

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM V ❖ ZESZYT 1

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 4

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

ZAKŁAD FIZYKI

Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej

w Lublińcu

TOM V

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1 9 5 4

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor Naczelny

LUDWIK NATANSON
Warszawa

Zastępca Redaktora

KAROL MAJEWSKI
Warszawa

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ
Warszawa

Członkowie

WŁADYSŁAW KAPUŚCIŃSKI
Warszawa

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI
Członek korespondent PAN
Kraków

WOJCIECH RUBINOWICZ
Członek rzeczywisty PAN
Warszawa

LEONARD SOSNOWSKI
Warszawa

SZCZEPAN SZCZENIOWSKI
Poznań

ZAKŁAD FIZYKI
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie
Mm 560

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

POSTĘPY FIZYKI

Tom V

SPIS ALFABETYCZNY AUTORÓW

Dąbrowska J. — Wyznaczanie wieku meteorytów żelaznych metodą helową	97
Dryński T. — „Fizyka i Chemia“ (recenzja)	379
Fock W. A. — Układ Kopernika a układ Ptolomeusza w świetle współczesnej teorii grawitacji	3
Grączewski J. — Problem ultradźwięków w biologii i medycynie	59
Hryniewicz A. — Zastosowanie promieniowania Czerenkowa do wytwarzania i pomiaru energii cząstek jądrowych	11
— Nowoczesne metody spektrometrii promieni gamma	423
Infeld L. — Einstein	349
— Rola teorii względności w nauce	355
Janik J. — Nowoczesne metody liczenia neutronów	439
Kwiek M. — O niektórych zjawiskach ugięcia światła na strukturach wytworzonych w cieczach przez fale ultradźwiękowe	25
Loria S. — Magnetoptyczne zjawiska Kerra i Faradaya w ciałach ferromagnetycznych	133
Majewscy M. i W. — M. Jeżewski „Fizyka“ (recenzja)	521
Morkowska K. — Elektroluminescencja kryształów	293
Natanson L. — Stefan Pieńkowski	227
— M. Skłodowska-Curie „Piotr Curie“ (recenzja)	517
Niewodniczański H. — M. Skłodowska-Curie „Promieniotwórczość“ (recenzja)	514
Nikliborc J. — Nowe osiągnięcia w technice wysokiej próżni	43
Ostrowski J. — W. M. Scisłowski „Półprzewodniki“ (recenzja)	518
Pająk Z. — Synteza ferroelektryków typu BaTiO ₃	212
Rogaczewski J. — H. Hofmokr, A. Zawadzki „Ćwiczenia w pracowni fizycznej“ (recenzja)	520
Rosiński K. — Nowsze badania widm absorpcyjnych złożonych cząsteczek	305
Ścisłowski W. — Czesław Białobrzegi	413
Skaliński T. — Właściwości helu w najniższych temperaturach	267
Stroński I. — Jan Kazimierz Danysz	503
Subotowicz M. — Stany powierzchniowe	182
Suffczyński M. — Nowe metody w teorii ciała stałego	121
Szczeniowski S. — Antyferromagnetyki	153
— Wpływ idei Kopernika na rozwój fizyki	239
Swacka J. — Badanie promieniotwórczości naturalnej skał metodą klisz fotograficznych	318

<i>Twarowska B.</i> — Rozkład ciał promieniotwórczych w granitach badany metodą szlifów i emulsji jądrowej	334
— Wpływ promieniowania jądrowego na właściwości mechaniczne ciał stałych	78
<i>Wotczek O.</i> — Analiza aktywacyjna pierwiastków	90
<i>Zmysłowska S.</i> — Wyznaczanie stosunku zawartości toru do uranu w próbkach skał	343
<i>Żuk W.</i> — Spektrometria masowa i jej zastosowania	447

Włodzimierz Aleksandrowicz Fock

Członek rzeczywisty Akademii Nauk ZSRR

Układ Kopernika a układ Ptolomeusza w świetle współczesnej teorii grawitacji*

Wielki syn narodu polskiego Kopernik, tworząc i uzasadniając swoją heliocentryczną teorię układu słonecznego, dokonał olbrzymiego przewrotu w świadomości ludzi. Historyczny spór pomiędzy zwolennikami heliocentrycznego układu Kopernika a zwolennikami geocentrycznego układu Ptolomeusza nie był sporem między uczonymi. Był to spór między postępowymi siłami ludzkości a siłami reakcyjnymi. W swym referacie jednak nie będę się zajmował ideologiczną stroną tego sporu, lecz stroną mechaniczną kwestii, co do której toczył się spór. Na tym terenie był to spór o kinematykę układu słonecznego. Ptolomeusz w II w. zaproponował jeden schemat kinematyczny układu słonecznego, Kopernik zaś w XVI w. zaproponował drugi schemat. Prawdziwym okazał się schemat Kopernika. Ale dlaczego?

Kwestia, czy schemat Kopernika jest prawdziwy, może być rozwiązana jedynie przez dynamikę, jedynie przez naukę badającą masy i siły jako przyczynę ruchu. Jedynie dynamika może odpowiedzieć na pytanie o naturze przyspieszenia: czy przyspieszenie ma bezwzględny czy względny charakter. Ale to zagadnienie jest ściśle związane z zagadnieniem istnienia uprzywilejowanych układów odniesienia. Możliwe są tu dwa punkty widzenia. Według jednego z nich możliwe jest wydzielenie grupy uprzywilejowanych układów odniesienia mających tę właściwość, że jeśli przyspieszenie równe jest zeru względem jednego z nich, to jest ono równe zeru również względem dowolnego innego. Oznacza to, że istnienie przyspieszenia nierównego zeru jest faktem obiektywnym, niezależnym od wyboru uprzywilejowanego układu odniesienia. Taki sens wkładamy w słowa „bezwzględny charakter przyspieszenia“. Jeśli przyspieszenie ma w tym sensie bezwzględny charakter, to Kopernik ma słuszość: dla układu słonecznego uprzywilejowany jest układ odniesienia z początkiem układu w środku ciężkości słońca i planet i z osiami skierowanymi na

* Referat wygłoszony na Sesji Kopernikowskiej Polskiej Akademii Nauk 15 września 1953 r.

trzy nieruchome gwiazdy (oraz inne układy odniesienia poruszające się względem pierwszego prostoliniowo i jednostajnie). Lecz możliwy jest również i drugi punkt widzenia, według którego nie istnieje uprzywilejowany układ, i przyspieszenie, podobnie do prędkości, ma charakter względny. Z tego punktu widzenia obydwa układy — i Kopernika, i Ptolomeusza — są równoprawne. Pierwszy układ związany jest ze Słońcem, drugi — z Ziemią, ale żaden z nich nie ma przewagi nad drugim. W takiej sytuacji spór między zwolennikami Kopernika a zwolennikami Ptolomeusza staje się bezprzedmiotowy.

A więc kwestia tego, czy układ heliocentryczny ma decydującą przewagę nad układem geocentrycznym, ściśle związana jest z zagadnieniem istnienia uprzywilejowanych układów odniesienia. Ale istnienie uprzywilejowanych układów odniesienia zależy od obiektywnych właściwości przestrzeni i czasu, a więc w ostatecznym wyniku kwestia ta sprowadza się do właściwości przestrzeni i czasu.

W ramach mechaniki Newtona spór ten został dawno i ostatecznie rozstrzygnięty na korzyść układu Kopernika. Prawa Newtona zawierają nie tylko prawa ruchu ciał, lecz również sformułowanie właściwości przestrzeni i czasu, w których ciała te się poruszają. Istotnie, pierwsze prawo Newtona określa inercjalny układ odniesienia i zakłada, że właściwości przestrzeni i czasu są tego rodzaju, iż takie układy odniesienia rzeczywiście istnieją. Pozostałe dwa prawa ruchu są słuszne właśnie w inercjalnych układach odniesienia. Dla Newtona było rzeczą jasną, że zanim sformułujemy prawa ruchu, należy wskazać, w jakich układach odniesienia należy je stosować. Istnienie w mechanice Newtona uprzywilejowanych (mianowicie inercjalnych) układów odniesienia jednoznacznie rozstrzyga spór między zwolennikami układu Kopernika a zwolennikami układu Ptolomeusza na korzyść Kopernika.

Z ukazaniem się jednak w 1916 r. ogólnej teorii względności Einsteina ten dawno wygasły spór znów się ożywił: w nowej teorii jak gdyby istniały dowody na korzyść drugiego z przytoczonych wyżej punktów widzenia, mianowicie na korzyść tego, według którego obydwa układy — i Kopernika, i Ptolomeusza — są równoprawne. Tak w książce Einsteina i Infelda „Ewolucja fizyki“ czytamy:

„Czy możemy sformułować prawa fizyki w taki sposób, ażeby były one słuszne we wszystkich układach współrzędnych, nie tylko w układach poruszających się prostoliniowo i jednostajnie, lecz również w układach poruszających się dowolnie względem siebie?

Jeśli możemy to zrobić, nasze trudności będą rozwiązane. Wtedy będziemy mogli stosować prawa przyrody w dowolnym układzie współrzędnych. Walka między poglądami Ptolomeusza i Kopernika, tak okrutna we wczesnym okresie rozwoju nauki, stałaby się wtedy zupełnie bezsensowna.

Dowolny układ współrzędnych mógłby być stosowany z jednakowym prawem. Dwa twierdzenia — «Słońce jest nieruchome, a Ziemia jest w ruchu» oraz «Słońce jest w ruchu, a Ziemia nieruchoma» — oznaczałyby poprostu dwie różne konwencje o dwóch różnych układach współrzędnych“.

Czy moglibyśmy zbudować realną fizykę relatywistyczną, słuszną we wszystkich układach współrzędnych, fizykę, w której miałby miejsce nie bezwzględny, lecz względny ruch? Okazuje się to w rzeczywistości możliwe“.

W książce Maksa B o r n a z teorii względności czytamy:

„Z punktu widzenia nowej teorii Einsteina układy Ptolomeusza i Kopernika są równouprawnione i obydwa punkty widzenia oddają jednakowe prawa przyrody“.

Radziecki profesor F r i e d m a n, zmarły w r. 1925, przytacza w jednej ze swoich popularnych książek słowa z baśni Ł o m o n o s o w a: „Dureń byłby z kucharza, co rzekłby, że można ognisko rozpalone kręcić wokół różna“, jak gdyby chcąc powiedzieć przez to, że z chwilą ukazania się ogólnej teorii względności ze wszystkich dowodów na korzyść układu Kopernika pozostał tylko ten, który sformułowany jest w przytoczonych słowach baśni.

Jeśli tacy uczeni jak Einstein, Infeld, Born i Friedman stali na stanowisku równouprawnienia obu układów, to należy rozważyć, czym to jest spowodowane i jakie cechy nowej teorii mogły stać się podstawą rewizji dawno rozstrzygniętej kwestii.

W pierwszych latach po ukazaniu się ogólnej teorii względności Einsteina była ona przyjęta przez wielu fizyków jako teoria względności przyspieszenia. Powodem do takiej interpretacji była sama nazwa, nadana jej przez autora. Nazwa ta wskazuje więc nowej teorii z powstałą wcześniej teorią względności Einsteina—Lorentza—Minkowskiego. U podstaw tej teorii leży po pierwsze — uznanie granicznego charakteru prędkości światła i po drugie — następująca zasada fizyczna: w dwóch laboratoriach poruszających się względem siebie prostoliniowo i jednostajnie wszystkie zjawiska fizyczne, a więc i elektromagnetyczne, powinny przebiegać jednakowo. Teorię zbudowaną na tej zasadzie względności można było w pewnej mierze nazywać teorią względności, chociaż w istocie rzeczy jest to teoria przestrzeni i czasu. Z chwilą ukazania się teorii grawitacji Einsteina poprzednią teorią względności nazwano szczególną teorią względności, a nowa otrzymała nazwę ogólnej teorii względności. Przez analogię z poprzednią teorią w pierwszej chwili naturalną rzeczą było, że upatrywano główną treść nowej teorii w jej poglądach na względny ruch ciał (dokładniej — w proponowanych przez nią sposobach opisu procesów zachodzących w ciałach — laboratoriach poruszających się względem siebie z przyspieszeniem). Nowej teorii przypisywało się stwierdzenie względności przyspie-

szenia. Jak wskazaliśmy na początku, stąd już tylko jeden krok prowadzi do rewizji poglądu na zagadnienie, kto ma słuszość — Kopernik czy Ptolemeusz. Co w nowej teorii skłoniło wielu fizyków do uznania względnego charakteru przyspieszenia? Przyczyną tego poglądu było bez wątpienia przede wszystkim niesłuszne pojmowanie pewnej zasady fizycznej, z której rozwinęła się ogólna teoria względności. Mamy na myśli zasadę równoważności pola przyspieszenia i pola grawitacji (zasada równoważności). Według tej zasady jednorodne pole grawitacji, jeśli rozważać je w ograniczonej części przestrzeni i w ograniczonym przedziale czasu, działa na procesy fizyczne tak samo, jak pole powstałe w wyniku jednostajnie przyspieszonego ruchu całego laboratorium. Należy tu koniecznie wskazać na to, że już samo pojęcie „przyspieszony ruch laboratorium“ jest pojęciem przybliżonym. Ciała stałe, a więc i te, z których zbudowane jest laboratorium, ulegają podczas ruchu przyspieszonego deformacjom, które można zaniedbać tylko dla dostatecznie małych wymiarów ciał. Wspomniane już niesłuszne pojmowanie zasady równoważności polega przede wszystkim na tym, że zapomina się o jej lokalnym charakterze. W spadającej windzie przedmioty jak gdyby rzeczywiście pozbawione są ciężkości, spadają one razem z windą. Jest jednak rzeczą jasną, że spadanie windy nie może trwać nieograniczenie długo. A więc istotnym momentem jest ograniczenie czasu (skończony przedział czasowy). Nie mniej istotne jest ograniczenie przestrzenne. Wskazywaliśmy już na konieczność ograniczenia się do małych objętości z powodu odkształceń ciał stałych. Dla bardzo dużych objętości niestosowalność „zasady równoważności“ jest tym bardziej oczywista.

Niemożliwe jest usunięcie pola grawitacji wokół kuli ziemskiej; w tym celu należałoby użyć „kurczącego się z przyspieszeniem“ laboratorium (np. w postaci warstwy kulistej). Jest rzeczą oczywistą, że już samo kurczenie się nie może nie okazać wpływu na procesy fizyczne, nie mówiąc już o tym, że nie może ono trwać nieograniczenie długo.

Lokalny charakter zasady równoważności wyklucza możliwość jej zastosowania do obiektów fizycznych podobnych do układu słonecznego. Rzeczywiście, jeśli nie ograniczać się do objętości i przedziałów czasowych tak małych, że w ich granicach pole grawitacji jest jednorodne i stałe, to pola tego nie można zastąpić przez przyspieszenie, jak również i przyspieszenia nie można w tym przypadku zastąpić przez pole grawitacji. Innymi słowy, dla dużych rozmiarów i dla długich przedziałów czasowych przyspieszenie nie ma charakteru względnego. Z tego względu nie można uważać ogólnej teorii względności za teorię względności przyspieszenia.

Oprócz zasady równoważności, która jest zasadą fizyczną, przytaczano jeszcze na poparcie względności przyspieszenia tę okoliczność, że formalny aparat ogólnej teorii względności dopuszcza stosowanie dowolnych układów współrzędnych, w tej liczbie również takich, które poruszają się

z przyspieszeniem. Osiąga się to w ten sposób, że równania nowej teorii są współzmiennicze względem „dowolnych“ przekształceń współrzędnych i czasu. Umieszczamy słowo „dowolne“ w cudzysłowie, ponieważ w rzeczywistości dopuszczalne przekształcenia współrzędnych nie są zupełnie dowolne, lecz ograniczone szeregiem nierówności, które zapewniają, że jedna ze zmiennych będzie miała charakter czasu, zaś pozostałe trzy — charakter współrzędnych przestrzennych. Ten drugi dowód na korzyść względności przyspieszenia może być obalony z łatwością. W samej rzeczy, wybór zmiennych niezależnych w każdym zagadnieniu fizycznym jest kwestią wygody i w dużym stopniu jest dowolny.

Prawda, sam fakt, że w danym zagadnieniu wygodne są właśnie te a nie inne zmienne niezależne, jest odbiciem obiektywnych cech danego zagadnienia. Niezależne zmienne jak również inne pomocnicze wielkości matematyczne są tylko środkiem do wyrażenia praw fizycznych. Same zaś prawa ustalają związek między różnymi procesami fizycznymi, między różnymi wielkościami fizycznymi, istniejącymi obiektywnie i obserwowalnymi oraz mierzalnymi. Dlatego też sformułowanie praw fizycznych powinno być współzmiennicze, to znaczy niezależne od tego, jakie pomocnicze wielkości matematyczne są w tym celu stosowane. Każda teoria fizyczna, prócz wyraźnie bezsensownych, powinna być współzmiennicza.

Współzmienniczość ogólnej teorii względności, tak uderzająca dla fizyków, nie stanowi wyłącznej cechy tej teorii, lecz obowiązuje każdą teorię fizyczną. W szczególności mechanika Newtona czyni zadość warunkowi współzmienniczości. Istnieje również świetnie opracowany formalny aparat matematyczny — równania Lagrange'a drugiego rodzaju — który pozwala na sformułowanie mechaniki Newtona w sposób współzmienniczy. Co więcej, można twierdzić, że mechanika Newtona jest współzmiennicza względem szerszej grupy przekształceń współrzędnych niż ogólna teoria względności. Istotnie, w mechanice Newtona dopuszczalne są układy współrzędnych poruszające się z dowolną prędkością, gdy tymczasem ogólna teoria względności dopuszcza tylko takie układy, które poruszają się z prędkością mniejszą od prędkości światła (w przeciwnym razie nie byłoby spełnione wspomniane wyżej nierówności).

Dochodzimy do wniosku, że teoria Einsteina bynajmniej nie jest uogólnieniem szczególnej teorii względności na przypadek ruchów przyspieszonych i że w ogóle rozważanie ruchów przyspieszonych nie jest ani charakterystyczne, ani istotne dla nowej teorii.

Na czym więc polega istota teorii Einsteina? Na to pytanie można dać tylko jedną odpowiedź. Teoria Einsteina jest teorią grawitacji. Wiąże ona prawo powszechnego ciężenia z metryką przestrzeni fizycznej. Zgodnie z tą teorią metryce realnej przestrzeni fizycznej odpowiada nie geometria *E u k l i d e s a*, lecz bardziej skomplikowana geometria, a mianowicie geo-

metria R i e m a n n a. Geometria Euklidesa zachowuje tylko pomocniczą rolę matematyczną, wynikającą z jej szczególnej prostoty.

Należy tu wspomnieć o nieśmiertelnej zasłudze wielkiego matematyka rosyjskiego W. I. Ł o b a c z e w s k i e g o, który po raz pierwszy wskazał na możliwość istnienia geometrii nieeuklidesowych i szczegółowo rozpracował jedną z nich, noszącą obecnie jego imię. Niektóre z wyników Łobaczewskiego otrzymał niezależnie od niego węgierski uczonec B o l y a i.

Odstępstwo metryki przestrzeni fizycznej od euklidesowej zależy od rozkładu mas. Jest ono tym większe, im większą wartość ma newtonowski potencjał pola grawitacji (w stosunku do kwadratu prędkości światła). Dla przestrzeni otaczającej układ słoneczny, a nawet dla obszarów wewnątrz masywnych ciał, np. Słońca, odstępstwo to jest nieznaczące. Tym niemniej jednak wywiera ono decydujący wpływ na ruch ciał. Istotą rzeczy jest konieczność rozważania geometrii całego czterowymiarowego kontinuum przestrzenno-czasowego, a nie ograniczanie się do geometrii czysto przestrzennej. Małe masy (tzn. takie, które nie zmieniają w sposób istotny newtonowskiego potencjału w otaczającej je przestrzeni) poruszają się w polu grawitacji dużych mas według prawa linii geodetycznej. Zgodnie z tym prawem „czas własny“ małej masy, potrzebny na przebycie drogi od punktu początkowego do punktu końcowego, jest większy dla ruchu swobodnego niż dla jakiegokolwiek innego ruchu.

Przy tym czas własny określa się analogicznie jak w szczególnej teorii względności, uwzględniając jednak nieeuklidesowy charakter geometrii. Prawa linii geodetycznej nie stosuje się do dużych mas, które same są źródłem dostrzegalnego pola grawitacji; ażeby określić ich ruch, należy rozwiązać układ równań potencjałów grawitacji i tensora materii. Przy tym przejawia się jak najbardziej ścisły związek równań ruchu z równaniami grawitacji.

W odróżnieniu od teorii Newtona, w której ruch mas może być z góry dany, a wytworzony przez nie potencjał określa się na podstawie równania P o i s s o n a, w teorii Einsteina równania potencjału grawitacji mają rozwiązanie tylko wówczas, gdy masy będące jego źródłem poruszają się w sposób określony. Stąd (tzn. z warunku istnienia rozwiązania dla potencjału) wynika prawo ruchu dla skończonych mas.

Myśl tę wypowiedział po raz pierwszy Einstein w 1927 r. [1], [2], a następnie rozwinęli ją niezależnie i dwoma odmiennymi sposobami Einstein, Infeld i współpracownicy [3], [4] oraz F o c k [5], [6]. Fock otrzymał przybliżone wyrażenia na potencjały grawitacji dla rozkładu mas podobnego do rozkładu, jaki istnieje w układzie słonecznym; jednocześnie otrzymano poprawki do równań ruchu zagadnienia wielu ciał. Einsteina i Infelda interesowały jedynie te poprawki.

W całym szeregu istotnych punktów, między innymi w kwestii układów współrzędnych, poglądy Einsteina i Focka są rozbieżne, lecz otrzymane przez nich równania ruchu są identyczne. Jeden z wyników wspomnianej pracy Focka ma bezpośredni związek z interesującym nas zagadnieniem porównania układów Kopernika i Ptolomeusza, mówiąc ściślej — z zagadnieniem natury przyspieszenia.

