku relatywistycznym, a że natomiast równania Kołmogorowa sprowadzone do formy niesprzecznej z teorią względności są zgodne z wspomnianymi relatywistycznymi równaniami różniczkowymi.

B. Makiej — O rozkładzie widmowym promieniowania hamowania wewnętrznego emitowanego przez  $^{32}\text{P}$  i  $^{90}\text{Y}$ . Acta Phys. Polonica, 12, 34, (1953).

Streszczenie: Wyznaczono krzywe absorpcji słabego promieniowania gamma  $^{32}\text{P}$  i  $^{90}\text{Y}$  w ołowiu używając licznika scyntylacyjnego jako detektora o dużej wydajności. Przeprowadzono analizę doświadczalnie znalezionych krzywych absorpcji i porównano z krzywymi absorpcji obliczonymi na podstawie rozkładu widmowego promieniowania hamowania wewnętrznego wg teorii Knippa i Uhlenbecka. Wyniki pomiarów i obliczeń pozwalają wyciągnąć następujące wnioski: 1) teoretycznie przewidywany rozkład promieniowania hamowania wewnętrznego  $^{32}\text{P}$  jest zgodny z wynikami doświadczalnymi, 2) w przypadku  $^{90}\text{Y}$  na widmo promienio-

wania hamowania wewnętrznego nałożone jest twarde promieniowanie gamma o natężeniu około 3 fotonów na 1000 przemian beta.

R. Mierzecki — Badania widma ramanowskich roztworów pirydyny i kwasu octowego. — Acta Phys. Polonica, 10, 63 (1953).

Streszczenie: Badano widma roztworów pirydyny i kwasu octowego o różnym składzie i porównywano je z widmami czystych substancji. Stwierdzono zwiększenie częstości prążków ramanowskich pirydyny pochodzących od drgań pierścienia, przy czym zwiększenie to posiadało maksimum przy zawartości 40% molowych pirydyny. Stwierdzono również przesunięcia prążków kwasu octowego. W widmie roztworów pojawiają się dwa nowe prążki przesunięte w skali częstości o  $\Delta\nu=881\text{ cm}^{-1}$  i  $\Delta\nu=1005\text{ cm}^{-1}$ . Badania te są próbą wyjaśnienia na drodze optycznej procesów asocjacyjnych zachodzących w roztworach.

S. Pieńkowski — Radioactivité d'un Groupe de Phosphorites Polonais I. Biul. PAN W. III, nr 1—2, (1953).

Streszczenie: Zbadano zawartość ciał promieniotwórczych w szeregu próbek fosforytów z różnych formacji geologicznych. Pomiary przeprowadzono przy zastosowaniu licznika GM oraz metody emulsji fotograficznych. Stwierdzono, że stężenie ciał promieniotwórczych maleje z wiekiem skał.

J. Plebański — Nonlinear Electrodynamics and Elementary Laws. — Biul. PAN W. III, nr 1—2. (1953).

Streszczenie: Wykazano, że z prawa elementarnego można jednoznacznie wyznaczyć lagrangian, a zatem i równania pola w teorii nieliniowej.

K. Rosiński — Extinction thermique de la fluorescence des solutions de biacène. — Biul. PAN W. III, nr 1—2, (1953).

Streszczenie: Badano wygaszenie termiczne fluorescencji roztworu b'ace-naftylidenu w silikonie DC 703 w granicach temperatur od 20° C do 190° C i stwierdzono stopniowe gaśnięcie jej przy wzroście temperatury roztworu. Zjawisko to autor wiąże z konwersją wewnętrzną energii oscylacji i wyznacza zależność funkcjonowania przejść niepromienistych od temperatury wyrażającą się w postaci Boltzmanna. Poza tym podano próbę wyjaśnienia wyniku na gruncie pojęcia przemiany cis — trans w cząsteczce biacenu.

J. Rzewuski — Relativistic Quantum Dynamics of a System of Interacting Particles — Acta Phys. Polonica, 12, 96 (1953).

Streszczenie: Naszkicowana jest metoda tworzenia macierzy  $S$  dla relatywistycznej dynamiki oddziaływujących wzajemnie na siebie cząstek.