Okazało się, że i w ogólnej teorii względności można za pomocą czterech dodatkowych równań wprowadzić w charakterze współrzędnych przestrzennych i czasowych zmienne analogiczne do prostokątnych kartezjuszowskich współrzędnych przestrzennych i czasowych szczególnej teorii względności (współrzędne harmoniczne), przy czym zmienne te są określone z dokładnością do przekształcenia ze stałymi współczynnikami (przekształcenie Lorentza). Istotnym warunkiem jest przy tym żądanie, aby w dostatecznej odległości od wszystkich mas (umownie mówiąc, w nieskończoności) geometria przestrzeni-czasu była euklidesową (ściślej pseudoeuklidesową); warunek ten jest spełniony dla układu mas podobnego do układu słonecznego i mającego charakter wyspowy. Gdy mówimy o odchyleniu promienia świetlnego, przebiegającego w pobliżu słońca, to zawiera się w tym przyjęcie euklidesowego charakteru czaso-przestrzeni w nieskończoności.

Względem czego zachodzi odchylenie promienia świetlnego? Względem prostej euklidesowej. Dalsze żądanie euklidesowego charakteru czaso-przestrzeni w nieskończoności jest matematycznym warunkiem istnienia całek Einsteina, odpowiadających dziesięciu klasycznym całkom mechaniki (całki energii, pędu, momentu pędu i środka masy). Oprócz żądania euklidesowego charakteru czaso-przestrzeni w nieskończoności, należy sformułować warunek izolacji rozważanego układu mas. Warunek ten prowadzi dla potencjałów grawitacji do warunków promieniowania, na mocy których wykluczone są fale grawitacyjne obcego pochodzenia (biegnące nie z danego układu mas). Oprócz tego należy narzucić na potencjały grawitacji warunki „quasi-stateczności“ i rozważać stany pola grawitacji, ustalające się po wielu obrotach planet.

Przy tych warunkach dopuszczalne przekształcenia współrzędnych sprowadzają się do przekształceń Lorentza, a więc zagadnienie o naturze przyspieszenia rozwiązuje się tak samo, jak i w szczególnej teorii względności.

Z faktu istnienia uprzywilejowanych układów współrzędnych przestrzennych i czasowych wynika bezwzględny (we wskazanym wyżej znaczeniu) charakter przyspieszenia w teorii grawitacji Einsteina.

Nasz punkt widzenia na teorię Einsteina różni się w sposób istotny od punktu widzenia autora tej teorii. Wydaje się nam, że nazwa „ogólna teoria względności“ nie odpowiada jej treści. Naszym zdaniem bez wątpienia

właściwsze byłoby nazwanie jej teorią grawitacji. W samej rzeczy, to zjawisko fizyczne, które po raz pierwszy po dwustu latach bezowocnych prób znalazło właściwe wyjaśnienie w teorii Einsteina, jest zjawiskiem powszechnego ciężenia Newtona.

Teoria ta rzuciła światło na naturę masy i wyjaśniła głęboką przyczynę równości masy bezwładnej i masy grawitacyjnej. Poglądy zaś na naturę przyspieszenia nie doznały istotnych zmian:

Dostateczne usprawiedliwienie z historycznego punktu widzenia ogólnie przyjętej nazwy teorii stanowi ta okoliczność, że stworzył ją autor szczególnej teorii względności, że ukazała się ona później od tej teorii i że korzysta z jej wyników. Jednakże ze stanowiska logiki teoria grawitacji bynajmniej nie jest zwykłym formalnym uogólnieniem szczególnej teorii względności, ponieważ przedmiotem jej jest zupełnie nowa klasa zjawisk fizycznych.

Teoria grawitacji Einsteina jest równocześnie teorią przestrzeni i czasu. Materializm dialektyczny uczy nas, że przestrzeń i czas są formami istnienia materii. Naturalne jest, że między formą i treścią powinien istnieć ścisły związek. Jeden z tego rodzaju związków (związek między przestrzenią i czasem z jednej strony a materią z drugiej) jest sformułowany właśnie w teorii grawitacji.

W naszym zrozumieniu teoria grawitacji Einsteina zasadniczo nie zmieniła odpowiedzi na interesujące nas pytanie, kto miał słuszość w sporze między zwolennikami układu Kopernika a zwolennikami układu Ptolemeusza. Należy uważać, że spór ten został jednocześnie rozstrzygnięty na korzyść Kopernika.

Nieśmiertelne dzieło Kopernika — jego heliocentryczna teoria układu słonecznego — znalazła mocne uzasadnienie teoretyczne w mechanice Newtona i uzasadnienia tego zupełnie nie zachwiał dalszy rozwój nauki.

Tłum. K. Majewski

Literatura

1. A. Einstein i Grommer, Sitzb. Berl. Akad. 1927, s. 235.
2. A. Einstein, Sitzb. Berl. Akad. 1927, s. 235.
3. A. Einstein, L. Infeld and B. Hoffman — Ann. of Mathem. 39, 65 (1938).
4. A. Einstein, L. Infeld, 1949.
5. В. А. Фок, ЖЭТФ, 9, 375 (1939).
6. В. А. Фок, ДАН, 32, 28 (1941).

Andrzej Hrynkiewicz

Zespół Katedr Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego

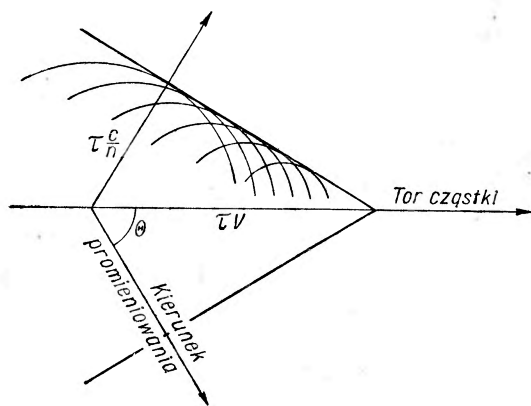
Zastosowanie promieniowania Czerenkowa do wykrywania i pomiaru energii cząstek jądrowych

Od wielu lat fizycy tropią cząstki jądrowe, aby na podstawie zaobserwowanych faktów wyciągnąć wnioski o budowie jąder atomowych i o procesach w nich zachodzących. Dzisiejszemu fizykowi nie wystarcza już teren laboratorium naukowego. Ponieważ niezwykle ciekawych informacji o przemianach jądrowych dostarczają badania promieniowania kosmicznego, aparaty służące do rejestracji i pomiaru energii cząstek są umieszczane na szczytach gór, wysyłane balonami do stratosfery i spuszczone do szybów głębokich kopalń. Są to aparaty przeważnie bardzo skomplikowane, gdyż wykrywanie cząstek nie jest sprawą łatwą. Cząstki można wykryć jedynie poprzez zjawiska, które towarzyszą ich przechodzeniu przez materię. Od dawna znanym procesem, w którym cząstka traci energię zdradzając tym swą obecność, jest jonizacja. Naładowana elektrycznie cząstka wytwarza wzdłuż swego toru szereg jonów, których powstanie może być za pomocą odpowiedniego urządzenia zarejestrowane. Obserwację cząstek nienaładowanych, jak fotony promieni γ , neutrony lub neutralne mezony umożliwia fakt, że przenikając przez materię powodują one w różnych, dobrze dziś znanych procesach powstawanie szybkich, wtórnych cząstek naładowanych, zdolnych do wytworzenia jonizacji. Zjawisko jonizacji pozwoliło skonstruować cały szereg przyrządów do wykrywania i pomiaru energii cząstek. Na tej zasadzie działają komora Wilsona, komora jonizacyjna, licznik Geigera-Müllera, licznik scyntylicyjny i emulsje fotograficzne.

Niecałe dwadzieścia lat temu zostało odkryte nowe zjawisko, które zachodzi wtedy, gdy szybka cząstka naładowana przedziera się w pewnych określonych warunkach przez materię. Jest nim promieniowanie Czerenkowa. Promieniowanie to może być wykorzystane do opracowania nowej metody wykrywania cząstek, a nawet mierzenia w pewnym zakresie ich energii. Kilka lat temu zostały skonstruowane pierwsze liczniki działające na zasadzie wykrywania promieniowania Czerenkowa. Rozwój tej nowej metody rokuje nadzieje, że przy rozwiązywaniu szeregu zagadnień liczniki Czerenkowa staną się niezastąpionym orężem fizyki jądrowej.

Promieniowanie Czerenkowa

W 1934 r. C z e r e n k o w [1], pracując w laboratorium W a w i ł o w a nad luminescencją cieczy naświetlanych promieniami γ , zaobserwował promieniowanie widzialne bładoniebieskiej barwy. Wkrótce przekonał się, że nie jest to zwykła fluorescencja, gdyż nie udaje się jej wygasić znanymi metodami, jak np. przez podwyższenie temperatury lub dodatek odpowiednich substancji gaszących. W dyskusjach nad odkrytym promieniowaniem Wawilow [2] wysunął hipotezę, że jest ono wywoływane przez szybkie, wtórne elektrony, powstające w cieczy pod wpływem promieni γ w zjawisku fotoelektrycznym, zjawisku Comptona lub w procesie tworzenia par. Hipoteza ta znalazła potwierdzenie w doświadczeniach Czerenkowa ze źródłem promieni β . Ciecz naświetlona promieniami β również wysyłała bładoniebieskie światło. Dalsze badania [3] przyniosły szereg nowych informacji o naturze tego zagadkowego promieniowania, które od nazwiska odkrywcy nazwano promieniowaniem Czerenkowa*. Stwierdzono, że powstaje ono nie tylko w cieczach, ale również w przezroczystych ciałach stałych, jak np. szkło lub mika. Widmo promieniowania jest widmem ciągłym, przy czym natężenie rośnie ze wzrostem częstości



Rys. 1. Konstrukcja czoła fali promieniowania Czerenkowa

aż do krańca pasma absorpcyjnego danego ciała w ultrafiolecie. Całkowite natężenie jest proporcjonalne do drogi przebywanej w ciele przez elektron. Stwierdzono również, że promieniowanie jest spolaryzowane liniowo, a mianowicie wektor elektryczny leży w płaszczyźnie utworzonej przez kierunek toru elektronu i kierunek obserwacji. Najciekawszym jednak spostrzeżeniem była zauważona przez Czerenkowa asymetria w rozchodzeniu się promieniowania. Rozchodzi się ono wyłącznie w kierunku lotu wytwarzających je elektronów, wewnątrz stożka, którego osią jest tor elektronu, przy czym kąt rozwartości stożka zależy od prędkości cząstek i od wartości współczynnika załamania danej substancji.

* Promieniowanie to obserwował już w 1926 r. we Francji M a l l e t, ale nie przeprowadził nad nim żadnych dokładniejszych badań.

W trzy lata po odkryciu Czerenkowa, w r. 1937, T a m m i F r a n k [4] podali na gruncie elektrodynamiki klasycznej teorię tego zjawiska. Promieniowanie Czerenkowa powstaje wówczas, gdy naładowana cząstka porusza się w jakimś przezroczystym środowisku z prędkością większą niż prędkość fazowa światła. Mamy w tym przypadku do czynienia z procesem analogicznym do powstawania czołowej fali ciśnienia, wytwarzanej przez pocisk poruszający się w powietrzu z prędkością większą niż prędkość głosu. Obrazowo można efekt Czerenkowa przedstawić jako odrywanie się pola elektromagnetycznego od wzbudzającej je cząstki. Powstające wzdłuż toru cząstki fale elektromagnetyczne, interferując ze sobą, wytwarzają falę wypadkową, której czoło porusza się pod określonym kątem θ do kierunku ruchu cząstki.

Kąt θ można bardzo łatwo obliczyć posługując się konstrukcją, opartą na zasadzie Huyghensa, przedstawioną schematycznie na rys. 1.

W ciągu czasu τ cząstka poruszając się z prędkością v przebywa drogę $v\tau$, a wytworzone w środowisku o współczynniku załamania n promieniowanie — drogę $c\tau/n$. Z rysunku widać, że

$$\cos \theta = \frac{\frac{c}{n} \tau}{v\tau} = \frac{c}{nv}$$

Wprowadzając oznaczenie

$$\beta = v/c$$

otrzymamy wzór

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (1)$$

z którego wynika warunek powstawania promieniowania Czerenkowa postaci

$$\beta n > 1.$$

Im większy jest współczynnik załamania substancji, tym powolniejsze cząstki mogą w niej wytwarzać promieniowanie Czerenkowa, jednak nawet dla ciał o największym znanym n prędkość cząstek musi przekraczać $c/3$.

W tablicach I i II podane są wartości β dla różnych cząstek w zależności od energii, zaś w tablicy III są zestawione różne materiały, odpowiadające im minimalne wartości β , od których począwszy będzie powstawało promieniowanie Czerenkowa, oraz wartości kąta θ_{\max} , tj. kąta θ dla cząstek o prędkości praktycznie równej prędkości światła ($\beta \approx 1$).

Tablica I

Energia w MeV	0,01	0,02	0,05	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	5,0	10
β dla elektronu	0,20	0,27	0,41	0,55	0,70	0,87	0,94	0,98	1,00	1,00

Tablica II

Energia w MeV	β			
	Mezon π	Proton	Deuteron	Cząstka α
1	0,12	0,05	0,03	0,02
2	0,17	0,07	0,04	0,03
5	0,27	0,10	0,07	0,05
10	0,36	0,15	0,10	0,07
20	0,48	0,21	0,15	0,10
50	0,67	0,32	0,23	0,16
100	0,81	0,43	0,31	0,23
200	0,91	0,57	0,43	0,32
500	0,98	0,76	0,61	0,47
1 000	0,99	0,88	0,76	0,61
2 000	1,00	0,95	0,88	0,76
5 000	1,00	0,99	0,96	0,90
10 000	1,00	1,00	0,99	0,96
20 000	1,00	1,00	1,00	0,99
50 000	1,00	1,00	1,00	1,00

Tablica III

	n	β_{\min}	Θ_{\max}
woda destylowana	1,33	0,75	41°30'
lasyt	1,50	0,67	48°10'
ciężki flint	1,88	0,53	57°50'
chlerek srebra	2,07	0,48	61°10'
rutyl	2,90	0,34	69°50'

Aby dobrze zrozumieć proces rozchodzenia się promieniowania Czerenkowa, warto zdać sobie sprawę z tego, że w przypadku gdy warstwa substancji jest bardzo cienka, a cząstki o danej prędkości przenikają ją w postaci wąskiej wiązki, promieniowanie rozchodzi się tylko po tworzącej stożka o kącie wierzchołkowym 2Θ , tak że na płaszczyźnie prostopadłej do kierunku toru cząstek promieniowanie daje ślad w postaci obwodu koła. Gdy przenikana warstwa substancji jest grubsza, na płaszczyźnie prostopadłej powstaje ślad w kształcie pierścienia, którego szerokość rośnie ze wzrostem grubości warstwy.

Na podstawie teorii Tamma i Franka można obliczyć stratę energii cząstki na promieniowanie Czerenkowa. Cząstka o ładunku Ze traci na jednostkę drogi energię

$$\frac{dW}{dl} = \frac{4\pi^2 e^2 Z^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \nu d\nu. \quad 2)$$

Całkowanie w tym wzorze jest rozciągnięte na przedział częstości ν , dla których spełniony jest warunek $\beta n > 1$.

Wzór (2) pozwala wyznaczyć rozkład widmowy promieniowania. Widzimy, że natężenie powinno rosnać ze wzrostem częstości, co jest zgodne z wynikami doświadczalnymi. Gdyby materiał, w którym powstaje promieniowanie, nie wykazywał dyspersji, warunek $\beta n > 1$ byłby dla cząstek o odpowiedniej prędkości spełniony w całym zakresie częstości i doszlibyśmy do paradoksalnego wniosku, że strata energii cząstki dW/dl jest nieskończenie duża. W rzeczywistości tak nie jest, gdyż każda substancja posiada dyspersję. Poza krańcem absorpcyjnym w obszarze krótkofalowym współczynnik załamania maleje, warunek $\beta n > 1$ przestaje być spełniony i natężenie promieniowania spada do zera. W rezultacie straty energii na promieniowanie Czerenkowa w porównaniu ze stratami na jonizację są bardzo małe. Np. elektron o energii 100 MeV traci w wodzie na promieniowanie Czerenkowa ok. 1 keV na 1 cm drogi, gdy tymczasem strata na jonizację wynosi w tych warunkach ok. 2 MeV/cm.

Zaniedbując dla uproszczenia rachunku dyspersję w przedziale częstości $\Delta\nu$ i dzieląc obie strony równania (2) przez średnią energię fotonu $h\nu$ w tym przedziale, otrzymamy liczbę fotonów emitowanych na jednostce drogi w przedziale $\Delta\nu$.

$$\frac{dN}{dl} = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \Delta\nu = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{hc^2} (1 - \cos^2 \Theta) \Delta\nu = \frac{2\pi Z^2 \Delta\nu}{137c} \sin^2 \Theta$$

Dla obszaru światła widzialnego, który pokrywa zakres częstości $\Delta\nu = 3 \cdot 10^{14}$ Hz, liczba fotonów N' emitowanych na 1 cm drogi jest równa

$$N' \approx 450 Z^2 \sin^2 \Theta.$$

Np. w substancji o współczynniku załamania 1,50 elektron poruszający się z prędkością bliską c ($\Theta = 48^\circ 10'$) będzie na 1 centymetrze drogi emitował ok. 250 fotonów światła widzialnego.

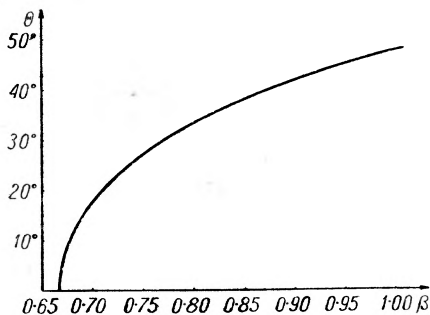
Należy jeszcze raz podkreślić, że takie uproszczone obliczenie jest słuszne tylko w tym przypadku, gdy w rozważanym przedziale częstości $\Delta\nu$ dyspersja substancji może być zaniedbana.

Kwantową teorię efektu Czerenkowa podali G i n z b u r g [5] i S o k o ł o w [6] w r. 1940. Prowadzi ona do wniosków zupełnie zgodnych z wynikami teorii klasycznej. Poprawki wprowadzone w związku z odrzutem cząstki wywołanym emisją fotonu są rzędu $\frac{\lambda}{\Lambda}$, gdzie Λ jest comptonowską długością fali (0,024 Å), a λ długością fali wysyłanego światła. Ponieważ $\lambda \ll \Lambda$, poprawki są bardzo małe i mogą być zaniedbane.

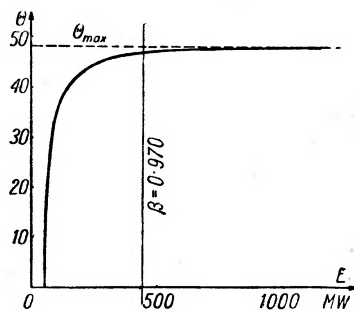
Warto wspomnieć, że Fermi [7] w latach 1939—40, posługując się metodami rachunkowymi zbliżonymi do metody Tamma i Franka, rozważając przypadek zespolonego współczynnika załamania, obliczył całkowitą stratę energii cząstki przechodzącej przez materię zarówno na jonizację, jak i na promieniowanie Czerenkowa.

Zastosowanie promieniowania Czerenkowa do wykrywania i pomiaru energii cząstek

Z podanej ogólnej charakterystyki promieniowania Czerenkowa wynika, że zjawisko to może być zastosowane do wykrywania szybkich cząstek naładowanych, a także ze względu na zależność kąta θ od prędkości może być wykorzystane do pomiaru energii cząstek. Jeżeli znamy współczynnik załamania używanej substancji, łatwo obliczyć, jaki jest dla różnych cząstek zakres energii, które mogą być mierzone przez pomiar kąta θ . Dolna granica tego zakresu energii jest dana przez warunek $\beta n > 1$, górna zaś przez wartości energii dla których β staje się bliskie 1, gdyż praktycznie kąt θ przestaje wówczas zależeć od energii. Na rys. 2a przedstawiona jest zależność kąta θ od prędkości cząstek.



Rys. 2a. Zależność kąta θ od prędkości cząstki



Rys. 2b. Zależność kąta θ od energii dla mezonu π

Oba wykresy dla substancji o współczynniku załamania 1,50

Na rys. 2b podana jest zależność kąta θ od energii, przykładowo dla mezonów π . Oba wykresy dotyczą cząstek poruszających się w lusycie, którego współczynnik załamania jest równy 1,50. Dla innych cząstek i dla innych substancji charakter krzywych zależności θ od energii jest zupełnie podobny. Widzimy, że dla energii większych niż ta, której odpowiada prędkość $\beta=0,970$, kąt θ przestaje się praktycznie zmieniać. Wobec tego energię, dla której $\beta=0,970$, można przyjąć za górną granicę energii, których pomiar może być wykonany metodą opartą na wykrywaniu promieniowania Czerenkowa.

Wyniki obliczeń zakresów pomiaru energii dla różnych cząstek są przedstawione w tablicy IV. Dolna granica zakresów, która zależy od rodzaju zastosowanej przy pomiarze substancji, jest podana dla lusuytu ($n=1,50$).

Tablica IV

	Zakres pomiaru energii w MeV ($n=1,50$)	
elektron	0,15—	1,6
mezon	50 —	440
proton	325 —	2 850
deuteron	650 —	5 700
cząstka α	1 300 —	11 400

Ze względu na małe natężenie promieniowania Czerenkowa do jego wykrywania należy stosować bardzo czułe metody.

Obecnie do najczulszych przyrządów rejestrujących światło o słabym natężeniu należą fotopowielacze i klisze fotograficzne.

Zastosowanie fotopowielacza do wykrywania promieniowania Czerenkowa doprowadziło do powstania licznika rejestrującego poszczególne cząstki. Zastosowanie kliszy fotograficznej, której czułość polega na zdolności sumowania zacierzeń powstających w ciągu długiego czasu, pozwoliło wyznaczać średnią energię wielkiej liczby monokinetycznych cząstek. Można więc metodę fotograficzną zastosować np. do pomiaru energii cząstek wytworzonych w jakimś akceleratorze.

Liczniki Czerenkowa

Projekt zastosowania promieniowania Czerenkowa do liczenia cząstek został opracowany przez Gettinga [8] i Dickego [9] w r. 1947. Mimo że pierwsze próby nie dały obiecujących wyników, wielu badaczy podjęło pracę nad tym zagadnieniem i w wyniku szeregu ulepszeń liczniki Czerenkowa wykazują obecnie wiele cennych zalet w porównaniu z dotychczasowymi metodami wykrywania oraz pomiaru energii cząstek i znajdują coraz szersze zastosowanie.