J. Rzewuski — Conservation Laws in non-local Field Theories. — Acta Phys. Polonica, 12, 15 (1953).

Streszczenie: Zbadano zakres stosowalności zasad zachowania w nielokalnych teoriach pola.

M. Suffczyński — Note on Electrodynamics without Potentials. — Acta Phys. Polonica, 10, 78 (1953).

Streszczenie: Badano Hamiltonian występujący w nowej elektrodynamice Diraca sformułowanej bez wprowadzenia potencjałów.

J. Werle — A New Approximation Method for the Meson Field Theory. — Biul. PAN W. III, nr 1—2, (1953).

Streszczenie: Metoda aproksymacyjna Einsteina—Infelda zastosowana została do zagadnień mezodynamiki. Podane sformułowanie obejmuje zarówno teorię klasyczną, jak i kwantową.

J. Wesołowski — On Large Pulses in Pure Vapour G-M Counters. — Acta Phys. Polonica, 12, 53 (1953).

Streszczenie: Badano duże impulsy wytwarzane przez cząstki  $\alpha$  w licznikach

G-M wypełnionych czystymi parami organicznymi. Opisano nowe zjawisko świetlne w liczniku związane z dużymi impulsami.

M. Wielowiejska — On the Application of the Nuclear Emulsion Method to the Determination of the Absorption Coefficients of Slow Neutrons. — Biul. PAN W. III, nr 1—2, (1953).

Streszczenie: Została opracowana metoda wyznaczania przekroju czynnego na absorpcję termiczną neutronów za pomocą klisz jądrowych. Strumień foton-neutronów z reakcji  $B(\gamma, n)2\alpha$  spowolnionych w parafinie był wyznaczony przez określenie gęstości torów  ${}^3\text{H}$  i  ${}^4\text{He}$  w kliszach Ilford C2 100 $\mu$ , których emulsja zawierała lit. Opracowana metoda była zastosowana do wyznaczenia całkowitego współczynnika absorpcji powolnych neutronów w glinie i w ołowiu. Otrzymane wyniki są w zupełności zgodne z wynikami uzyskanymi innymi metodami.

M. Wielowiejska — On a Statistical Photographic Method of Determining the Cross Section for the Absorption of Slow Neutrons. — Acta Phys. Polonica, 12, 8 (1953).

Streszczenie: Obszerniejsze sprawozdanie z pracy, której wyniki podane były w Biul. PAN.

F. J. Wiśniewski — Une remarque relative aux niveaux énergétiques des noyaux légers. — C. R. 235, 364 (1952).

Streszczenie: Zwrócono uwagę na to, że niektóre wartości energii wzbudzenia lekkich jąder spełniają równanie  $E=Kn(n+1)$ , gdzie  $K$  jest współczynnikiem charakterystycznym dla danego pierwiastka,  $n$  — liczbą całkowitą.

F. J. Wiśniewski — Sur les niveaux énergétiques des noyaux. — C. R. 236, 1483 (1953).

Streszczenie: Sprawdzono, że równanie  $E=Kn(n+1)$  stosuje się nie tylko do jąder najbliższych, ale również do izotopów Ne, Mg, Al i S.

## SPIS TREŚCI

1.	<i>L. Natanson</i> — Doświadczalne badania nad fotomezonami . . . . .	261
2.	<i>B. Buras</i> — Izotopia a nadprzewodnictwo . . . . .	287
3.	<i>A. Strzałkowski</i> — Emisja promieniowania gamma przy chwytaniu neutronów . . . . .	298
4.	<i>W. Zonn</i> — O pewnych zagadnieniach w związku z materią międzygwiazdową . . . . .	318
5.	<i>J. Gierula</i> — Licznik scyntylicyjny z wielokrotnym kryształem . . . . .	330
6.	<i>K. Rosiński</i> — Szkło organiczne w optyce . . . . .	334
7.	<i>S. Porejko</i> — Szklá organiczne . . . . .	348
8.	<i>H. Niewodniczański</i> — Szósta seria w widmie atomowego wodoru . . . . .	361
9.	<i>J. Auleytner</i> — Wytwarzanie promieni X o energii 10 MeV za pomocą akceleratora liniowego . . . . .	369
10.	<i>W. Żuk</i> — Spektrometria masowa w zastosowaniu do badań górnych warstw atmosfery . . . . .	374
Ze zjazdów i konferencji:		
11.	Konferencja w sprawie studiów fizyki . . . . .	377
12.	Międzynarodowa Komisja Spektroskopii . . . . .	381
Recenzje		
13.	<i>A. Sokołow</i> i <i>D. Iwanienko</i> — Kwantowa teoria pola (rec. <i>J. Plebański</i> ) . . . . .	384
14.	„Życie Szkoły Wyższej“ (rec. <i>W. Kapuściński</i> ) . . . . .	387
15.	Kronika . . . . .	390