Wszystkie liczniki Czerenkowa można podzielić na dwa typy. Pierwszy typ to liczniki, które jedynie rejestrują przechodzące cząstki bez pomiaru ich energii. Noszą one nazwę liczników bez ogniskowania. Przy ich pomocy liczy się cząstki, dla których spełniony jest warunek $\beta n > 1$. Wydajność liczenia jest większa dla cząstek o większej prędkości, gdyż jak widać ze wzoru (2) natężenie wysyłanego przez cząstkę promieniowania rośnie ze wzrostem β .

Drugi typ to tzw. liczniki z ogniskowaniem, za pomocą których możemy wyznaczać energię cząstek. Liczniki z ogniskowaniem liczą tylko te cząstki, które wysyłają promieniowanie Czerenkowa pod określonym kątem, a więc tylko cząstki o pewnej określonej energii.

W skład każdego licznika Czerenkowa wchodzi następujące elementy:

- a) radiator, przez który przechodzą cząstki i w którym powstaje promieniowanie,
- b) układ optyczny skierowujący promieniowanie na katodę fotopowielacza,
- c) fotopowielacz wraz z aparaturą elektronową, wzmacniającą i rejestrującą wytworzone pod wpływem światła impulsy elektryczne.

Radiatorem może być dowolny przezroczysty materiał, przy czym pożądana jest także przezroczystość w nadfiolecie, gdyż przez to znacznie zyskujemy na całkowitym natężeniu promieniowania. Ze wzorów (1) i (2) wynika, że korzystny jest duży współczynnik załamania. Im jest on większy, tym niżej leży dolna granica prędkości cząstek wytwarzających promieniowanie, a takim samym prędkościom odpowiadają większe kąty θ , co zwiększa zdolność rozdzielczą przy wyznaczaniu energii. Wydajność licznika również zależy od współczynnika załamania, gdyż większemu współczynnikowi załamania odpowiada większe natężenie promieniowania w danym obszarze widma.

Niestety, dużemu współczynnikowi załamania towarzyszy z reguły duża dyspersja. Wskutek dyspersji promieniowanie o różnych długościach fali rozchodzi się pod różnymi kątami, a to zmniejsza zdolność rozdzielczą licznika, bo następuje rozmycie wartości kąta θ , odpowiadającego danej prędkości cząstek. Zarówno więc radiator o zbyt małym współczynniku załamania, jak i o zbyt dużym, ma pewne wady, to też w wyborze radiatora należy się kierować celem, do którego ma służyć licznik.

Pośród innych cech, jakimi powinien się odznaczać dobry radiator, należy wymienić jednorodność optyczną, małą gęstość i małą średnią liczbę atomową. Znaczenie jednorodności optycznej jest oczywiste. Dzięki małej gęstości małe będą straty energii cząstek na jonizację, a dzięki małej liczbie atomowej nieznaczna będzie zmiana kierunku toru cząstki wywołana wielokrotnym rozproszeniem kulombowskim. Ponieważ dużą wartość współczynnika załamania mają na ogół ciała o dużej gęstości i dużej średniej liczbie atomowej, więc również i z tego względu nie wskazane jest stosowanie radiatorów o dużym n .

Najczęściej stosowanymi radiatorami jest destylowana woda ($n=1,33$) i lusyit (pleksiglas) ($n=1,50$). W niektórych przypadkach, gdy chodzi o szczególnie dużą wartość współczynnika załamania, używa się przezroczystych kryształów chlorku srebra ($n=2,07$) lub rutyłu ($n=2,90$). Lusyit znajduje coraz szersze zastosowanie, gdyż jego obróbka mechaniczna jest niezwykle łatwa. Dość duży współczynnik załamania pozwala na rejestrację cząstek o prędkościach $\beta > 0,67$, a stosunkowo mała dyspersja (ok. 1% w zakresie 5850 Å — 4400 Å) umożliwia osiągnięcie dużej zdolności rozdzielczej. Ponieważ różne próbki lusyitu wykazują różną absorpcję

w nadfiolecie, należy do budowy liczników wybierać próbki o możliwie dobrej przepuszczalności.

Układy optyczne ogniskujące promieniowanie Czerenkowa na katodach fotopowielaczy odznaczają się wielką różnorodnością. Przykładami mogą być układy optyczne typowych liczników opisywanych poniżej.

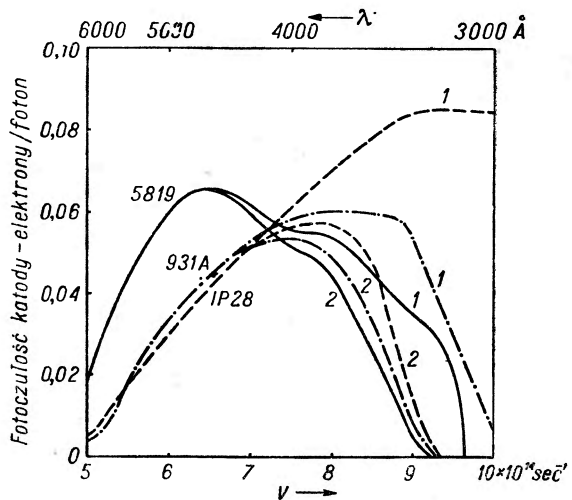
Elementem wspólnym różnych liczników Czerenkowa jest fotopowielacz, zamieniający słabe impulsy świetlne na impulsy elektryczne, które w dalszej części aparatury mogą być stosunkowo łatwo wzmacnione i zarejestrowane. Zasada działania fotopowielacza była już opisywana w *Postępkach Fizyki*. Zainteresowanych czytelników odsyłam do artykułu o licznikach scyntylacyjnych (*Postępy Fizyki*, 2, 88 (1951)). Najbardziej rozpowszechnionymi fotopowielaczami w pracach z licznikami Czerenkowa są typy RCA 931A, 1P28 i 5819. Wykresy czułości tych fotopowielaczy* w zależności od częstości padającego światła podane są na rys. 3.

Krzywe 1 są wykreślone dla światła padającego bezpośrednio na katodę fotopowielacza, zaś krzywe 2 dla światła przechodzącego poprzednio przez 5-cio centymetrową warstwę lusuytu.

Z wzoru (2) i wykresów na rys. 3 można obliczyć, że cząstka o prędkości praktycznie równej c , przenikająca radiator z lusuytu, na każdy centymetr drogi wywoła emisję ok. 16 elektronów z katody fotopowielacza 5819. Liczba ta jest podana przy założeniu, że wszystkie powstające fotony zostaną skupione na katodzie. Dla fotopowielacza 931A i 1P28 otrzymamy odpowiednio liczby 12 i 12,5 elektronów na 1 cm drogi.

Liczniki bez ogniskowania

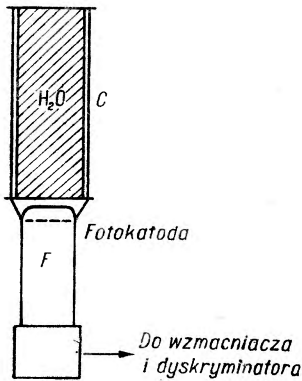
Przykładem licznika bez ogniskowania jest licznik Jelly'ego [10] przeznaczony do detekcji mezonów promieniowania kosmicznego. Schemat tego licznika jest przedstawiony na rys. 4.



Rys. 3. Zależność czułości fotopowielaczy od częstości światła padającego na katodę

* Miarą czułości fotopowielacza jest liczba elektronów wyrzuconych z katody przez 1 foton padającego światła.

Radiatorem jest woda destylowana w cylindrze szklanym C o posrebrzonych ściankach, długości 20 cm i średnicy 8 cm. Górny koniec cylindra jest przykryty czarnym papierem. Fotopowielacz F jest połączony z dolnym końcem cylindra za pomocą stożka pokrytego warstwą tlenku magnezu, odznaczającego się dużą zdolnością odbijającą. Impulsy świetlne powstające w wodzie pod wpływem przechodzących cząstek zostają zarejestrowane przez układ elektroniczny połączony z fotopowielaczem.

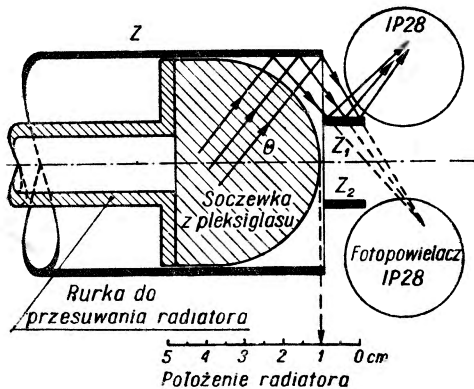


Rys. 4. Licznik Czerenkowa bez ogniskowania

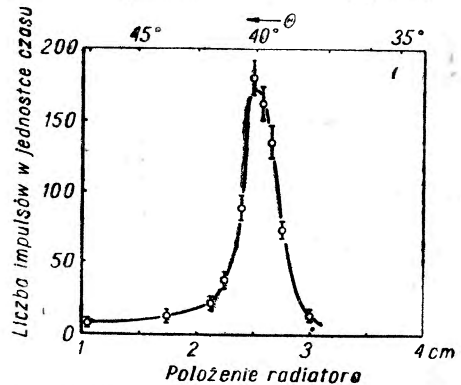
W celu zmniejszenia tła stosuje się często licznik Czerenkowa w koincydencji z licznikami Geigera—Müllera. Zarejestrowaniu podlega wówczas tylko taka cząstka, która da impuls w tacy liczników Geigera—Müllera i w umieszczonym pod nią liczniku Czerenkowa. W ten sposób usunięte zostają impulsy fałszywe wywołane np. przez ciemnościowy prąd fotopowielacza. W wielu zagadnieniach można stosować układ koincydencyjny złożony z licznika Czerenkowa i z licznika scyntylacyjnego. Rejestrowane będą wówczas cząstki, które przechodzą przez kryształ licznika scyntylacyjnego i przez radiator licznika Czerenkowa.

Liczniki z ogniskowaniem

Typowym licznikiem do wyznaczania prędkości cząstek jest licznik stosowany przez Marshalla [11] do analizy wiązki mezonów π^- (rys. 5).



Rys. 5. Licznik Czerenkowa z ogniskowaniem



Rys. 6. Widmo energii mezonów π^- otrzymane za pomocą licznika Czerenkowa

Radiatorem w tym liczniku jest soczewka lutowa umieszczona wewnątrz cylindrycznego zwierciadła Z . Zastosowanie dwóch płaskich zwier-

ciadeł Z_1 i Z_2 pozwala na skierowanie światła wychodzącego z soczewki i odbitego od zwierciadła Z na katody dwóch fotopowielaczy 1P28 pracujących w koincydencji. Dzięki temu usunięte jest w znacznym stopniu tło impulsów ciemnościowych. Przesuwając radiator wewnątrz cylindrycznego zwierciadła, ogniskujemy na katodach fotopowielaczy światło wychodzące pod różnymi kątami θ . Każdemu położeniu radiatora, które możemy odczytać na umieszczonej obok skali, odpowiada inny kąt θ rejestrowanego promieniowania. W ten sposób, przesuwając radiator i licząc dla różnych jego położeń impulsy świetlne dochodzące do fotopowielaczy, otrzymujemy widmo prędkości obserwowanych cząstek. Na rys. 6 podany jest wykres zależności liczby impulsów od położenia radiatora, otrzymany przez Marshalla dla wiązki ujemnych mezonów π^- o energii 145 MeV z 170-calowego synchrociklotronu w Chicago.

Zalety i zastosowania liczników Czerenkowa

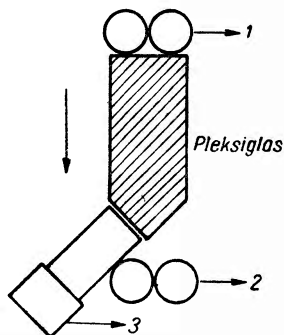
Liczniki Czerenkowa są detektorami cząstek bardzo szybkich i o dużej przenikliwości. W związku z tym znajdują przede wszystkim zastosowanie w pracach z akceleratorami wysokiej energii, a także w pewnych zagadnieniach promieniowania kosmicznego. Przy pomiarach energii cząstek ważną rzeczą jest skolimowanie ich wiązki, gdyż od tego zależy dokładność pomiaru kąta θ , a więc zdolność rozdzielcza licznika. W niektórych licznikach udaje się zmniejszyć błąd przy pomiarze kąta do ułamka stopnia, co pozwala wyznaczać energię cząstek z dokładnością poniżej 1%.

Przykładem zastosowania licznika Czerenkowa może być pomiar absorpcji w graficie mezonów π^- o energii 145 MeV [11]. Wiązka sztucznie wytworzonych mezonów π^- w pierwszej części pomiaru padała bezpośrednio na licznik, w drugiej zaś części po przejściu przez płytkę grafitową o grubości 7.6 cm. Za każdym razem wyznaczany był kąt powstającego w liczniku promieniowania Czerenkowa. Zaobserwowano zmniejszenie kąta od wartości 39.9° do $38,0^\circ$. Obliczono stąd, że energia mezonów wskutek przejścia przez płytkę zmalała do 121 MeV. Teoretycznie przewidziane zmniejszenie kąta θ od $40,4^\circ$ do $38,1^\circ$ zgadza się w granicach błędu z wynikiem doświadczalnym.

Liczniki Czerenkowa mogą być również zastosowane do detekcji cząstek nienaładowanych jak neutrony, mezony π^0 i promienie γ poprzez wtórne cząstki naładowane wytworzone lub wybite na ich drodze.

W pracach z promieniami kosmicznymi cennymi zaletami liczników Czerenkowa są: duża objętość czynna, taka sama wydajność na cząstki dodatnie i ujemne, stosunkowo mała wydajność na gwiazdy i promienie γ , a także możliwość rozróżnienia kierunku lotu cząstki.

Zwykły teleskop licznikowy z licznikami Geigera—Müllera ma tę samą wydajność dla cząstek lecących w jednym i w drugim kierunku. Zastosowanie licznika Geigera—Müllera w koincydencji z licznikiem Czerenkowa pozwala rozróżnić kierunki lotu. Tę metodę zastosował Winckler [12] do pomiaru albedo atmosfery ziemskiej dla promieniowania kosmicznego,



Rys. 7. Schemat teleskopu licznikowego Wincklera

tj. do wyznaczenia w stratosferze stosunku liczby cząstek promieniowania kosmicznego lecących z dołu do góry do liczby cząstek lecących z góry na dół. Teleskop licznikowy Wincklera jest przedstawiony na rys. 7. Liczone były koincydencje potrójne liczników Geigera—Müllera 1, 2 i licznika Czerenkowa 3 najpierw w pozycji takiej, jak na rysunku, a następnie po obróceniu aparatury o 180° , czyli po postawieniu jej „do góry nogami”. Ponieważ aparatura liczy tylko cząstki lecące w kierunku zaznaczonym na rysunku strzałką, stosunek liczby impulsów na jednostkę czasu w obu pomiarach daje poszukiwaną wartość albedo. W wyniku szeregu pomiarów Winckler otrzymał na albedo wartość ok. 70%.

Licznik Czerenkowa można by zastosować do badania występowania odłamków jąder w promieniowaniu kosmicznym, gdyż natężenie promieniowania jest proporcjonalne do kwadratu liczby atomowej wytwarzającej je cząstki. Ciężkie odłamki o różnych Z dawałyby promieniowanie o różnym natężeniu, co można by wykryć przez dyskryminowanie impulsów przychodzących z fotopowielacza [13].

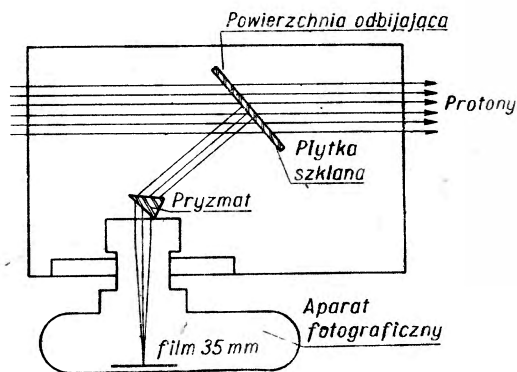
Duerden i Huyams [14] zastosowali licznik Czerenkowa do konstrukcji selektora ciężkich cząstek. Między licznikami Geigera—Müllera pracującymi w koincydencji umieszczono absorbenty. Rejestrowane były w ten sposób tylko cząstki o dużym zasięgu. Przez zastosowanie licznika Czerenkowa połączonego z licznikami G—M w układzie antykoincydencyjnym wydzielone zostały spośród cząstek o dużym zasięgu te, które nie dawały promieniowania Czerenkowa. Były to ciężkie cząstki o dużej energii (stąd duży zasięg), ale o zbyt małej prędkości, aby był spełniony warunek $\beta n > 1$. Aparatura rejestrowała wobec tego tylko cząstki o masie większej od pewnej masy określonej przez warunki geometryczne. Selektor Duerdena i Huyamsa był przystosowany do liczenia cząstek o masie większej niż masa mezonu μ .

Jedną z bardzo cennych, ale dotychczas niewykorzystaną w pełni zaletą licznika Czerenkowa jest bardzo mały czas rozdzielczy. Impuls świetlny w radiatorze licznika Czerenkowa trwa znacznie krócej niż scyntylacja w luminoforze licznika scyntylacyjnego. W zależności od geometrii

układu optycznego błysk światła na katodzie fotopowielacza trwa 10^{-11} — 10^{-10} sek. Narzuca się w związku z tym możliwość zastosowania licznika Czerenkowa do doświadczeń koincydencyjnych, w których potrzebny jest bardzo dobry czas rozdzielczy. Niestety, dotychczas dostępne urządzenia do wykrywania impulsów świetlnych działają zbyt wolno. Nie ma na razie fotopowielacza, który dawałby impuls krótszy niż 10^{-9} sek i wzmacniacza, w którym uniknęlibyśmy przedłużenia tak krótkiego impulsu. Można się jednak spodziewać, że technika rejestracji impulsów świetlnych zostanie wkrótce udoskonalona do tego stopnia, że możliwość osiągnięcia czasów rozdzielczych lepszych niż 10^{-10} sek będzie całkowicie wykorzystana.

Metoda fotograficzna wykrywania promieniowania Czerenkowa

Na zakończenie warto wspomnieć o metodzie fotograficznej rejestracji promieniowania Czerenkowa zastosowanej przez Mathera [15] do wyznaczania średniej energii protonów z synchrocyclotronu. Schemat aparatury Mathera jest przedstawiony na rys. 8. Wiązka protonów po wejściu do światłoszczelnego pudła przechodzi przez ustawioną pod odpowiednim kątem płytkę szklaną o grubości 0,7 mm i o współczynniku załamania 1,88. Tylna powierzchnia płytki jest posrebrzona. Wysyłane pod kątem θ promieniowanie Czerenkowa odbija się od tylnej powierzchni płytki i po przejściu przez pryzmat daje plamkę na filmie małoobrazkowego aparatu fotograficznego. Położenie plamki na filmie zależy od kąta θ i od kąta ustawienia płytki szklanej względem kierunku padania protonów.



Rys. 8. Schemat aparatury do fotograficznego wykrywania promieniowania Czerenkowa

Znając geometrię aparatury można z położenia plamki na filmie wyznaczyć kąt θ . Pryzmat został zastosowany przez Mathera w celu usunięcia rozmycia plamki spowodowanego dyspersją w płytce. Pryzmat był tak dobrany, by zniósł rozszczepienie wiązki światła wychodzącego z płytki. Dzięki temu światło było ogniskowane na filmie w postaci ostrej plamki, co pozwalało zmierzyć kąt θ z dokładnością do $0,2^\circ$. Taka dokładność pomiaru kąta umożliwiła wyznaczenie energii protonów 340 MEV z błędem nie przekraczającym 0,8 MeV, czyli ok. 0,2%.

Reasumując całość nagromadzonego materiału dotyczącego metod wykrywania i pomiaru energii cząstek przy zastępowaniu promieniowania Czerenkowa, wydaje się, że dzięki swym specyficznym właściwościom metody te staną się bardzo cennym uzupełnieniem dotychczas stosowanych sposobów rejestracji cząstek i pozwolą przez to na otrzymanie nowych interesujących informacji, które rozszerzą naszą wiedzę o procesach jądrowych.

Literatura

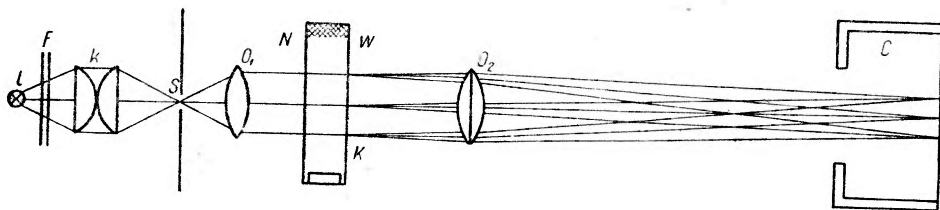
1. П. А. Черенков, ДАН СССР, 2, 451 (1934).
2. С. И. Вавилов, ДАН СССР, 2, 457 (1934).
3. П. А. Черенков, ДАН СССР, 13, 413 (1936); 14, 99, 103 (1937); 20, 653, 211, 323 (1938).
4. И. Е. Тамм, И. И. Франк, ДАН СССР, 14, 107 (1937).
5. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, 10, 599 (1940).
6. А. А. Соколов, ДАН СССР, 28, 415 (1940).
7. E. Fermi, Phys. Rev., 75, 485 (1940).
8. I. A. Getting, Phys. Rev., 71, 123 (1947).
9. R. H. Dicke, Phys. Rev., 71, 737 (1947).
10. J. V. Jelley, Proc. Phys. Soc. A, 64, 82 (1951).
11. J. Marshall, Phys. Rev., 86, 685 (1952).
12. J. R. Winckler, Phys. Rev., 85, 1054 (1952).
13. J. R. Winckler, K. Andersen, Rev. Sci. Instr., 23, 769 (1952).
14. B. D. Huyams, T. Duerden, Phil. Mag., 43, 717 (1951).
15. R. L. Mather, Phys. Rev., 84, 181 (1951).