## POSTĘPY FIZYKI TOM I i II

Komplety oraz poszczególne zeszyty tomu I i II są do nabycia w sekretariacie Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Warszawa, ul. Hoża 69. — Cena zeszytu 9 zł.

### Tom I zeszyt 1—2

- S. Szczeniowski — Praktyczny układ elektromagnetycznych jednostek Giorgiego.
- H. Niewodniczański — Rozszczepienie ciężkich jąder atomowych wywołane fotonami.
- H. Niewodniczański — Rozszczepianie się samorzutne jąder najcięższych pierwiastków.
- W. Kemula — Pierwiastki transuranowe.
- W. Mościcki — Określanie wieku zabytków organicznych z pomiaru natężenia promieniowania  $\beta$  izotopu  $^{14}\text{C}$ .

### Tom I zeszyt 3—4

- M. Mięśowicz — Działanie hamujące materii na fragmenty rozszczepienia jąder ciężkich.
  - J. Błaton — Procesy rozszczepiania ciężkich jąder.
  - L. Sosnowski — Współczesny stan teorii zjawisk elektrycznych w kryształach.
  - L. Sosnowski — Rozwój badań nad półprzewodnikami.
- Spis referatów wygłoszonych na XII Zjeździe Fizyków Polskich.  
Streszczenia referatów z XII Zjazdu Fizyków Polskich.

### Tom I zeszyt 5—6

- A. Piekara — Badania własności dielektrycznych ciał stałych, w szczególności ferroelektryków.
  - I. Adamczewski — Metoda klisz fotograficznych w badaniach fizyki jądrowej i fizyki promieni kosmicznych.
  - A. Jabłoński — Fotoluminescencja kryształów.
- Streszczenia referatów z XIII Zjazdu Fizyków Polskich (zakończenie).

### Tom II zeszyt 1—3

- I. Adamczewski — Metoda klisz fotograficznych w badaniach fizyki jądrowej i fizyki promieni kosmicznych (dokończenie).
- A. Hryniewicz — Zagadnienia bezpieczeństwa pracy ze źródłami promieni  $\gamma$  w fizyce jądrowej.
- Ś. Pieńkowski — Rozproszenie promieni X jako podstawa badań mikrostruktury ciał niejednorodnych.

L. Sosnowski — Fizyka polska w okresie międzywojennym i stan jej odbudowy w latach 1945—1950.

A. Hrynkiewicz — Liczniki scyntylacyjne.

A. Krause — Koloidalnie rozproszone gazy.

W. Mościcki — Mezony.

M. Jeżewski — W sprawie pisowni nazw jednostek.

Sprawozdanie z XIII Zjazdu Fizyków Polskich.

Streszczenie referatów z XIII Zjazdu Fizyków Polskich.

Komisja Terminów — Terminy, oznaczenia, jednostki.

Tom II zeszyt 4—6

L. Infeld — Metoda faktoryzacji a mechanika kwantowa.

W. Mościcki — Mezony (c. d.).

M. Kwiek — Współczesne poglądy na dynamikę obiegu krwi (hemodynamika).

ERRATA DO ZESZYTU 2 POSTĘPÓW FIZYKI

str.	wiersz		jest	winną być
	od góry	od dołu		
147		17	protomów/mol. R.	protonów/mol. R.
157	17		${}_{20}^{28}\text{Ca}^{40}$	${}_{20}^{20}\text{Ca}^{40}$
161		20—19	Jego stan podstawowy $h^{0/2}$ .	Jego stan podstawowy jest $h^{1/2}$ .
168	23		Принципы	Принципы

# PRENUMERATA CZASOPISM NAUKOWYCH

Nazwa Czasopisma	Za 1 nr zł	Pół- rocznie zł	Rocznie zł
Acta Microbiologica Polonica kwart. . . .	10.—	20.—	40.—
Acta Physica Polonica „ . . .	12.—	24.—	48.—
Ekonomista „ . . .	15.—	30.—	60.—
Folia Biologica „ . . .	12.—	24.—	48.—
Geodezja i Kartografia „ . . .	6.50	13.—	26.—
Kwartalnik Inst. Pol.-Radz. „ . . .	10.—	20.—	40.—
Kwartalnik Historyczny „ . . .	15.—	30.—	60.—
Myśl Filozoficzna „ . . .	15.—	30.—	60.—
Nauka Polska „ . . .	20.—	40.—	80.—
Postępy Fizyki „ . . .	10.—	20.—	40.—
Przegląd Geograficzny „ . . .	7.—	14.—	28.—
Przegląd Orientalistyczny „ . . .	12.—	24.—	48.—
Roczniki Chemii „ . . .	20.—	40.—	80.—
Chrońmy Przyrodę Ojczystą (dwum.) . . .	3.—	9.—	18.—
Życie Szkoły Wyższej (mies.) . . .	8.—	48.—	96.—
Wszecławiat (10 x w roku) . . .	1.50	7.50	15.—

Wpłaty należy przekazywać na konto Państwowego Wydawnictwa Naukowego w PKO Warszawa, Nr 1—110—28504 z dokładnym zaznaczeniem tytułu, którego wpłata dotyczy.

\*

Prenumeraty zgłoszone dotychczas w placówkach pocztowych lub w P. P. K. Ruch, będą wykonane w okresach, na które uiszczono przedpłaty, natomiast odnowienia prenumeraty należy dokonać przez podane wyżej konto PKO.

\*

Pojedyncze numery są do nabycia w Księgarniach Naukowych

„DOMU KSIĄŻKI”



Zarząd

- Przewodniczący — Prof. Dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN  
Wiceprzewodniczący — Prof. Dr STEFAN PIENKOWSKI, czł. rzeczywisty PAN  
Sekretarz — Prof. Mgr TADEUSZ SKALIŃSKI  
Skarbnik — Prof. Dr JERZY PNIEWSKI  
Członek Zarządu — Prof. Dr LEONARD SOSNOWSKI

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

- Gdańsk — Prof. Dr IGNACY ADAMCZEWSKI  
Gliwice — Prof. Dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
Kraków — Prof. Dr BOLESŁAW ŚREDNIAWA  
Lublin — Prof. Dr STANISŁAW ZIEMECKI  
Łódź — Prof. Dr FELIKS WIŚNIEWSKI  
Poznań — Prof. Dr STANISŁAW LORIA  
Toruń — Prof. Dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI  
Warszawa — Prof. Dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI  
Wrocław — Prof. Dr ROMAN S. INGARDEN

## WIADOMOŚCI CHEMICZNE

miesięcznik wydawany przez  
Polskie Towarzystwo Chemiczne

**zamieszcza :**

Artykuły i referaty mające na celu informowanie ogółu chemików o postępach i aktualnych zagadnieniach we wszystkich działach chemii.

Krótkie notatki o najciekawszych odkryciach.

Informacje o najnowszych wydawnictwach chemicznych.

Wiadomości z życia Polskiego Towarzystwa Chemicznego.

**Prenumerata roczna** wynosi 36 zł, cena pojedynczego numeru 4 zł.

**Adres Redakcji i Administracji:**  
Wrocław, ul. Szewska Nr 38/39

Konto P. K. O. Wrocław VIII-11431/113

Konto N. B. P. Oddział II Wrocław 370/113/1021

**KAŻDY CHEMIK POWINIEN ZAABONOWAĆ  
„WIADOMOŚCI CHEMICZNE“**

**Członkowie Polskiego Towarzystwa Chemicznego  
otrzymują czasopismo bezpłatnie**