Marek Kwiek

Zakład Akustyki i Teorii Drgań Uniwersytetu Poznańskiego

O niektórych zjawiskach ugięcia światła na strukturach wytworzonych w cieczach przez fale ultradźwiękowe

W p r o w a d z e n i e. Zestawmy następującą prostą aparaturę (rys. 1): w prostopadłościennym naczyniu N o płaskorównoległych ściankach ze szkła optycznego umieszczamy płytkę kwarcową K oraz wełnę szklaną W , będące nadajnikiem i odbiornikiem ultradźwięku; naczynie napełniamy odpowiednią cieczą (ksylolem, aniliną itp.). Naczynie prześwietlamy równoległymi promieniami światła, uzyskanego z lampy l — punktowej lub spektralnej z filtrem F , wybierającym w przybliżeniu światło monochro-



Rys. 1. Klasyczna aparatura do badań ugięcia światła na falach ultradźwiękowych — widok z góry

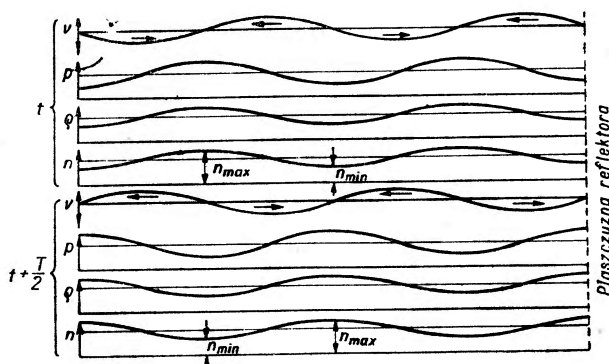
matyczne. Układ optyczny składa się z kondensora k oświetlającego szczelinę S , obiektywów O_1 i O_2 oraz z małej ciemni C z matówką, odległej o kilka metrów od naczynia. Częstotści ultradźwięków dogodne do uzyskania efektywnego doświadczenia są rzędu wielkości jednego lub kilku MHz.

Światło przechodzące przez naczynie z falą ultradźwiękową ulega ugięciu, na matówce widzimy prążki dyfrakcyjne albo — jeżeli użyte światło nie było monochromatyczne — widma.

Identyczne figury ugięciowe otrzymuje się również wtedy, gdy w miejsce waty W pochłaniającej dźwięk umieści się reflektor odbijający. Wtedy wytwarzają się w naczyniu fale stojące (przy odpowiednim umieszczeniu reflektora wyłącznie fale stojące) oprócz fal postępujących, które były w pierwszym doświadczeniu.

Abstrahując na razie od teoretycznego wnिकnięcia w istotę zjawisk, możemy upewnić się o dyfrakcyjnym charakterze otrzymanych prążków pobudzając kwarc do wyższych drgań harmoniczných. Otrzymamy wtedy powiększenie odstepu prążków, a sam odstęp okazuje się zależny w taki sposób od długości fali głosowej λ , jak gdyby da fala tworzyła siatkę dyfrakcyjną o stałej $d = \lambda$.

Zjawiska te były opisane i częściowo wyjaśnione po raz pierwszy przez Debye'a i Searsa [1] oraz niezależnie od nich przez Lucasa i Biqarda [2]. Od innej strony doszli do odkrycia i wyjaśnienia tych zjawisk uczeni radzieccy Mandelsztam, Landsberg, a szczegól-



Rys. 2. Rozkład prędkości cząstki, ciśnienia, gęstości i współczynnika załamania w fali stojącej w cieczy, w dwóch chwilach przesuniętych względem siebie o pół okresu

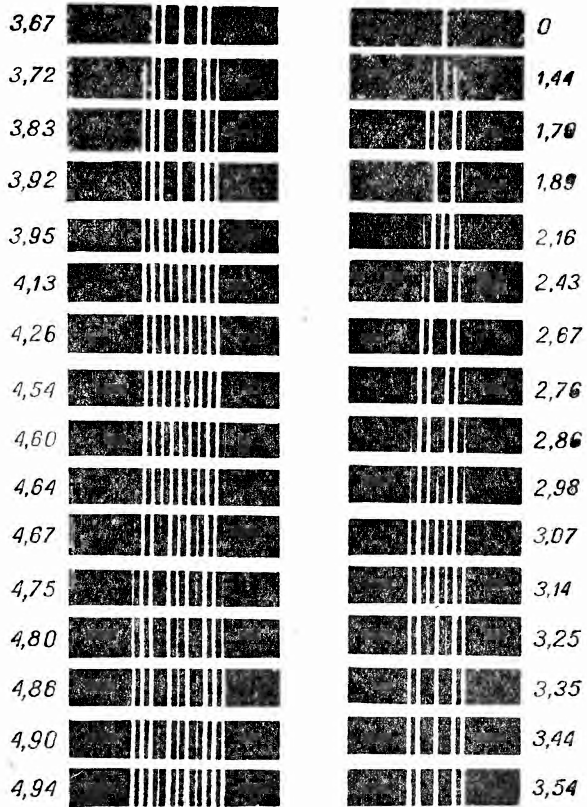
nie Gross [13]. Ruchy cieplne molekuł kryształu można przedstawić jako superpozycję fal normalnych — jest to tzw. nadgłos. Ugięcie światła na tych drganiach jest znane jako zjawisko Ramana, ujawnia się jako subtelna struktura prążków ramanowskich. Teoria tej struktury subtelnej, zbudowana przez Mandelsztama i Landsberga, została przeniesiona na ciecze i sprawdzona doświadczalnie przez Grossa, stosuje się ona również do fal ultradźwiękowych. W dalszym ciągu omówimy interesujące prace innych uczonych, dotyczące wyświetlenia istoty procesu ugięcia światła na falach elastycznych. Poza te ramy wykroczyli Carelli i Porreca [3], którzy stwierdzili, że identyczne figury dyfrakcyjne powstają przy użyciu przezroczystej zawiesziny ciała stałego w cieczy, ale pewna część tej figury — prążki parzystych rzędów — są widoczne jeszcze dość długi czas po wyłączeniu źródła ultradźwięków.

Prymitywne wyjaśnienie przez zmiany przezroczystości cieczy. Fala głosowa wytwarza w cieczy rozkład gęstości o przebiegu sinusowym. Stosunki te dla fali stojącej przedstawia rys. 2.

Można przyjąć, że przezroczystość cieczy zmienia się z gęstością i że wobec tego warstwa cieczy z falą głosową odpowiada siatce dyfrakcyjnej o sinusowym rozkładzie przepuszczalności dla światła. Taka siatka, jak łatwo wykazać, jest zdolna do wytworzenia prążków pierwszego rzędu, natomiast amplitudy prążków innych rzędów — z wyjątkiem zerowego — są równe zero (patrz dodatek I).

Tymczasem doświadczenie wykazuje, że pojawiają się w figurze dyfrakcyjnej prążki wyższych rzędów i to tym wyższych, im większe jest natężenie zastosowanej fa-

li ultradźwiękowej. Jako piękny przykład reprodukujeśmy fotografie z pracy Nomoto [4], na których widać wzrost natężenia prążków wyższych rzędów ze wzrostem natężenia głosu (rys. 3). Uważne obejrzenie figur pokazuje jeszcze, że ten wzrost nie jest zjawiskiem prostym. Np. trzecia figura nie zawiera prążka zerowego (natężenie 1,70). Pojawia się on ponownie przy dalszym wzroście natężenia (piąta figura, $I=2,16$); przy dalszym wzroście natężenia prążek zerowy ponownie się pojawia i ponownie znika (dla $I = \text{ok. } 4,8$). Podobne wahania jasności wykazuje również prążek pierwszego rzędu. Prymitywna teoria, w której warstwę cieczy z falą ultradźwiękową rozpatruje się jako siatkę

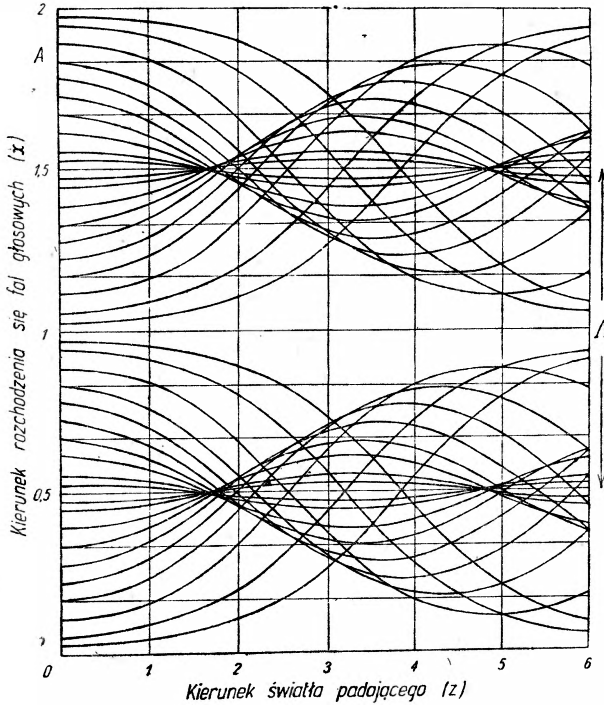


Rys. 3. Prążki dyfrakcyjne uzyskane przez ugięcie światła na postępującej fali ultradźwiękowej przy różnych natężeniach głosu (wg Nomoto [4])

dyfrakcyjną o sinusowym rozkładzie przepuszczalności, nie może wytłumaczyć ani pojawiania się widm rzędów wyższych niż drugi, ani opisanego nierównomiernego rozkładu natężenia światła między prążkami.

Interferencja światła w powietrzu po przejściu przez ciecz. Czas potrzebny na przejście światła na wskroś cieczy

jest bardzo krótki i można rozkład ciśnienia, gęstości i współczynnika załamania uważać za niezmienny w ciągu tego czasu. Rozpatrując rozchodzenie się początkowo równoległego światła w ośrodku o sinusowo zmiennym współczynniku załamania (por. Lucas i Biq uard [2]), można stosunkowo nietrudno otrzymać trajektorie promieni świetlnych (rys. 4).



Rys. 4. Trajektorie promieni świetlnych w cieczy poddanej działaniu fali ultradźwiękowej, wytwarzającej sinusowy rozkład współczynnika załamania (wg Lucasa i Biq uarda [2])

Rzędne na tym rysunku są mierzone w długościach fali Λ fali głosowej, natomiast jako odcięta jest wielkość proporcjonalna do geometrycznej odciętej x , a mianowicie

$$K = x \frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{\frac{\Delta n}{n_0}},$$

gdzie Δn jest amplitudą współczynnika załamania. Szkic wyprowadzenia równań tych trajektorii jest podany w dodatku II.

Amplituda Δn zależy od natężenia głosu; dogodnie wyrazić ją przez ciśnienie akustyczne δp :

$$\Delta n = \mu \delta p \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{8n_0},$$

gdzie μ oznacza współczynnik ściśliwości cieczy. Łatwo oszacować, że dla słabych ultradźwięków ze względu na małą ściśliwość cieczy Δn będzie rzędu wielkości 10^{-6} , dla umiarkowanych i silnych — odpowiednio 10^{-5} i 10^{-4} .

Z rys. 4 widać, że na odległości $K=1,6$ mamy silne zogniskowanie promieni świetlnych. Gdyby odległość ta była zarazem grubością cieczy, to w powierzchni cieczy mielibyśmy w przybliżeniu punktowe źródła światła, przejmujące w przybliżeniu $2/5$ energii świetlnej padającej na przeciwną powierzchnię. Można by więc uważać tę powierzchnię za siatkę w przybliżeniu kreskową, zdolną do wytworzenia prążków wszystkich rzędów. Dla mniejszych wartości K (np. dla $K=0,4$) oświetlenie wyjściowej ściany cieczy zbliża się bardziej do rozkładu sinusowego. Zauważymy tutaj, że mniejsza wartość K oznacza albo cieńszą warstwę cieczy, albo też mniejsze ciśnienie akustyczne, słabszy głos. Widać stąd, że zależność rozkładu oświetlenia wyjściowej ściany naczynia dla różnych K , dla różnych nateżeń głosu, pozwala przynajmniej jakościowo wyjaśnić pokazane na rys. 3 rozkłady nateżenia światła w różnych prążkach w zależności od nateżenia dźwięku.

Oszacujmy nateżenie głosu potrzebne do otrzymania prążków wysokich rzędów, tzn. $K=1,6$, przy grubości cieczy ok. 3 cm. Dla częstości ultradźwięku ok: 5 MHz (długość fali w wodzie ok. 0,03 cm) i dla współczynnika załamania $n_0=1,33$ wystarczy uzyskać $\Delta n=10^{-5}$. Przy współczynniku ściśliwości $\mu \cong 5 \cdot 10^{-11}$ otrzymuje się żądane Δn dla ciśnienia akustycznego $\delta p \cong 0,75 \cdot 10^6$ dyn/cm², tzn. dla nateżenia ultradźwięku rzędu niżej 1 wata na cm². Przy wyższych częstościach wystarczy odpowiednio mniejsze nateżenie lub mniejsza grubość warstwy cieczy; widać zarazem, że dla częstości niższych od 1 MHz trzeba by już dużych nateżeń dla uzyskania prążków o wysokich rzędach. Widać więc, że przy pewnych zastrzeżeniach, dotyczących grubości warstwy cieczy oraz częstości ultradźwięku, można uważać ilość prążków dyfrakcyjnych za pewnego rodzaju miarę nateżenia użytego dźwięku.

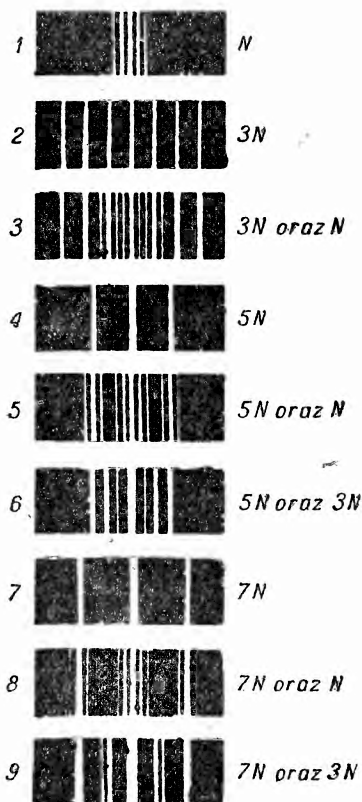
Dla innych cieczy rząd wielkości współczynników załamania i ściśliwości jest zbliżony (patrz tablica I).

Tablica I

Współczynniki załamania dla żółtego światła sodowego oraz współczynniki ściśliwości adiabatycznej w cm²/dyn przy temperaturze pokojowej

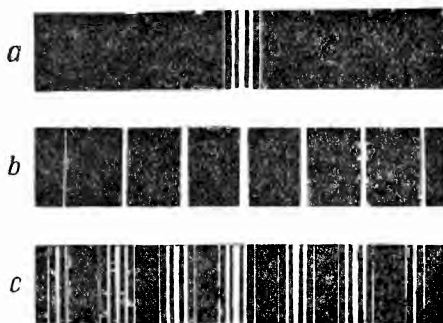
Ciecz	n_0	μ
Woda	1,331	$44,7 \cdot 10^{-12}$
Alkohol etylowy	1,362	$91,1 \cdot 10^{-12}$
Benzen	1,501	$64,9 \cdot 10^{-12}$
Dwusiarczek węgla	1,628	$59,0 \cdot 10^{-12}$
Gliceryna	1,469	$21,4 \cdot 10^{-12}$

Ugięcie światła na dwóch falach ultradźwiękowych. Ten sam kryształ kwarcowy może być wzbudzony równocześnie do drgań na dwóch częstościach np. o częstości podstawowej i jednej z harmonicznych. Doświadczenie takie pierwszy wykonał Bergmann [5], zasilając kwarc równocześnie dwoma generatorami o odpowiednich częstościach. Otrzymane figury dyfrakcyjne



Rys. 5. Figury dyfrakcyjne otrzymane przy ugięciu światła na fali głosowej w ksylołu przy pobudzeniu kwarcu równocześnie w różnych harmonicznych (wg Bergmanna)

są inne, niż można by przewidywać na podstawie dotychczasowej teorii. Nie są one nałożeniem na siebie figur odpowiadających drganiom pojedynczym. Każdy prążek odpowiadający wyższej częstości ultradźwięku jest otoczony grupą prążków odpowiadających częstości niższej. Szczególnie wyraźnie widać to dla częstości $5N+N$ oraz $7N+N$. Pierwszy Brillouin [6] podał hipotezę tłumaczącą te zjawiska: światło ulega w cieczy wielokrotnemu ugięciu. Po przejściu warstwy cieczy o pewnej grubości światło zostaje odgięte do ± 1 rzędu. W dalszej



Rys. 6. Figury dyfrakcyjne otrzymane przez wielokrotne ugięcie światła na dwóch falach ultradźwiękowych o częstościach 1,465 MHz i 9,76 MHz

warstwie cieczy światło z ± 1 rzędu zostaje ugięte częściowo do ± 2 rzędu, a częściowo z powrotem do zerowego itd.

Sprawdzenie doświadczalne tej hipotezy może iść w dwóch kierunkach. Można badać koherencję światła w poszczególnych prążkach i stąd wnosić o wzajemnych stosunkach między prążkami. Nie wnikając w szczegóły tych badań, przeprowadzonych przez Bära oraz Krzczmera

i R ż e w k i n a stwierdzimy, że na koherencję prążków ma wpływ również zjawisko Dopplera, występujące w wyniku ruchu postępowego „siatki“, oraz modulacja amplitudy światła częstością ultradźwięku, wprowadzająca nowe częstości do fali świetlnej. Badania B ä r a popierają hipotezę o wielokrotnym ugięciu światła we wnętrzu cieczy [7]. Drugi sposób — sprawdzenie bezpośrednie — polega na wytworzeniu w cieczy dwóch fal ultradźwiękowych z różnych źródeł o niekoniecznie nawet współmiernych częstościach i analizie otrzymanych w ten sposób figur dyfrakcyjnych.

Doświadczenia te podjęli B e r g m a n n i F u e s [8]. Reprodukujemy jedną z licznych fotografii, publikowanych przez tych autorów (rys. 6). Górna fotografia przedstawia figurę dyfrakcyjną otrzymaną za pomocą kwarcu, umieszczonego z jednej strony naczynia, o częstości 1,465 MHz. Generator zasilający jest ustawiony na taką moc, aby otrzymać widma pierwszego i zaledwie widoczne drugiego rzędu. Fotografia środkowa przedstawia figurę dyfrakcyjną otrzymaną za pomocą kwarcu, umieszczonego po drugiej stronie naczynia, o częstości 9,76 MHz. Dolna fotografia przedstawia figurę dyfrakcyjną otrzymaną przy działaniu obu generatorów i kwarców. Widać, że obok każdego prążka należącego do górnej częstości reprodukowane jest w całości widmo należące do częstości niskiej. Znaczący to, że światło ugięte przez falę o częstości N_1 w swoim dalszym przebiegu zostaje ugięte przez falę o częstości N_2 (gdzie N_1 i N_2 można dowolnie przyporządkować liczbom 1,465 i 9,76 MHz).

T e o r i a R a m a n a i N a g e n d r a N a t h a, t r a k t u j ą c a c i e c z j a k o s i a t k ę f a z o w ą. Teoria ta [9] powstawała i rozwijała się równoległe do przedstawionych wyżej prac doświadczalnych, dotyczących wielokrotnego ugięcia. Teoria ta czyni inne uproszczenia niż teoria L u c a s a i B i q u a r d a, która rozpatrywała trajektorie promieni, a na tej podstawie oceniała rozkład natężenia światła w cieczy, dający siatkę amplitudową. R a m a n i N a g e n d r a N a t h w p a d l i n a s z c z ę ś l i w y p o m y ś l, aby zaniedbać zakrzywienie promieni świetlnych w cieczy, a natomiast uwzględnić przede wszystkim przesunięcia fazowe, jakie powstają wskutek różnych prędkości rozchodzenia się światła w różnie zgęszczonych częściach cieczy. Traktują więc oni ciecz z falą ultradźwiękową jako siatkę fazową.

Pod takim uproszczeniem otrzymuje się dla częstości światła w widmie rzędu k

$$\nu_k = \nu + kN,$$

gdzie ν oznacza pierwotną częstość światła, a N — częstość ultradźwięku; dla kierunku ugięcia jest

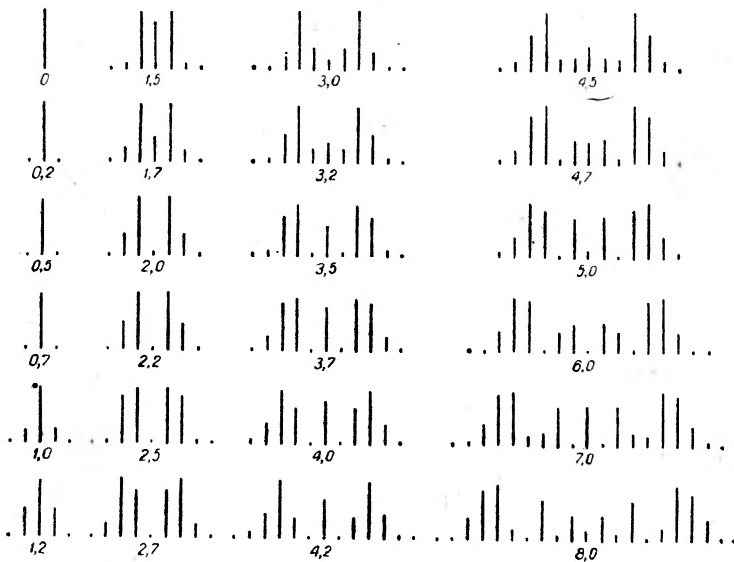
$$\operatorname{tg} a_k \cong \sin a_k = k \frac{\lambda'}{A},$$

gdzie λ' jest długością fali świetlnej w cieczy; wreszcie dla względnej intensywności otrzymuje się rozkład

$$i_k = J_k^2 \left(\frac{2\pi \Delta n l}{\lambda} \right),$$

gdzie J_k jest funkcją Bessela rzędu k , l jest długością drogi fali świetlnej w polu akustycznym (por. dodatek III).

Okazuje się, że ta teoria dobrze oddaje rozkład natężenia prążków zależnie od mocy ultradźwięku (rys. 7). Można — z pewną ostrożnością —



Rys. 7. Rozkład natężeń w prążkach zależnie od $a = \frac{2\pi \Delta n l}{\lambda}$
wg teorii R a m a n a i Nagendra N a t h a

przyjmować ilość prążków uzyskanego widma za miarę intensywności ultradźwięku.

Odkrycie Carelli i Porreca [3]. Jeżeli w urządzeniu (rys. 1) z reflektorem zamiast waty napełnić naczynie nie wodą, ale zawiesiną pewnych substancji (np. HgCl , BaSO_4 , skrobi) w wodzie (również np. alkoholu poliwinylowego w alkoholu metylowym, etylowym lub amyłowym, skrobi w alkoholu etylowym itd.), to po pewnym czasie działania ultradźwięku na ciecz wytwarza się w niej druga siatka, mająca pewną trwałość w czasie. Po wyłączeniu ultradźwięków natychmiast znikają prążki rzędów nieparzystych, natomiast prążki rzędów parzystych utrzymują się jeszcze pewien czas, rzędu 5—10 sek. Czas trwania tych prąż-

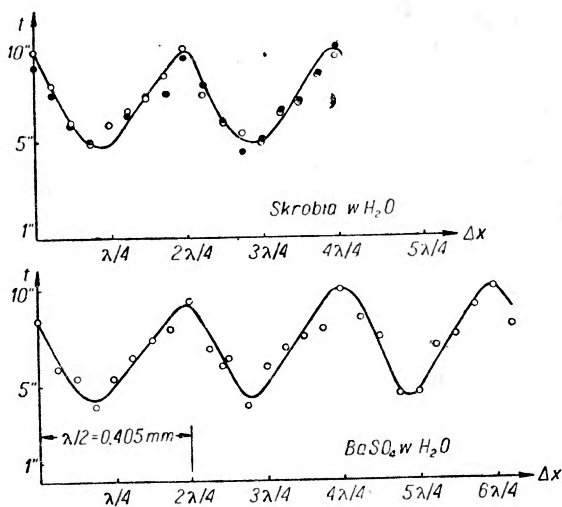
ków zależy — jak wykazały drobiazgowo badania Carelli i Porreca — od następujących okoliczności:

1) linie utrzymują się tym dłużej, im dokładniej fala w naczyniu jest stojąca, tzn. im dokładniej odległość kwarcu i reflektora jest nastawiona na całkowitą wielokrotność długości $\frac{1}{2}\Lambda$,

2) czas nadźwiękowania wpływa na czas trwania linii; w miarę przedłużenia czasu nadźwiękowania czas trwania prążków dąży asymptotycznie do pewnej wartości.

Zależność 1 ilustruje rys. 8, zależność 2 rys. 9, reprodukowane z III pracy Carelli i Porreca. Badania tych autorów oprócz gruntownego potwierdzenia zależności 1 i 2 dotyczyły znaczenia mocy fali ultra-dźwiękowej wprowadzonej do cieczy. Okazało się, że przy dużej mocy — co autorzy oceniają za pomocą ilości wytworzonych prążków — czas trwania prążków przy tym samym czasie nadźwiękowania jest dłuższy. Również i tutaj, przy dobraniu stosownego czasu nadźwiękowania jednakowego dla wszystkich doświadczeń, można ustalić zależność asymptotyczną czasu trwania prążków od ich ilości, tzn. od natężenia ultradźwięku (ob. rys. 10, reprodukowany z pracy III).

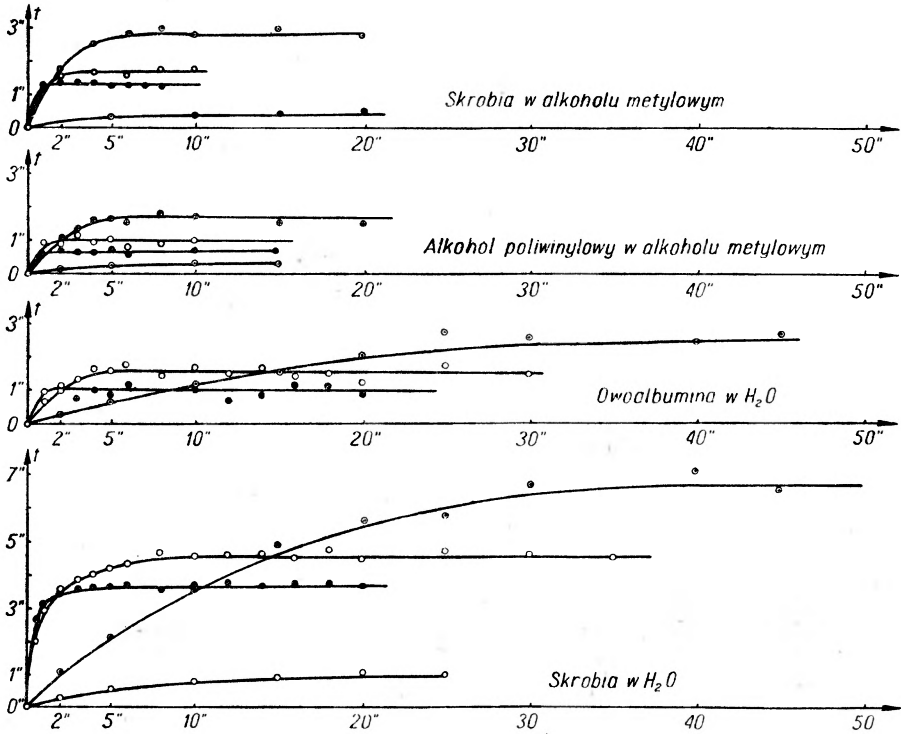
Dla wytłumaczenia tego zjawiska autorzy wychodzą od poszukiwania stałej siatki, dającej widmo pierwszego rzędu w miejscach, w których fala ultradźwiękowa jako siatka daje widmo rzędu drugiego: oczywiście stała taka jest równa $\frac{1}{2}\Lambda$. W fali stojącej węzły prędkości bądź węzły ciśnienia są odległe właśnie o $\frac{1}{2}\Lambda$ (por. rys. 2). Autorzy stawiają hipotezę, że w fali głosowej stojącej cząstki zawiesiny są rozpędzane w strzałkach prędkości i skupają się w węzłach prędkości, gdzie zarazem są strzałki ciśnienia, a ciecz jest nieruchoma. Te skupienia cząstek zawiesiny, po-



Rys. 8. Zależność czasu trwania linii od odległości kwarcu i reflektora

dobne nieco do figur Kundta, ulegają powolnemu rozproszeniu wskutek ruchów Browna po przerwaniu wytwarzania ultradźwięku.

Tłumaczenie to jest zgodne zarówno z zależnością 1, jak i 2, a ponadto z szybszym ustalaniem się drugiej siatki przy użyciu wyższej częstotliwości,



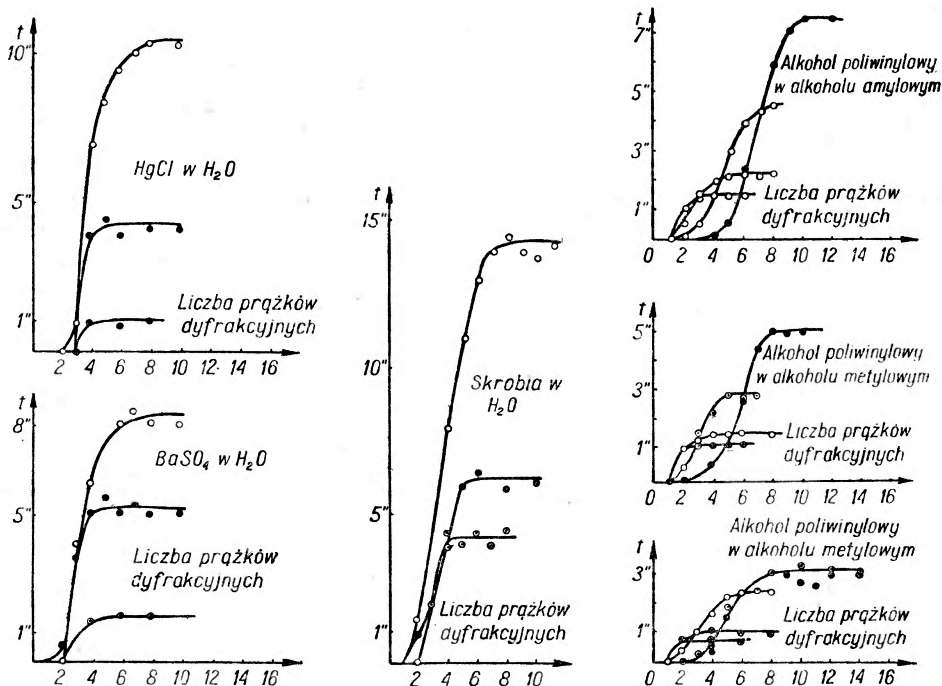
Rys. 9. Zależność czasu trwania linii od czasu uprzedniego nadźwiękowania i częstotliwości

widocznym z rys. 9. Ponieważ przy wyższych częstotliwościach mamy do czynienia z większymi przyspieszeniami w fali stojącej, można wnosić, że na cząstki zawiesiny działają wtedy większe siły.

Ugięcie światła autorzy przypisują zmianie współczynnika załamania w zależności od stężenia zawiesiny. Patrząc krytycznie na tę ostatnią wypowiedź, trzeba by szukać dla niej osobnego potwierdzenia doświadczalnego i ewentualnie oddzielić ugięcie, zależne od różnic współczynnika załamania, od zależnego od różnic przezroczystości przez badanie częstotliwości światła w różnych prążkach i jego koherencji przed i po wyłączeniu ultradźwięku.

Znaczenie odkrycia dla badań nad absorpcją ultradźwięków. Mało znanym zjawiskiem składowym absorpcji ultra-

dźwięku w mieszaninie cieczy jest absorpcja wskutek dyfuzji [10]. Można je wytłumaczyć w następujący sposób. Elastyczność mieszaniny cieczy jest własnością wspólną, jest ona zarazem miarodajna dla oporu akustycznego mieszaniny. Przy danym ciśnieniu akustycznym prędkość cząstki w fali jest tym mniejsza, im większy jest opór akustyczny, $v=p/z$. Ale opór zależy nie tylko od elastyczności cieczy, lecz również od jej gęstości,



Rys. 10. Czas trwania linii dyfrakcyjnych w zależności od natężenia ultradźwięku, mierzonego w odniesieniu do ilości linii przy stałym czasie nadźwiękowania

$z^2 = \rho/\mu$. W fali głosowej rozchodzącej się w mieszaninie cieczy złożonej z dwóch rodzajów cząstek można widzieć trzy nakładające się zjawiska: falę głosową, rozchodzącą się w jednym składniku, falę rozchodzącą się w drugim składniku oraz oddziaływanie między obydwojma składnikami. Ale opór akustyczny składnika mieszaniny nie jest ten sam, co opór czystej substancji. Składa się nań elastyczność wspólna mieszaniny i gęstość zmniejszona w stosunku koncentracji; na ogół opór akustyczny „czynny” obu składników mieszaniny będzie inny. Wobec tego to samo ciśnienie akustyczne będzie dla cząstek jednego i drugiego składnika wytwarzało inną prędkość cząstki i wystąpi w fali opór tarcia wskutek odwrotnego zjawiska dyfuzji w mieszaninie. Opór ten wytwarza dodatkową absorpcję

ultradźwięku. Zwykły wzór na zanikanie amplitudy fali płaskiej wskutek absorpcji

$$A = A_0 e^{-\Sigma \alpha x}$$

otrzyma w wykładniku składnik pochodzący od dyfuzji

$$\alpha_d = \gamma D_{12} C_1 C_2 \left(\frac{M_2 - M_1}{M_0} \right) \frac{\omega^2}{2c^3},$$

gdzie C_1 i C_2 są koncentracjami obu składników mieszaniny, M_1 i M_2 = masy molarne składników, M_0 = masa molekularna skuteczna mieszaniny, $\gamma = c_p/c_v$, D_{12} = współczynnik dyfuzji.

Tego właśnie zjawiska, działającego również w fali stojącej, użyli Carrelli i Porreca do wytłumaczenia tworzenia się wahań koncentracji zawiesiny. Nie jest wykluczone, że dalsze badania mogą dać bliższe nawiązanie między absorpcją przez dyfuzję a czasem budowania się siatki koncentracyjnej i jej czasem zaniku i że tą drogą polepszą się nasze wyobrażenia o absorpcji głosu w mieszaninach cieczy i zawiesinach.

Dodatek I

Siatka dyfrakcyjna o sinusowej przepuszczalności

Dla światła ugiętego w dowolnym kierunku jest

$$\sin \alpha = \frac{k\lambda}{a},$$

gdzie k oznacza pomocniczą zmienną. Dla siatki kreskowej dla $k=0, \pm 1, \pm 2$ itd. mamy maksima amplitudy fali ugiętej.

W naszym przypadku średnia amplituda fali światła ugiętego w kierunku α , mierzona amplitudą światła padającego, będzie dana przez całkę

$$\frac{1}{L} \int_0^L \sin \left(\omega t - \frac{2\pi x k}{a} \right) \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{\varepsilon}{2} \sin \frac{2\pi x}{a} \right) dx,$$

w której czynnik $\sin \left(\omega t - \frac{2\pi x k}{a} \right) = \sin \left(\omega t - \frac{2\pi x \sin \alpha}{\lambda} \right)$ daje przebieg fali świetlnej, skierowanej pod kątem α do pierwotnego kierunku propagacji (rys. 11), natomiast czynnik $\left(\frac{1}{2} + \frac{\varepsilon}{2} \sin \frac{2\pi x}{a} \right) dx$ daje zmianę amplitudy światła uginanego, przechodzącego przez pasek $x \dots x+dx$ siatki o sinusowej przepuszczalności.

Pierwszy składnik tej całki

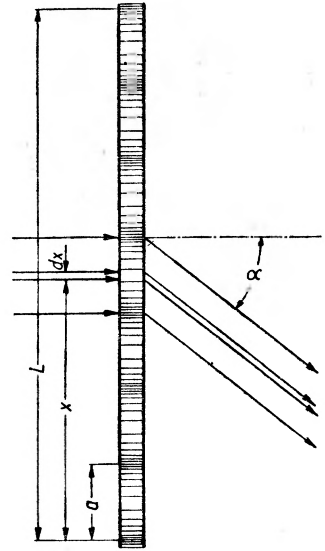
$$\frac{1}{2L} \int_0^L \sin \left(\omega t - \frac{2\pi x k}{a} \right) dx = - \frac{1}{2L} \cdot \frac{a}{2\pi k} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi x k}{a} \right) \Big|_0^L.$$

Widać bezpośrednio, że dla $k \neq 0$ składnik ten dąży do zera, jeżeli tylko L rośnie i staje się duże w porównaniu z a , tzn. jeżeli szerokość siatki L jest duża w porównaniu z jej stałą a . Dla $k=0$

całka ta jest równa $\frac{1}{2} \sin \omega t$, co stanowi przyrządek do widma zerowego rzędu.

Drugi składnik całki

$$\begin{aligned} & \frac{\varepsilon}{2L} \int_0^L \sin \left(\omega t - \frac{2\pi x k}{a} \right) \cdot \sin \frac{2\pi x}{a} dx = \\ & = \frac{\varepsilon}{4L} \int_0^L \cos \left[\omega t - \frac{2\pi x}{a} (k+1) \right] dx - \\ & \quad - \frac{\varepsilon}{4L} \int_0^L \cos \left[\omega t - \frac{2\pi x}{a} (k-1) \right] dx = \\ & = \frac{a\varepsilon}{8L\pi (k+1)} \sin \left[\omega t - \frac{2\pi x}{a} (k+1) \right]_0^L - \\ & - \frac{a\varepsilon}{8L\pi (k-1)} \sin \left[\omega t - \frac{2\pi x}{a} (k-1) \right]_0^L = I + II. \end{aligned}$$



Rys. 11. Ugięcie na siatce o sinusowej przepuszczalności

Jeżeli $L \gg a$, to w zasadzie oba wyrazy znikają. Jednak gdy $k = -1$, to nie znika pierwszy, a gdy $k = +1$, to nie znika drugi wyraz, lecz są równe odpowiednio

$$I = -\frac{\varepsilon}{4} \cos \omega t, \quad II = +\frac{\varepsilon}{4} \cos \omega t.$$

Okazuje się więc, że siatka o przepuszczalności sinusowej daje tylko widma zerowego oraz pierwszego rzędu.

Dodatek II

Zarys teorii Lucasa i Biquarda

Rozkład czasowo-przestrzenny współczynnika załamania w cieczy przez którą biegnie fala elastyczna w kierunku osi x , jest

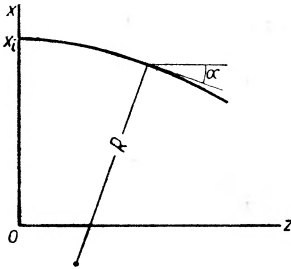
$$n = n_0 + \delta n \cos 2\pi \left(Nt - \frac{x}{\Lambda} \right),$$

gdzie δn , N i Λ oznaczają odpowiednio amplitudę wahań współczynnika załamania, częstość i długość fali ultradźwięku.

Światło wchodzi do cieczy równoległe do osi z i zakrzywia się w płaszczyźnie xz . Promień krzywizny spełnia związek:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr},$$

gdzie $\frac{dn}{dr}$ wyraża zmianę współczynnika załamania przy posuwaniu się prostopadle do promienia. Oznaczmy kąt między osią z a styczną do promienia światła przez α (rys. 12); będzie wtedy:



Rys. 12.

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \cos \alpha = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{dx}{dz}\right)^2}},$$

gdzie x oraz z są współrzędnymi punktu na rozpatrywanym promieniu światła.

Oznaczając $x' = \frac{dx}{dz}$, $x'' = \frac{d^2x}{dz^2}$, otrzymamy po prostych przekształceniach równanie różniczkowe

promienia światła

$$\frac{x''}{1 + (x')^2} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx},$$

które po pierwszym scałkowaniu daje:

$$\sqrt{1 + (x')^2} = An.$$

Oznaczmy przez x_i punkt, w którym promień światła wnika w ośrodek. W tym punkcie promień jest równoległy do osi z , jest więc $x' = 0$. Traktując to jako warunek początkowy znajdujemy:

$$A = \frac{1}{n_0 + \delta n \cos \frac{2\pi x_i}{\Lambda}}, \quad \text{skąd} \quad (x')^2 = \left(\frac{n_0 + \delta n \cos 2\pi \frac{x}{\Lambda}}{n_0 + \delta n \cos 2\pi \frac{x_i}{\Lambda}} \right)^2 - 1.$$

Dla bardzo małych δn (wiemy, że jest ono rzędu wielkości co najwyżej $10^{-4}n_0$) można rozwinąć wyrażenie w nawiasie, otrzymując:

$$x' = \frac{dx}{dz} = \sqrt{\frac{2\delta n}{n_0}} \sqrt{\cos \frac{2\pi x}{\Lambda} - \cos \frac{2\pi x_i}{\Lambda}},$$

skąd:

$$z = \int_{x_i}^x \frac{dx}{\sqrt{\frac{2\delta n}{n_0}} \sqrt{\cos \frac{2\pi x}{\Lambda} - \cos \frac{2\pi x_i}{\Lambda}}}.$$

Całkę tę łatwo sprowadzić do funkcji eliptycznych przez podstawienie:

$$t = \frac{\sin \frac{\pi x}{\Lambda}}{k}, k = \sin \frac{\pi x_i}{\Lambda}, x = \frac{\Lambda}{\pi} \arcsin(kt),$$

które daje:

$$z \sqrt{\frac{\delta n}{n_0} \frac{2\pi}{\Lambda}} + K(k) = \int_0^t \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}}, \quad [11]$$

skąd bezpośrednio:

$$t = \operatorname{sn} \left(z \sqrt{\frac{\delta n}{n_0} \frac{2\pi}{\Lambda}} + K(k) \right) = \operatorname{sn} (K_z + K(k)).$$

Traktując $K_z = \sqrt{\frac{\delta n}{n_0} \frac{2\pi}{\Lambda}} z$ jako zmienną niezależną ($K(k)$ zależy od x_i

i jest stałe dla każdego promienia), posługując się tablicami funkcji eliptycznych, łatwo znajdziemy t oraz x , potrzebne do wykresu rys. 4.

Amplitudę δn znajdziemy stosując wzór Lorentza-Lorenza dający związek współczynnika załamania i gęstości:

$$\frac{1}{\varrho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \operatorname{const} = \frac{1}{\varrho_0} \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2}.$$

Prędkość głosu jest $c^2 = \frac{\delta p}{\delta \varrho}$, ale jest $c^2 = \frac{1}{\varrho_0 \mu}$, gdzie μ jest adiabatycz-

nym współczynnikiem ściśliwości, skąd $\delta \varrho = \varrho_0 \mu \delta p$. Kładąc we wzorze Lorentza-Lorenza $n = n_0 + \delta n$ oraz $\varrho = \varrho_0 + \delta \varrho$ otrzymamy po czysto algebraicznych rachunkach i skreśleniu kwadratów oraz iloczynów wielkości δn i $\delta \varrho$

$$\delta n = \frac{\delta \varrho}{\varrho_0} \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{8n_0} = \mu \delta p \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{8n_0}.$$

Dodatek III

Krótkie przedstawienie teorii Ramana i Nagendra-Natha

Amplituda zmian współczynnika załamania w cieczy jest δn . Stąd wynika amplituda przesunięcia fazy światła w płaszczyźnie wyjściowej:

$$a = \frac{2\pi \delta n l}{\lambda},$$

gdzie λ jest długością fali światła w cieczy, a l — drogą światła w polu

głosowym. Rozkład czasowo-przestrzenny przesunięcia fazy światła w płaszczyźnie wyjściowej jest:

$$a(x, t) = \frac{2\pi\delta nl}{\lambda} \sin 2\pi \left(Nt - \frac{x}{\Lambda} \right),$$

gdzie N jest częstością ultradźwięku, a Λ jego długością fali. Przechodząc do fali świetlnej w cieczy mamy dla jej przebiegu:

$$C e^{i \left\{ 2\pi \left(vt - \frac{z}{\lambda} \right) + \frac{2\pi\delta nl}{\lambda} \sin 2\pi \left(Nt - \frac{x}{\Lambda} \right) \right\}}$$

Wyrażenie to, zawierające $i \sin \xi$ w wykładniku, pozwala się rozwinąć w funkcjach Bessela, dając:

$$C \sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_k \left(\frac{2\pi\delta nl}{a} \right) e^{-i \left\{ 2\pi(v+kN)t - \frac{2\pi}{\Lambda} \left(z+k \frac{\lambda}{\Lambda} x \right) \right\}}.$$

Widać, że mamy do czynienia z układem fal płaskich, których amplitudy są dane przez funkcje Bessela. Kierunek propagacji tych fal leży w płaszczyźnie xz ; kąt, który tworzy ten kierunek z osią z , jest:

$$\operatorname{tg} \alpha_k = \frac{k\lambda}{\Lambda} = \sin \alpha_k \quad (\text{dla małych } \alpha_k),$$

zatem mamy tu zwykłe kierunki ugięcia na siatce dyfrakcyjnej o stałej Λ . Zwraca przy tym uwagę zmiana częstości światła, która jest zgodna z doświadczeniem.

Dla większych l nie można już zaniedbać zakrzywienia promieni. Teoria Ramana i Nagendra-Natha staje się niedokładna. Pewne jej uogólnienie dali W a n n i e r i E x t e r m a n n [12] rozwiązując równanie propagacji wektora elektrycznego fali świetlnej:

$$\Delta E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\varepsilon E)}{\partial t^2},$$

gdzie ε jest stałą dielektryczną:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + 2\varepsilon_1 \cos(\omega t - bx),$$

przy czym ε_0 jest stałą spoczynkową, a $2\varepsilon_1$ amplitudą modulacji wynikającej z działania ultradźwięków.

Otrzymuje się tutaj natężenia prążków bliższe doświadczalnych, częstości zaś te same co w teorii poprzedniej.

Literatura

1. P. Debye, Schallwellen als optische Gitter. Leipzig—Berlin 1932, s. 125; Phys. Zs., **33**, 849 (1932).
P. Debye, F. W. Sears, Proc. Nat. Ac. Sc. Washington, **18**, 410 (1932).
2. R. Lucas, P. Biquard, J. Phys. et Radium, **3**, 464 (1932); C. R., **194**, 2132 (1932).
3. A. Carelli, F. Porreca, I — Nuovo Cim., **9**, 90 (1952); II — Nuovo Cim., **10**, 98 (1953); III — Nuovo Cim., **10**, 883 (1953).
4. O. Nomoto, Proc. Phys. Math. Soc. Japan (3), **22**, 314 (1940).
5. L. Bergmann, Zs. f. Hochfrequ., **43**, 83 (1934).
6. L. Brillouin, La diffraction de la lumière par des ultra-sons, Paris 1933 (Hermann, Actualités scientifiques et industrielles Nr 59).
7. R. Bär, Helv. Phys. Acta, **9**, 617 (1936); Helv. Phys. Acta, **8**, 591 (1935).
S. Kreczmer, S. Rżewkin, Techn. Phys. (USSR), **4**, 1 i 1004 (1935).
8. C. Bergmann, E. Fues, Phys. Zs., **109**, 1 (1930).
9. C. V. Raman i N. S. Nagendra-Nath, Proc. Ind. Ac. Sc. A, **2**, 416 (1935).
2, 413 (1935); **3**, 75 (1936); **3**, 119 (1936); **3**, 495 (1936).
10. Б. Б. Кудрявцев, Применение ультразвука в практике физико-химических исследований, ГИТТЛ 1952, s. 15 i inn.
11. Рижик, Градстейн, Таблицы интегралов, ГИТТЛ 1951, s. 302, 155.
Фихтенгольц, Курс дифференциального и интегрального исчисления, Т. II, М-Л 1948, s. 106.
12. Wannier, Extermann, Helv. Phys. Acta, **9**, 337, (1936).
13. Л. И. Мандельштам, ЖРФХО, **58**, 381 (1926).
Г. С. Ландсберг, УФН, **36**, 384 (1948).
E. F. Gross, Zs. f. Phys., **63**, 685 (1930).
E. F. Gross, Nature, **126**, 201, 400, 603 (1930).

Jan Nikliborc

Katedra Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu im. Bolesława Bieruta

Nowe osiągnięcia w technice wysokiej próżni

Wśród różnych metod współczesnej fizyki metody wytwarzania wysokiej próżni grają niepoślednią rolę. Jak wysoka próżnia jest konieczna, zależy oczywiście od rodzaju zagadnienia. Wymagania w tym kierunku rosną jednak stale i są dość różnorodne. W niektórych przypadkach konieczne jest wytwarzanie i utrzymywanie wysokiej próżni w zbiornikach o dużej pojemności; stosuje się wtedy kilka pomp dyfuzyjnych o dużej szybkości pompowania. Tak jest w przypadku dużych akceleratorów; np. próżnia potrzebna dla synchrotronu protonowego w Birmingham ($1,3 \cdot 10^9$ eV) oceniana jest [1] na około $1 \cdot 10^{-6}$ Tr (1 Tr [tor] oznacza ciśnienie 1 mm Hg). Zastosowano w tym celu pięć równolegle pracujących, dużych pomp dyfuzyjnych. W innych przypadkach wymagania są znacznie wyższe, jeżeli chodzi o wysokość próżni; z reguły jednak zbiorniki (zwykle szklane), w których ta bardzo wysoka próżnia jest konieczna, mają małą pojemność.

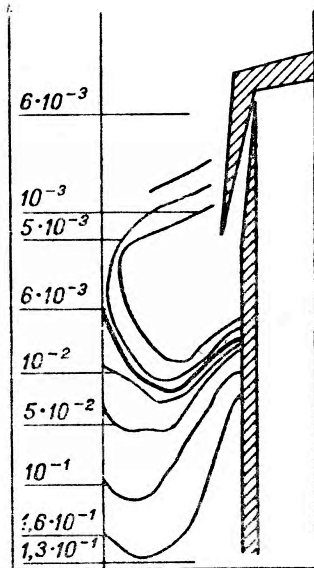
Wiadomo dobrze, że na powierzchni ciał stałych tworzy się w zetknięciu z powietrzem warstwa adsorpcyjna. Otóż niektóre pomiary wymagają całkowitego uwolnienia powierzchni od tej warstwy. Należą tu np. zagadnienia, w których wielkość pracy wyjścia elektronów z metali gra istotną rolę, m. in. napięcia kontaktowe, zjawisko fotoelektryczne i różne inne związane z emisją elektronów z powierzchni metali. Jak krytyczną rolę gra tu dobra próżnia, ilustrują następujące przykłady: gaz podlegający adsorpcji tworzy przy ciśnieniu $p=10^{-6}$ Tr (w jednym cm^3 gazu znajduje się wtedy ok. $3 \cdot 10^{10}$ cząsteczek) monomolekularną warstwę adsorpcyjną w czasie około jednej sekundy; przy ciśnieniu 10^{-10} Tr potrzeba na to kilku godzin. Szybkość powstawania monomolekularnej warstwy adsorpcyjnej może służyć jako kryterium próżni. Na tej podstawie ocenia G o m e r [2] próżnię, otrzymaną przez niego w związku z pracą nad zimną emisją elektronów z metali, na 10^{-15} Tr. Ocenie podlegają tu jednak oczywiście tylko gazy silnie adsorbowane (N_2 , O_2). W podobny sposób jak G o m e r oceniają uzyskiwane próżnie rzędu 10^{-13} Tr Benjamin i Jenkins [3] oraz Becker [4]. Te najwyższe próżnie otrzymuje się jednak w niewielkich zbiornikach, zwykle szklanych, całkiem zamknię-

tych (zalutowanych). Takie zbiorniki są najpierw — podczas pompowania — przez szereg godzin wygrzewane do temperatury zależnej od rodzaju szkła, części metalowe wyżarzone, a następnie — po odłączeniu od aparatury (zalutowaniu) — stosuje się jeszcze środki usuwające pozostałości gazów (sorpcja, patrz część 2).

Ostatnie lata, zwłaszcza rok 1953, przyniosły interesujący rozwój metod otrzymywania wysokiej próżni; niniejszy artykuł ma na celu poinformowanie o tym rozwoju. W części pierwszej omówiono zagadnienie granicznej próżni, wytwarzanej za pomocą pomp dyfuzyjnych; w części drugiej przedstawiono w krótkim zarysie zagadnienie sorpcji (clean up); część trzecia dotyczy zastosowania manometru jonizacyjnego (nowej konstrukcji) do pomiaru i otrzymywania próżni, którą nazwano ultrawysoką; nie oznacza to jednak wcale, aby tu chodziło o próżnie lepsze niż wymienione powyżej [2] [3] [4]; na koniec część czwarta jest poświęcona omówieniu najnowszych pomp, „jonowych“, opartych na wykorzystaniu wyładowania elektrycznego i sorpcji z nim związanej dla otrzymania wysokiej próżni.

1. Graniczna próżnia pomp dyfuzyjnych

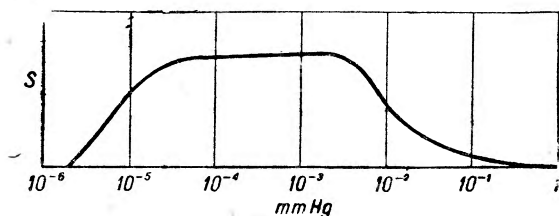
Jak dziś wiadomo, głównie dzięki pracom A l e x a n d r a [5], warunkiem skutecznego działania pompy dyfuzyjnej jest powstanie korzystnego rozkładu gęstości gazu koło dyszy, z której wydostaje się skierowany strumień pary rtęci (lub innej cieczy). Rys. 1 przedstawia fragment dyszy; lewy brzeg rysunku odpowiada (nie narysowanej) chłodnicy. Cząsteczki pompowanego gazu przenikają w głąb strumienia pary między dyszą a chłodnicą i nabywają na skutek zderzeń z mającymi duży, w dół skierowany pęd, atomami rtęci, znacznych prędkości. W tych warunkach wytwarza się — jak wynika z nakreślonych izobar gazu (pomiaru A l e x a n d r a) — minimum gęstości gazu nieco poniżej dyszy. Strumień pary powinien być tak intensywny, by nie zachodziła dyfuzja „wsteczna“ gazu; natomiast gradient gęstości gazu powyżej dziedziny minimum gęstości warunkuje dopływ gazu do strumienia.



Rys. 1

Szybkość pompowania pompy dyfuzyjnej (mierzona zwykle w litrach na sekundę) zależy od ciśnienia gazu. Krzywe szybkości pompowania mają przebieg wskazany na rys. 2: po przejściu

(poczynając od wyższych ciśnień) pewnego przedziału ciśnień, w którym szybkość pompowania jest stała, krzywa stopniowo spada do zera w miarę zmniejszania się ciśnienia.



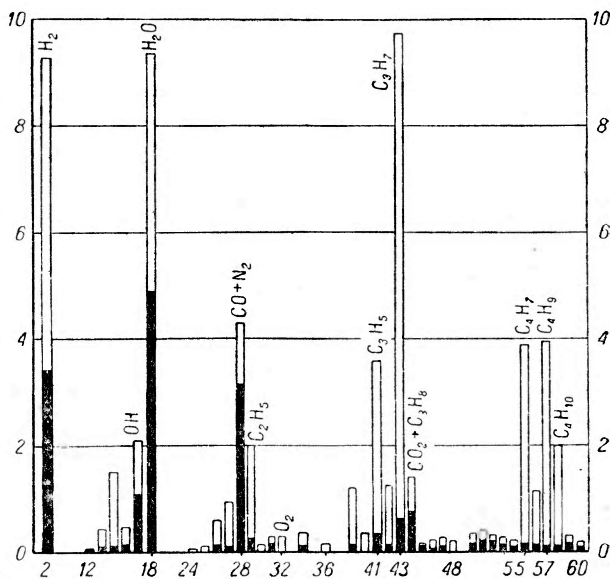
Rys. 2

Najniższe osiągane, tzw. „graniczne ciśnienie“ zależy od rodzaju pompy i cieczy i — według ogłoszonych danych [6] — osiąga wartości ok. 10^{-8} Tr.

Otóż naszkicowany powyżej mechanizm działania pompy dyfuzyjnej nie tłumaczy spadku szybkości pompowania uwidocznionego na rys. 2. Toteż G. W. Sears [7] wysuwa przypuszczenie, że szybkość pompowania gazu po osiągnięciu „plateau“ pozostaje stała dla wszelkich niższych ciśnień. To przypuszczenie zostało poparte pomiarami Berr'y'e g o [8], który dochodzi do wniosku, że w przeprowadzonym przez niego eksperymencie szybkość pompowania helu (którego użyto do prób) pozostawała stała w granicach ciśnień od $2 \cdot 10^{-5}$ do $2 \cdot 10^{-8}$ Tr (niżej nie mierzono). Jako miernik zmian ciśnienia helu służył prąd unoszony przez jony o masie 4 w spektrometrze mas.

Spektrometr mas jest tym przyrządem, który może dać najwięcej informacji dotyczących zagadnienia granicznej próżni. Pomiary, które były robione do roku 1950 manometrem jonizacyjnym w dziedzinie ciśnień ok. 10^{-8} Tr, mają małą wartość, jak zobaczymy w części trzeciej

niżej artykułu. Blears [9] przeprowadził za pomocą spektrometru mas interesujące badania składu gazów w aparaturze, w różnych stadiach pompowania i hodowania próżni. Rys. 3 przedstawia część widma masowego gazów pozostałych. Na osi odciętych zaznaczono liczby masowe, na osi rzędnych ciśnienia w torach $\times 10^{-9}$. Części czarne wskazują ciśnienia cząstkowe przy temperaturze wymra-



Rys. 3

żarki — 78°C; części białe pokazują wzrost, gdy temperatura wymrażarki wynosiła 20°C; widmo mas węglowodorów ciągnie się aż do liczb masowych, wynoszących kilkaset, jeżeli się nie stosuje wymrażania; stosowano olejową pompę dyfuzyjną. Z tych badań oraz innych wynika, że na skład gazów pozostałych wpływają różne czynniki: rodzaj cieczy pompującej, materiały użyte w konstrukcji aparatury, temperatura wymrażarki oraz temperatura wygrzewania. Tablica I (wg B l e a r s a) zawiera wyniki analizy gazów pozostałych w „próżni granicznej“ dla trzech cieczy, trzech temperatur wymrażania i dwóch temperatur wygrzewania; ciśnienia podano w wielokrotnościach 10^{-9} Tr; wszystkie te liczby otrzymano po kilku tygodniach pracy pompy i co najmniej 48 godzinnym wygrzewaniu.

Tablica I

Rodzaj cieczy	Rtęć			Olej apiezonowy BW		Olej apiezonowy C	
Temperatura wygrzewania, °C	100	250	100	100	100	100	100
Temperatura wymrażarki, °C	-78	-78	-170	-78	20	-78	20
Ciśnienie wodoru	—	—	—	3	22	4	9
„ pary wodnej	19	2,2	6,0	7	25	4	9
„ tlenku węgla	9	0,1	1,0	1,1	—	3,1	2,5
„ powietrza	1,0	0,5	1,8	1,6	—	0,5	1,5
„ dwutł. węgla	1,3	0,1	1,7	0,5	12	0,9	1,8
„ węglowodorów	4	1,2	1,3	5	1250	10	60
„ rtęci	205	224	15	—	—	—	—

Powyższe wyniki wskazują, że istotnym źródłem gazów pozostałych jest olej, a mianowicie prócz pary oleju, produkty jego termicznego rozkładu. Prócz tego widać, że zastosowanie pomp rtęciowych (oczywiście z wymrażaniem) może być korzystne. Z tabeli wynika, że nawet przy zastosowaniu dyfuzyjnych pomp rtęciowych obecne są nie tylko CO i CO₂, ale również węglowodory. B l e a r s tłumaczy to przedostaniem się par oleju z pompy wstępnej podczas wstępnej fazy pompowania.

Reasumując te wyniki można zatem przypuszczać, że szybkość pompowania istotnie nie spada do zera po przejściu „plateau“, lecz że efekt pompowania jest maskowany wydzielaniem gazu przez pompę (oraz ewentualnie aparaturę).

2. Sorpcja („clean up“)

Jeżeli chce się otrzymać próżnię bardzo wysokie, poniżej 10^{-8} Tr, wówczas pompowanie pompami dyfuzyjnymi stanowi tylko jeden etap. Dalsze postępowanie polega — oprócz wygrzania części szklanych i metalowych dla ich odgazowania — na zastosowaniu chemicznych bądź elektrycznych metod celem usunięcia gazów pozostałych. Chodzi tu o zjawisko no-

szące nazwę „clean up“ (oczyszczenie). Będę w przyszłości używał słowa sorpcja. Ponieważ temu zjawisku przypada zasadnicza rola w metodach, stanowiących ostatnie osiągnięcia w technice wysokiej próżni, zostanie ono tu krótko omówione.

Rozróżnia się zwykle sorpcję chemiczną i elektryczną. Z pierwszej robi się szeroki użytek w przemyśle, np. przy fabrykacji lamp elektronowych, stosując tzw. gettery (od ang. to get — brać). Chodzi tu o rozpylenie przez ogrzanie stosownego metalu, np. baru lub magnezu. Metal taki w postaci strumienia promieni atomowych reaguje z napotkanymi cząsteczkami resztek gazów w opróżnionym naczyniu. Zachodzi tu również przytłaczanie mechaniczne cząsteczek gazu do ścianek i pokrywanie nalotem [10], o czym świadczy fakt, że i gazy szlachetne ulegają częściowej sorpcji, chociaż wiązanie chemiczne nie może grać tu roli. Poza tym metal działa jako kondensat (getterowanie kontaktowe). W tym przypadku zachodzi adsorpcja fizyczna (siły Van der Waalsa) lub wiązanie chemiczne. Procesy getterowania są bardzo zawiłe i tylko częściowo wyjaśnione. Nie wchodząc głębiej w to zagadnienie wspomnę tu — z uwagi na znaczenie dla „ultra-wysokiej próżni“ — o sorpcji chemicznej za pomocą rozżarzonego drutu wolframowego, jaki bywa stosowany w manometrach jonizacyjnych. Według Langmura [11] niektóre gazy, zwłaszcza wodór, azot i tlen podlegają w obecności rozżarzonego włókna wolframowego sorpcji, która zachodzi niezależnie od tego czy inne elektrody w lampie są pod napięciem, czy nie. To zjawisko tłumaczy się dysocjacją cząstek na atomy w zetknięciu z włóknem, które bądź podlegają adsorpcji na ściankach naczynia, bądź tworzą z wolframem związki, które — lotniejsze niż wolfram — odparowują i osadzają się na ściankach.

Sorpcja elektryczna jest od dawna znana (Plücker 1858). „Twardnienie“ jonowych lamp rentgenowskich częściowo na niej polega. Pomijając — nieważną dla nas — sorpcję podczas wyładowań bezelektrodowych (np. w wyładowaniu pierścieniowym) rozróżnia się zazwyczaj sorpcję elektryczną przy wyładowaniach z zimną katodą od sorpcji przy wyładowaniach z katodą żarzoną. Zasadniczy mechanizm polega zresztą w obu przypadkach na tym, że jony dodatnie, powstające dzięki zderzeniom elektronów z cząsteczkami, zostają „schwyte“ w ten lub inny sposób. Według Seeliger i współpracowników [12], którzy badali elektryczną sorpcję gazów szlachetnych, jony zostają wbite w katodę (zimną). W innych przypadkach ujemnie naładowane ścianki szklane stanowią czynnik adsorbujący lub nawet absorbujący gaz. Sorpcja elektryczna jest — podobnie jak chemiczna — zagadnieniem bardzo złożonym i częściowo tylko zbadanym. Należy tu zaznaczyć, że podział sorpcji na chemiczną i elektryczną nie jest bynajmniej ostry, gdyż sorpcja elektryczna może się łączyć z sorpcją chemiczną jonów lub cząsteczek gazu.

3. Otrzymywanie „ultrawysokiej próżni“

W ostatnich kilku miesiącach ogłoszono wyniki prac, prowadzonych równolegle w kilku ośrodkach, tyjących otrzymywania wysokich próżni za pomocą wyładowań elektrycznych przy wykorzystaniu elektrycznej i chemicznej sorpcji. W jednym przypadku „pompa“ jest przyrząd, służący zarazem jako miernik ciśnienia, mianowicie manometr jonizacyjny; ta metoda prowadzi do otrzymania próżni rzędu 10^{-10} Tr, którą nazwano ultrawysoką; będzie ona omówiona obecnie. Dwie inne metody polegają na zastosowaniu specjalnie skonstruowanych pomp; te metody zostaną omówione w ostatniej części.

Manometr jonizacyjny

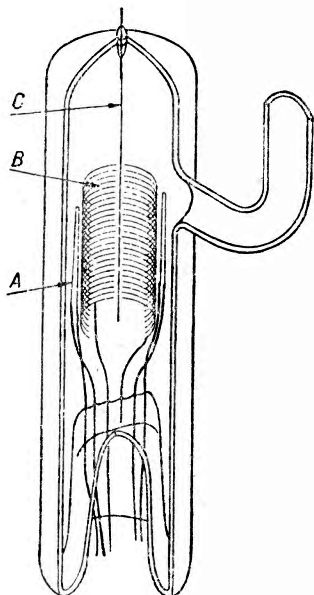
Impulsu do zastosowania manometru jonizacyjnego jako pompy dostarczyły badania nad dolną granicą ciśnienia, które można jeszcze tym przyrządem mierzyć, oraz w ogóle nad wartością tych pomiarów. Prace te doprowadziły do krytycznych ocen wartości pomiarów zwłaszcza bardzo niskich ciśnień, co znalazło może najbardziej drastyczny wyraz w następującej wypowiedzi H. S c h w a r z a [13]: „Każdy, kto mierzy ciśnienia poniżej 10^{-4} manometrem jonizacyjnym, powinien traktować swe pomiary z większym lub mniejszym sceptycyzmem“. Ten sceptycyzm Schwarza był konsekwencją stwierdzenia, że manometr jonizacyjny powoduje sorpcję gazów, których ciśnienie chcemy wyznaczyć, a więc działa sam jak pompa. Innym powodem zastrzeżeń co do wartości pomiarów wykonanych manometrem jonizacyjnym był fakt istnienia dość zagadkowej dolnej granicy ciśnień wskazywanych manometrem jonizacyjnym, mianowicie ok. 10^{-8} Tr, jakkolwiek istniały uzasadnione podstawy do przypuszczania, że znacznie niższe ciśnienia już dość dawno (przed rokiem 1940) były osiągnięte. Wyjaśnienie zagadki przyniosły prace A l p e r t a i B a y a r d a [14], L a n d e r a [15] i M e t s o n a [16].

Jak wiadomo działanie manometru jonizacyjnego polega na tym, że elektrony emitowane z żarzonej katody, przyspieszane polem siatki (100 do 250 V), jonizują gaz, nim zostaną schwytane przez siatkę. Zewnętrzny cylinder o potencjale ujemnym (10 do 50 V) względem katody służy jako kolektor jonów dodatnich. Jeżeli przyjmiemy, że liczba wytworzonych jonów dodatnich rośnie proporcjonalnie do ciśnienia, to możemy napisać:

$$p = \frac{1}{S} \frac{i_c}{i_s},$$

gdzie i_c oznacza natężenie prądu jonowego kolektora, i_s natężenie prądu elektronowego siatki, a S jest współczynnikiem charakteryzującym czułość manometru. Prąd jonowy do kolektora stanowi zatem miarę ciśnienia.

Otóż wzmiankowana powyżej zagadkowa dolna granica ciśnień polega na tym, że faktycznie nie obserwowano prądów jonowych mniejszych od tych, które odpowiadają ciśnieniom ok. 10^{-8} Tr, jakkolwiek prądy takie mogłyby być łatwo zmierzone; prądy odpowiadające 10^{-8} Tr są bowiem rzędu 10^{-9} Amperów (przy 0,010 A prądu siatkowego i 100—150 V napięcia siatki). Wydawać by się mogło zatem, że ciśnienia niższe niż ok. 10^{-8} Tr są nieosiągalne. Tymczasem już w roku 1935 osiągnął P. A. Anderson [17] ciśnienia, które można było oceniać jako niższe niż 10^{-9} Tr. Jako kryterium próżni służył bardzo czuły wskaźnik, mianowicie zmiana



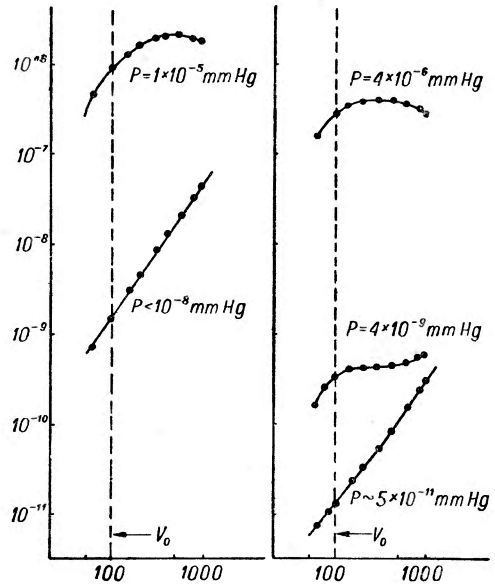
Rys. 4

pracy wyjścia z czystej powierzchni wolframu pod wpływem adsorpcji gazów pozostałych. Obserwacje szybkości adsorpcji na czystym drucie wolframowym zostały później wykorzystane do opracowania metody pomiaru ciśnień rzędu 10^{-10} Tr za pomocą manometru jonizacyjnego. Nottingham wypowiedział przypuszczenie, a wymienieni powyżej badacze [14] [15] [16] potwierdzili doświadczalnie, że dolna granica zakresu manometru jonizacyjnego polega na działaniu miękkich promieni X, które powstają na siatce pod wpływem elektronów wysyłanych przez katodę. Promienie X powodują zjawisko fotoelektryczne na kolektorze jonów dodatnich, co w pomiarach jest równoważne prądowi jonów dodatnich do kolektora. By sprawdzić ten pogląd skonstruowano nowy typ manometru jonizacyjnego (rys. 4), w którym kolektor jonów dodatnich (C) został zredukowany do cienkiego drucika i umieszczony w osi manometru, siatka (B) obejmowała kolektor, a katodę (A) umieszczono na zewnątrz siatki. Osiągnięte zostały dzięki temu następujące korzyści: 1) zmniejszone są skutki działania promieni X dzięki małej powierzchni kolektora, 2) rozkład potencjału między siatką a kolektorem jest taki, że najsilniejsze pole jest ograniczone do małej objętości tuż przy kolektorze. W tych warunkach elektrony emitowane z katody zachowują dużą część swojej energii, a więc i zdolność jonizacyjną w przestrzeni objętej siatką, z wyjątkiem bliskiego otoczenia kolektora jonów.

Rys. 5 przedstawia charakterystyki i_c natężenia prądu kolektorowego w amperach (oś rzędnych) w zależności od V_g potencjału siatki w voltach (oś odciętych) dla dwóch manometrów: (a) dawnego typu (katoda w środku, kolektor stanowi cylinder zewnątrz siatki) i (b) nowego typu; parametrem

jest ciśnienie. W przypadku (a) krzywa górna ($p=10^{-5}$ Tr) ma charakter typowej krzywej prawdopodobieństwa jonizacji w zderzeniu z elektronem, podczas gdy krzywa dolna (odczyt manometru 10^{-8} Tr) ma przebieg zupełnie odmienny. W manometrze nowej konstrukcji (b) górne krzywe mają charakter krzywych jonizacyjnych i nawet najniższa ($p \sim 5 \cdot 10^{-11}$) krzywa ma przebieg wskazujący, że nie osiągnięto jeszcze dziedziny, w której przy normalnych napięciach pracy skutki działania promieni X mają znaczenie decydujące. W ten sposób potwierdzono hipotezę Nottinghama, a zarazem skonstruowano manometr mogący mierzyć niższe ciśnienia niż 10^{-8} Tr.

W specjalnych konstrukcjach obniżono ograniczenie spowodowane promieniami X do 10^{-13} Tr [18].



Rys. 5

Zastosowanie manometru jonizacyjnego do wytwarzania ultrawysokich próżni

Manometr jonizacyjny ma tę niekorzystną właściwość, że jego wskazania zależą od natury gazu. Drugim jego brakiem, jako przyrządu pomiarowego, jest — wspomniane już — jego działanie sorpcyjne.

Ten jednak „brak“ został wykorzystany przez Alberta i współpracowników [18] z Westinghouse Research Laboratories do wypracowania techniki otrzymywania „ultrawysokiej próżni“ za pomocą manometru jonizacyjnego nowej opisanej powyżej konstrukcji, służącego jako pompa a zarazem jako miernik.

W manometrze jonizacyjnym zachodzi zarówno sorpcja chemiczna w następstwie żarzenia katody (przy czym pole elektryczne nie gra roli), jak i elektryczna; ta ostatnia polega głównie na „chwytaniu“ jonów dodatnich na szklanych ściankach manometru, które przyjmują zwykle potencjał bardzo zbliżony do potencjału żarzonej katody.

Można w przybliżeniu ocenić rząd szybkości pompowania elektrycznego i chemicznego wychodząc ze znanego równania na szybkość pompowania [19]

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{S}{V} (p - P_g),$$

gdzie S oznacza szybkość pompowania, V objętość zbiornika, P_g osiągalne ciśnienie graniczne. Przy założeniu, że $p \gg P_g$ otrzymuje się

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{S}{V}p,$$

S jest sumą szybkości elektrycznego pompowania S_E i chemicznego S_c . Wprowadzając zamiast ciśnienia liczbę n cząsteczek w jednostce objętości, można napisać

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{S}{V}n$$

lub

$$S = -\frac{dN}{dt} \cdot \frac{1}{n},$$

gdzie $N = nV$.

By ocenić szybkość chemicznego pompowania gazów chemicznie aktywnych, można przy uproszczonym założeniu, że każda cząsteczka trafiająca rozżarzoną katodę zostaje usunięta, napisać (korzystając ze znanego z kinetycznej teorii gazów wzoru na liczbę cząsteczek uderzających w sekundzie na jednostkę pola)

$$S_c = -\frac{dN}{dt} \cdot \frac{1}{n} = \frac{n\bar{v}A}{4} \cdot \frac{1}{n} = \frac{\bar{v}A}{4},$$

\bar{v} oznacza tu średnią prędkość cząsteczki, A powierzchnię katody. Obliczenie dla tlenu w temperaturze pokojowej ($\bar{v} \cong 4 \cdot 10^4 \frac{\text{cm}}{\text{sek}}$; $A \cong 0,2 \text{ cm}^2$) prowadzi do wartości S_c około litra na sekundę.

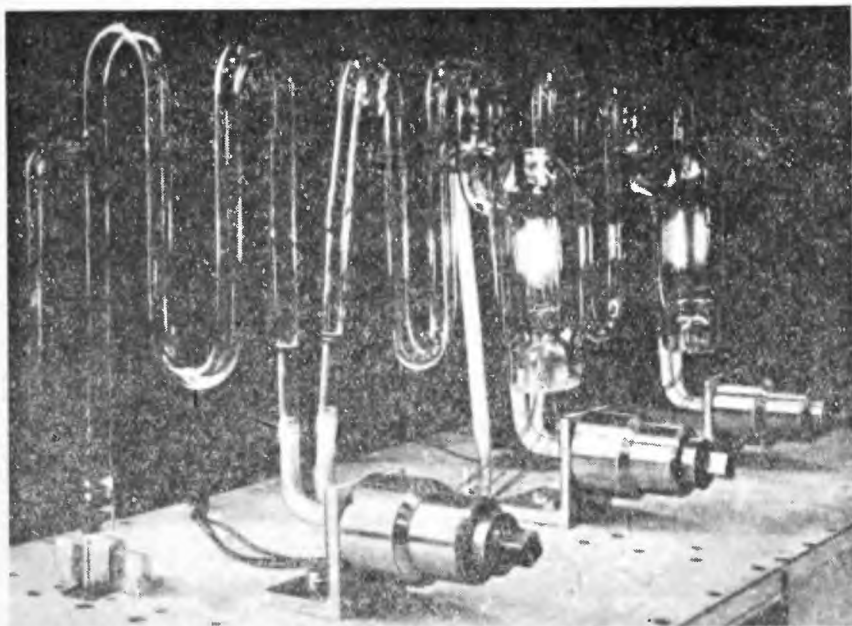
Przyjmując dla oceny szybkości elektrycznego pompowania, że chodzi o gaz szlachetny ($S_c = 0$) można — znów przy uproszczonych założeniach co do przebiegu sorpcji, przyjąwszy typową dla manometrów jonizacyjnych czułość (od czułości, a więc ilości jonów na emitowany elektron zależy oczywiście szybkość pompowania) oraz prąd emisyjny z katody 10 mA — ocenić szybkość pompowania elektrycznego. Alpert oblicza S_E na około 1 litr na minutę.

Przeprowadzone przez Alperta porównanie wyliczonych wartości S_c i S_E z wynikami obserwacji Schwarza i własnymi wskazuje na zgodność co do rzędu wielkości.

Nasuwa się oczywiście ważne zagadnienie występowania nasycenia po dostatecznie długim pompowaniu. Otóż pomiary pokazały, że istotnie osiąga się nasycenie, tzn. pompowanie ustaje po około jednej godzinie, jeżeli ciśnienie jest utrzymywane na wysokości 10^{-4} Tr ; odpowiada to w przybliżeniu monomolekularnej warstwie adsorpcyjnej na ściankach ma-

nometru (przyjmując 10^{15} cząsteczek na cm^2). Przy ciśnieniu 10^{-9} Tr nasylenie powinno by zatem wystąpić mniej więcej po trzech latach; stwierdzono, że po 75 dniach pracy manometru przy wyższym ciśnieniu nie było żadnych oznak osłabienia akcji pompowania.

By wykorzystać manometr jonizacyjny dla pompowania aparatury próżniowej (raczej niewielkiej objętości) do próżni ultrawysokiej, aparatura musi być oczywiście odgazowana w dostatecznie wysokiej temperaturze i nie może zawierać żadnych elementów smarowanych (kurków,

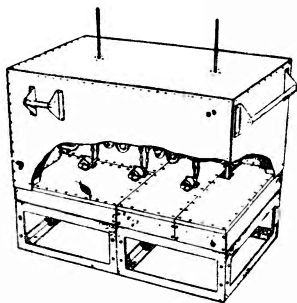
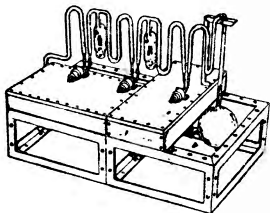


Rys. 6

szlifów itd.). Toteż opracowano [18] specjalne elementy konstrukcyjne, m. in. zawór metalowy, który może być wygrzany do temperatury ponad 400°C i przylutowany do szklanych części aparatury. Innym ważnym składnikiem aparatur jest manometr zerowy, używany bądź do kalibrowania, bądź do pomiarów wyższych ciśnień niż te, które można zmierzyć manometrem jonizacyjnym. W tym manometrze, który również może być wygrzany, najważniejszą częścią jest metalowa membrana przyjmująca położenie zerowe, wtedy gdy po obu jej stronach jest takie samo ciśnienie. Dobierając — mierzone odrębnie — ciśnienie powietrza po jednej stronie membrany tak, by było równe nieznanemu ciśnieniu gazu po drugiej, wyznacza się jego ciśnienie. Położenie zerowe membrany jest kontrolowane

przez pomiar pojemności kondensatora utworzonego przez membranę i położoną w jej pobliżu płytkę.

Aby ułatwić budowę aparatur próżniowych i wyhodowania próżni, montuje się poszczególne części na znormalizowanych podstawach i łączy się (lutowuje) szereg elementów ze sobą; na całość można nałożyć specjalnej konstrukcji piec. Rys. 6 przedstawia taką aparaturę; na znormalizowanych podstawach widać metalowe zawory (trzy), powyżej manometry jonizacyjne (dwa). Rys. 7 przedstawia małą aparaturę zmontowaną na podstawach przed i po nałożeniu pieca.



Rys. 7

Postępowanie celem uzyskania ultrawysokiej próżni po zmontowaniu aparatury zawiera następujące etapy: uruchomienie pomp wstępnej i dyfuzyjnej oraz sprawdzenie, czy nie ma większych nieszczelności; wygrzanie aparatury przy pomocy pieca w temperaturze 400 do 500°C przez kilka godzin; po usunięciu pieca odgazowanie i oczyszczenie metalowych części manometru jonizacyjnego przy pomocy bombardowania elektronami (około 750 V napięcia między włóknem a siatką); temperatura powinna przekroczyć 1200°C. Dalszymi czynnościami są odizolowanie części, w której ma być wytwarzana ultrawysoka próżnia, przez zamknięcie zaworu i sprawdzenie, czy nie ma małych nieszczelności, na koniec uruchomienie manometru jonizacyjnego aż do otrzymania próżni ok. 10^{-10} Tr.

Badając szczelność aparatur przekonano się, że nawet po usunięciu wszelkich, dających się stwierdzić, nieszczelności, ciśnienie w wyhodowanej aparaturze wzrasta. Prędkość (b. mała) tego wzrostu zależy od wielkości i kształtu aparatury i została oceniona na ok. $3 \cdot 10^{-11}$ Tr na minutę. Okazało się, że przyczyną tego wzrostu jest dyfuzja atmosferycznego helu przez szklane ścianki aparatury.

W aparaturze do wytwarzania ultrawysokich próżni manometr jonizacyjny pracuje jako pompa w granicach ciśnień od około 10^{-8} do około 10^{-10} Tr. Powstaje pytanie, czy wobec tych właściwości manometru można się tym przyrządem posługiwać w celach pomiarowych. Na to pytanie można odpowiedzieć twierdząco. Trzeba jednak włączyć manometr celem dokonania pomiaru tylko na okresy tak krótkie, aby skutki sorpcji przez manometr były niedostrzegalne.

W aparaturze do wytwarzania ultrawysokich próżni manometr jonizacyjny pracuje jako pompa w granicach ciśnień od około 10^{-8} do około 10^{-10} Tr. Powstaje pytanie, czy wobec tych właściwości manometru można się tym przyrządem posługiwać w celach pomiarowych. Na to pytanie można odpowiedzieć twierdząco. Trzeba jednak włączyć manometr celem dokonania pomiaru tylko na okresy tak krótkie, aby skutki sorpcji przez manometr były niedostrzegalne.

Nasuwa się również pytanie, jaka jest główna korzyść opisanych powyżej metod, skoro ciśnienie niższe niż 10^{-10} Tr można było już przedtem

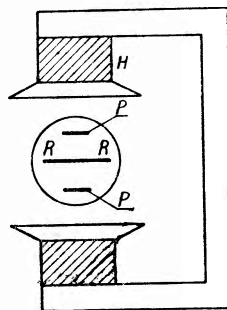
otrzymać. Otóż nie należy zapominać, że skrajnie niskie ciśnienie rzędu 10^{-13} Tr bądź nawet niższe otrzymuje się jedynie w zbiornikach zatopionych. Metody przedstawione powyżej pozwalają natomiast zbudować system próżniowy, w którym — posługując się odpowiednio zaworami metalowymi — można wykonywać różne m a n i p u l a c j e; przy tym cały system wraz z zaworami może być poddany wygrzaniu do temperatury kilkuset stopni. W ten sposób zostają wyeliminowane smarowane kurki, których użycie jest w niektórych przypadkach bardzo niepożądane; chodzi tu nie tylko o prężność pary smarów, ale o to, że każdy obrót smarowanego kurka jest połączony z wyzwoleniem gazów „trwałych“ [20]. Posługując się aparaturą opisanego typu można np. przygotowywać gazy o bardzo wysokim stopniu czystości. W ten sposób B i o n d i [20] otrzymał hel, którego zanieczyszczenie oceniono na mniej niż $1 : 10^9$, podczas gdy najczystsze próbki helu dostępnego w handlu mają zanieczyszczenia rzędu $1 : 10^4$ do $1 : 10^5$. Wiadomo zaś, że stopień zanieczyszczenia $1 : 10^6$ może mieć znaczny wpływ na przebieg zjawiska, np. na właściwości wyładowania elektrycznego w gazie (np. neon + 10^{-4} % argonu [21]).

Ostatnio [22] zastosowano opisaną powyżej technikę próżniową przy badaniu reakcji powierzchniowej tlenu z węglem na ostrzu wolframowym za pomocą mikroskopu elektronowego z zimną emisją.

4. Pompy jonowe

W zeszycie majowym 1953 r. czasopisma *Review of Scientific Instruments* pojawiły się opisy dwóch pomp wysokopróżniowych; jedną, opracowaną przez F o s t e r a, L a w r e n c e ' a i L o f g r e n a [23] nazwano pompą jonową, drugą konstruktor H. S c h w a r z [24] nazwał elektronową. W obu przypadkach oparto metodę pompowania na zjawiskach zachodzących podczas wyładowania elektrycznego w gazie uzyskując graniczną próżnię rzędu 10^{-6} Tr.

Wspólną cechą pomp L a w r e n c e ' a i S c h w a r z a jest wykorzystanie pola magnetycznego w celu zwiększenia drogi jonizujących elektronów. Silną sorpcję w tych warunkach zauważono już dawno [25]. Konstruktorzy pomp osiągnęli cel posługując się sposobem zbliżonym do tego, który zastosował P e n n i n g [26] w swojej konstrukcji manometru (znanej jako manometr Philipsa). Penning badając wpływ pola magnetycznego na wyładowanie elektryczne w gazach o niskim ciśnieniu stwierdził, że przy niektórych korzystnych układach elektrod napięcie zapłonu jest szczególnie niskie. Pole magnetyczne, skreślając drogi

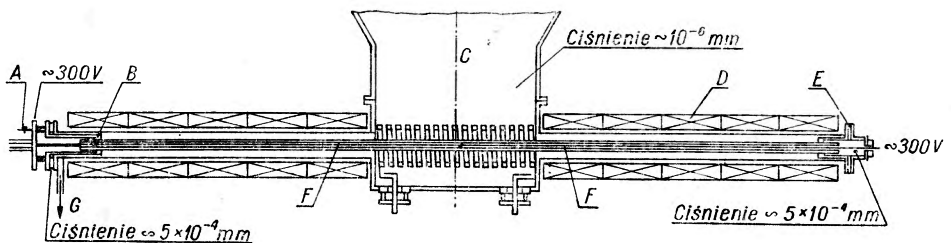


Rys. 8

elektronów w spirale, działa tu tak, jak zwiększenie ciśnienia gazu; ilustruje to przykład przytoczony przez Penninga: do zapłonu wyładowania w argonie w ciśnieniu 10^{-5} Tr potrzebne było w obecności pola magnetycznego takie samo napięcie, jak przy ciśnieniu 0,06 Tr bez pola. A ponieważ okazało się, że natężenie prądu jest (przy stałym zasilającym napięciu i dodatkowym oporze) w granicach ciśnień 10^{-3} do 10^{-5} Tr dobrym kryterium próżni, Penning skonstruował na tej zasadzie swój znany manometr (rys. 8) (R — pierścieniowa anoda, płytki — katoda (zimna)).

Pompa Lawrence'a

Zasada pompy Lawrence'a i współpracowników (rys. 9) jest następująca. Elektrony poruszające się w polu magnetycznym (około 1300 gaussów; magnesy boczne (D) i centralna spirala) po spiralnych torach wykonują oscylacje między emitującą, żarzoną katodą (B) a drugą zimną „odbijającą“ (E) i jonizują napotkane cząsteczki gazu. Gdy na skutek



Rys. 9

jonizacji i pobudzeń tracą energię, zostają zebrane przez anodę. Natomiast jony dodatnie powolnie wytwarzają nabój przestrzenny dodatni w zjonizowanej kolumnie gazu i dzięki działaniu pola elektrycznego tego przestrzennego naboju zostają doprowadzone do katody.

W części środkowej, połączonej ze zbiornikiem (w miejscu C), wytwarza się ciśnienie rzędu 10^{-6} Tr, podczas gdy w częściach przykatodowych ciśnienie wynosi około $5 \cdot 10^{-4}$ Tr. Podwyższone (powyżej $3 \cdot 10^{-4}$ Tr) ciśnienie w przestrzeni koło katody jest sztucznie podtrzymywane przez doprowadzanie gazu przy pomocy specjalnego otworu (A); jest to konieczne, aby podtrzymać dostatecznie intensywne wyładowanie (10 do 20 amperów przy napięciu 300 do 400 woltów), gdyż dopływ jonów ze środkowej części do katody jest niewystarczający, jeżeli w środkowej części ciśnienie jest bardzo niskie. By tę dziedzinę podwyższonego ciśnienia ograniczyć do bliskiego sąsiedztwa katody, anoda jest w sposób widoczny na rysunku przewężona (F). Gaz pompowany przenika poprzez wolne

miejsca w spirali, wytwarzającej pole magnetyczne w części środkowej do przestrzeni objętej wyładowaniem. Spirala, utrzymywana na potencjale anody, pobiera prąd 5000 A.

Jony dodatnie, osiągające katodę, podlegają częściowo sorpcji chemicznej, dość intensywnej dzięki temu, że katoda ulega silnemu rozpyleniu podczas pracy; ten proces ogranicza oczywiście czas pracy katody (do kilku tygodni). Inna część jonów zostaje po neutralizacji odpompowana do próżni wstępnej (G).

Sorpcja jest tak silna, że jeżeli dopływ gazu odpowiada normalnemu obciążeniu pompy jonowej, tj. wynosi około $0,02 \text{ cm}^3/\text{sek}$ (liczone pod normalnym ciśnieniem w temp. 0°C), to można zamknąć połączenie z próżnią wstępną. Wyjątek stanowią gazy szlachetne, w słabym stopniu podlegające sorpcji.

Wysokość osiąganego próżni zależy od szeregu czynników. Neutralizacja jonów zachodzi częściowo także i na ściankach środkowej części pompy; prócz tego zachodzi rekombinacja jonów z elektronami, a znaczenie tego procesu może być duże przy niskich ciśnieniach i dużych koncentracjach jonów. Innym czynnikiem, wpływającym na wysokość próżni jest dyfuzja cząsteczek ku środkowi z części dalszych; na ogół jednak te cząsteczki mają duże prawdopodobieństwo ponownej jonizacji, ponieważ kolumna wyładowania jest dość długa. Na koniec wymienić należy jeszcze jeden czynnik: gazowanie ścianek pompy. Wpływ niektórych spośród wymienionych czynników można zmniejszyć przez właściwy dobór elektrycznych i innych parametrów, jak temperatura katody, od której zależy emisja elektronów, napięcie, od którego zależy energia elektronów, pole magnetyczne, od którego zależy przekrój wyładowania.

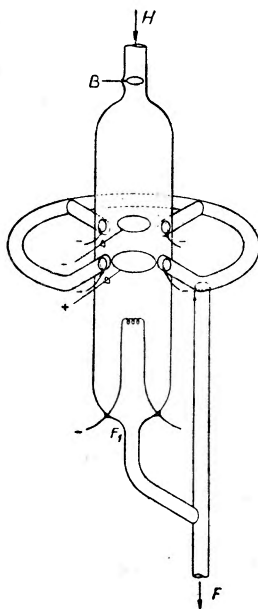
Jeden ze skonstruowanych modeli pompy pracował bez przerwy przez dwa tygodnie, pompując zbiornik o pojemności 48 000 litrów, poczynając od ciśnienia 10^{-2} Tr. Osiągane w zbiorniku ciśnienia wahały się w granicach od $5 \cdot 10^{-5}$ do $5 \cdot 10^{-6}$ Tr. Niektóre dane, dotyczące pompy jonowej przedstawionej na rys. 9, zawiera tablica II.

Tablica II

szybkość pompowania	3000 — 7000 litrów/sek
osiągane ciśnienie	$0,8 \cdot 10^{-6}$ do $5 \cdot 10^{-6}$ Tr
napięcie łuku	300 — 400 V
natężenie prądu	10 — 20 A
katoda	ogrzewana promieniowaniem wolframowa katoda; pobór mocy 4.5 KW
moc pobierana przez magnesy	boczne 20 KW, środkowa spirala 12 KW

Dotychczas skonstruowano i wypróbowano szereg pomp tego typu usiłując osiągnąć coraz lepsze wyniki. Jak dotąd czas życia pompy jest stosunkowo krótki, a zużyta moc znaczna (42 KW). Ale od rozpoczęcia prac do nadesłania manuskryptu do redakcji (wrzesień 1952) nie minął nawet rok. Już dziś jednak można wskazać na pewną przewagę tej pompy w stosunku do dyfuzyjnych, mianowicie unika się cieczy pracującej, a zatem wszystkich niepożądanych następstw związanych z parami czynnika. Osiągane szybkości pompowania są — jak widać z tablicy — bardzo duże i niewiele ustępują największym szybkościom pomp dyfuzyjnych.

Pompy tego rodzaju są przeznaczone do wytwarzania próżni w wielkich zbiornikach (np. w akceleratorach).



Rys. 10

Pompa Schwarza

Pompę Schwarza (zwaną przez niego pompą elektronową) przedstawia rys. 10. Jest ona bardzo interesująca przez swoją prostotę. Wykonana jest cała ze szkła. Pole magnetyczne jest skierowane równoległe do osi pompy. Między górną katodą a pierścieniem anodowym, lecz bliżej anody dołączono cztery rury boczne. U wejścia każdej rury umieszczono pierścieniową elektrodę o ujemnym potencjale. Przewód do obszaru wysokiej próżni jest dołączony w miejscu *H*; pierścień *B*, utrzymywany na potencjale dodatnim, ma za zadanie zapobiec przedostawaniu się dodatnich jonów do obszaru wysokiej próżni. Z żarzonej katody pobiera się prąd elektronowy ok. 10 mA, napięcie między anodą a katodą wynosi ok. 2000 V. *F* prowadzi do próżni wstępnej.

Przy pomocy tej pompy obniżał Schwarz w zbiorniku o pojemności ok. 500 cm³ ciśnienie od 10⁻³ do ok. 1 · 10⁻⁵ lub czasem do 5 · 10⁻⁶ Tr w czasie krótszym niż sekunda. Mimo wielokrotnego powtórzenia tego doświadczenia nie zaobserwowano objawów nasycenia, co wskazuje na prawdziwe pompowanie, gdyż już trzykrotne pompowanie wystarczyłoby do wytworzenia warstwy monomolekularnej na wewnętrznych ściankach pompy.

Literatura

1. L. Riddiford, J. Sci. Instr., Supplement, 47 (1951).
 2. R. Gomer, D. Speer, J. Chem. Phys. 21, 73 (1953).
- R. Gomer, J. Chem. Phys., 21, 293 (1953).

3. M. Benjamin, R. O. Jenkins, Proc. Roy. Soc. A, 176, 262 (1940).
4. J. A. Becker, Bell Syst. Techn., 7, 30, 907 (1951).
5. P. Alexander, J. Sci. Instr., 23, 11 (1946).
6. J. Groszkowski, Technologia Wysockiej Próżni, Warszawa (1953) s. 128, 129.
7. G. W. Sears, Rev. Sci. Instr., 20, 458 (1949).
8. C. E. Berry, Rev. Sci. Instr., 20, 835 (1949).
9. J. Biears, J. Sci. Instr., Supplement, 36 (1951).
10. R. Jaeckel, Kleinste Drucke, 222 (1950).
11. J. Langmuir, J. Am. Chem. Soc., 37, 115 (1915).
12. H. Altherthum, A. Lompe, R. Seeliger, Phys. Z., 37, 833 (1936); p. także M. J. Reddan, Phys. Rev., 89, 339 (1953).
13. H. Schwarz, Z. Phys., 122, 437 (1943).
14. D. Albert, R. T. Bayard, Rev. Sci. Instr., 21, 571 (1950).
15. J. J. Lander, Rev. Sci. Instr., 21, 672 (1950).
16. G. H. Metson, Brit. J. Appl. Phys., 2, 46 (1951).
17. P. A. Anderson, Phys. Rev., 47, 958 (1935).
18. D. Albert, J. Appl. Phys., 24, 860 (1953).
19. D. Albert, C. G. Matland, A. O. McCoubrey, Rev. Sci. Instr., 22, 370 (1951); D. Albert, Rev. Sci. Instr., 22, 536 (1951).
20. S. Dushman, Scientific foundations of vacuum technique 128 (1949).
21. M. A. Biondi, Rev. Sci. Instr., 82, 535 (1951).
22. E. M. Penning, M. J. Druyvesteyn, Rev. Mod. Phys., 12, 99 (1940).
23. R. Klein, J. Chem. Phys., 21, 1177 (1953).
24. H. Schwarz, Rev. Sci. Instr., 24, 371 (1953).
25. W. Meyeren, Z. Phys., 84, 531 (1933).
26. F. M. Penning, Physica, 4, 71 (1937).

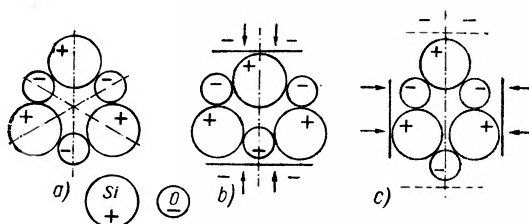
Jan Grączewski

Zakład Fizykoterapii Szpitala Miejsk. Nr 8 W-wie

Problem ultradźwięków w biologii i medycynie

Udzielenie gościnności temu tematowi w *Postęпах Fizyki* ma na celu zapoznanie czytelnika, w jakim stopniu fizyka ultradźwięków łączyć się może z zagadnieniami biologicznymi i leczniczymi i przyczynić się tym sposobem do ich postępu.

Istniejąca luka pomiędzy fizyką a biologią jest powoli wypełniana coraz liczniejszymi zdobyczami naukowymi tworzącymi w sumie nowy, olbrzymi dział fizyki zwany biofizyką. Wprowadzenie ultradźwięków do badań biologicznych, a następnie do lecznictwa dało liczne konkretne korzyści, a ponadto ma znaczną dynamikę dalszego rozwoju — stanowi więc



Rys. 1. Schemat drobiny kwarcu (SiO_2) wyjaśniający zjawisko piezoelektryczne i jego odwrócenie

może znaleźć pokrycie w wynikach badań biologicznych z tej przyczyny, że organizm ludzki ma odrębną budowę anatomiczną ciała, liczne gruczoły wykazują specyficzne działanie fizjologiczne, wreszcie, co najważniejsze, schorzenia właściwe naturze ludzkiej nie spotykane są przeważnie w niższym świecie zwierzęcym. Ważnym faktem jest również to, że terapia niejednokrotnie znacznie wyprzedza teorię, dlatego dotychczas poznane zjawiska w żywej materii traktować musimy jako pierwsze przybliżenie zjawisk faktycznie zachodzących zarówno w sensie ilościowym, jak i jakościowym.

Zdobycie należytych podstaw teoretycznych terapii metodami fizycznymi za pośrednictwem udziału fizyki klasycznej w eksperymentach biologicznych i przez wpływ jej na metody kliniczne ważne jest i z tej przy-

piękną kartę historii wpływu nauk ścisłych na dziedziny przyrodnicze, którym dyscyplina ścisłości jest ogromnie potrzebna.

Wyłoniona z badań biologicznych terapia ultradźwiękami w dalszym swym rozwoju, reprezentowanym już w obecnej chwili, nie zawsze

czynny, że liczby wykonywanych zabiegów tzw. fizykalnych są zastraszająco wielkie i ciągle rosną. W niektórych dużych miastach stanowią one połowę wszystkich wykonywanych zabiegów w lecznictwie otwartym.

Fizyk francuski P. Langevin uzyskał w 1917 r. fale ultradźwiękowe przez odwrócenie zjawiska piezoelektrycznego i nadał im postać możliwą do technicznego ich zastosowania. Rys. 1 wyjaśnia strukturę drobiny kwarcu i mechanizmu powstawania drgań w zmiennym polu elektrycznym.

Pierwsze próby leczniczego stosowania ultradźwięków przypadają na lata 1938—39 w Niemczech. Pełny jednak rozwój zarówno fabrykacji nadajników, jak i stosowania ultradźwięków do różnych celów biologicznych z terapią włącznie rozpoczął się od roku 1945 we wszystkich krajach o dobrze rozwiniętym przemyśle.

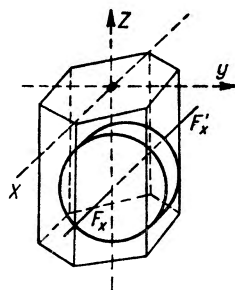
Konfrontacja wyników leczenia i poglądów na nową metodę terapii na międzynarodowych zjazdach w Erlangen (1949 r.), w Rzymie (1950 r.) oraz na kongresie reumatologów w Barcelonie (1951 r.) ustaliła główne wytyczne tej terapii oraz przeciwwskazania do jej stosowania.

Cechy fizyczne ultradźwięków

Dział drgań mechanicznych jest, jak wiadomo, dobrze zbadany w fizyce od dawna. Dane liczbowe wyliczone na podstawie wzorów tego działu fizyki są dla badań biologicznych bardzo ważne, ponieważ jasno zakreślają granice zmian wprowadzanych w obręb badanej materii.

Przyczyny obserwowanych czasami odchyień od tych ustalonych praw są spowodowane tym, że fizyka zjawisk biologicznych jest niemal w każdym przypadku ogromnie skomplikowana. Na interwencję jakiegokolwiek postaci energii z zewnątrz organizm odpowiada zawsze jako całość, a nie tylko lokalnie w miejscu zadziałania danej energii. Uboczne reakcje i czynności fizjologiczne organizmu żywego zacierają niejednokrotnie zasadnicze skutki, których się spodziewamy i które obserwować chcemy. Terapia ultradźwiękowa dostarcza dostatecznej ilości takich dowodów.

Do celów medycznych drgania dużej częstotliwości wytwarzane są wyłącznie przez odwrócenie zjawiska piezoelektrycznego. Płytką kwarcową nadajnika ma kształt niskiego walca, wycięta w sposób wskazany na rys. 2, prostopadłe do osi elektrycznej i kryształu. Powierzchnie F_x i F_x' włączone zostają w obwód prądu zmiennego, w wyniku którego dają drgania (podłużne zwrotne zjawisko piezoelektryczne).



Rys. 2. Kierunek wykroju płytki kwarcowej

Zmiany (δ_x) grubości płytki w kierunku osi X są funkcją pola, nie zależą jednak od grubości płytki. Mamy bowiem:

$$\delta_x = d_{11} \cdot U,$$

U — napięcie w woltach, d_{11} — jest modułem piezoelektrycznym i równa się $2,31 \cdot 10^{-10}$ cm/V · cm. Zmiana (δ_y) grubości w kierunku osi Y (poprzeczne zwrotne zjawisko piezoelektryczne) zależy od przyłożonego napięcia i wymiarów płytki. Określona jest wzorem:

$$\delta_y = d_{12} U \frac{l}{d},$$

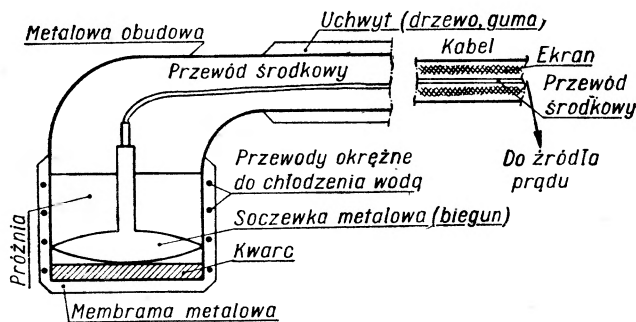
gdzie l i d oznaczają wymiary płytki w kierunkach osi Y i X oraz $d_{12} = d_{11}$.

Włączając płytkę kwarcową w obwód prądu zmiennego, tak aby napięcie miało kierunek osi X , otrzymujemy jej drgania elastyczne, których amplituda osiąga maksimum, gdy częstość drgań własnych płytki będzie w rezonansie z częstością zmian pola. W przypadku drgań w kierunku osi X , jak to ma miejsce w danym przypadku, drgania własne płytki określone będą wzorem:

$$v_x = \frac{1}{2d} \sqrt{\frac{C}{\rho}},$$

d — grubość płytki, $C = 85,46 \cdot 10^{10}$ dyn · cm⁻² (= 8711 kg mm⁻²) moduł elastyczności kwarcu w kierunku rozpatrywanym, ρ — gęstość kwarcu = 2,65 g · cm⁻³.

Dla częstości terapeutycznej 800 kHz grubość płytki wynosi 3,58 mm.



Rys. 3. Schemat nadajnika ultradźwiękowego (VEM)

Wspomniane cięcie ma zastosowanie dla częstości drgań w granicach 500—3000 kHz stosowanych w terapii. Z wyższych częstości klinika przeważnie nie korzysta. Szczególną cechą nadajnika kwarcowego jest jego bardzo mały współczynnik temperaturowy wynoszący $5 \cdot 10^{-5}/1^{\circ}\text{C}$, mimo

kością rozchodzenia się tego zaburzenia w danym ośrodku. Dla tkanek, z wyjątkiem kości, przyjmujemy: $c = 1,5 \cdot 10^5 \text{ cm} \cdot \text{sek}^{-1}$. Przy częstoci drgań $\nu = 800 \text{ kHz}$, mamy $\lambda = 1,875 \text{ mm} = 1875 \mu$. Tkanki dla tej długości fali nie będą już ośrodkiem jednorodnym, jak miałyby to miejsce dla fal dłuższych. Powierzchnie graniczne różnych komórek i struktur tkankowych będą czynnikiem powodującym odbijanie się i rozpraszanie fal.

Rozpatrując bieg fali w kierunku dodatniego zwrotu osi X , wychylenie cząsteczki drgającej zależne od czasu określone jest równaniem:

$$r = r_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right), \text{ gdzie } r_0 \text{ — oznacza amplitudę.}$$

Szybkość zaś będzie:

$$v = \frac{dr}{dt} = r_0 \omega \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) = v_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right),$$

dla

$$\omega t = 0, \pi, 2\pi, \dots \text{ oraz } x = 0$$

$$v_{\max} = 2\pi\nu r_0, \text{ gdy } r_0 = 4,6 \cdot 10^{-6} \text{ cm},$$

$$\text{to } v_{\max} = 2 \cdot 3,14 \cdot 8 \cdot 10^5 \cdot 4,6 \cdot 10^{-6} = 23 \text{ cm sek}^{-1}.$$

Znając maksymalną szybkość drgającej cząsteczki, dającą się wyliczyć i z innych zależności (wzór na energię) oraz uwzględniając, że $r_0 = \frac{v_{\max}}{2\pi\nu}$ otrzymujemy przy tej samej częstoci drgań $r_0 = 4,6 \cdot 10^{-6} \text{ cm} = 0,046 \mu$. Amplituda drgających cząsteczek jest więc rzędu wielkości średnich cząstek koloidalnych.

Przyśpieszenie (a) zaś będzie równe:

$$a = \frac{d^2r}{dt^2} = -\omega^2 r_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right),$$

przy

$$\omega t = \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2}\pi, \dots$$

oraz dla takich samych danych liczbowych:

$$a_{\max} = (2 \cdot 3,14 \cdot 8 \cdot 10^5)^2 \cdot 4,6 \cdot 10^{-6} = 10^8 \text{ cm sek}^{-2}.$$

Maksymalne przyśpieszenie jest więc 10^5 razy większe niż g , wskutek czego cząstka o masie np. 1 g poddana będzie działaniu chwilowej siły wynoszącej 100 Kg, zmieniającej swój kierunek 1 600 000 razy w ciągu sekundy (dla 800 kHz).

Zmiany ciśnienia wyliczamy z zależności:

$$\rho \frac{d^2r}{dt^2} = - \frac{dp}{dx} = -\omega^2 r_0 \rho \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right),$$

gdzie ρ jest gęstością ośrodka. Całkując prawą stronę względem x otrzymamy:

$$p = p_n + r_0 \rho \omega c \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right),$$

gdzie p_n oznacza stałe, normalne ciśnienie w gazie lub ciśnienie hydrostatyczne w cieczy. Wyrażenie $r_0 \rho \omega c = p_0$ nazywamy ciśnieniem drgań. Wartości maksymalnych ciśnień można również wyliczać z innych wzorów, a mianowicie ze wzoru na energię fali. Wiemy, że: $E = \frac{m}{2} (\omega r_0)^2$ przyjmując $m = \rho c$, otrzymujemy:

$$E = \frac{\rho c}{2} (\omega r_0)^2 = \frac{(\rho c \omega r_0)^2}{2 \rho c} = \frac{p_0^2}{2 \rho c} = \frac{\rho c v_0^2}{2},$$

będzie więc

$$p_0 = \pm \sqrt{2 \rho c E}$$

dla

$$E = 4W/\text{cm}^2, p_0 = \pm \sqrt{12 \cdot 10^{12} \text{ g}^2 \text{ sek}^{-4} \text{ cm}^{-2}} = \pm 3,46 \cdot 10^6 \text{ g cm}^{-1} \text{ sek}^{-2} = \pm 3,46 \text{ atm.}$$

Z ostatnich wyrażeń na E wynika również zależność: $v = \frac{p}{\rho c}$. Wzór ten odpowiada formalnie prawu Ohma, z tej przyczyny iloczyn ρc nazywamy oporem akustycznym lub impedancją akustyczną. Jego przydatność występuje przy rozpatrywaniu odbicia fali płaskiej (R a y l e i g h 1880). Rozważania teoretyczne prowadzą do wniosku, że przy prostopadłym padaniu fali na powierzchnię graniczną stosunek natężenia fali odbitej I_0 do natężenia fali padającej I_p , pomijając tarcie, wyraża się wzorem:

$$I_0 = I_p \left(\frac{\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} - 1}{\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} + 1} \right) \quad \text{gdzie } \rho_1 c_1 \text{ — oznacza opór pierwszego ośrodka,}$$

$$\rho_2 c_2 \text{ — opór drugiego ośrodka}$$

$$I_0 \rightarrow I_p \text{ przy } \rho_1 c_1 \rightarrow 0 \text{ lub przy } \rho_2 c_2 \rightarrow \infty.$$

Gdy fala przechodzi z powietrza do wody, mamy:

$$\rho_1 c_1 = 33130 \cdot 0,001293 = 42,84 \text{ g cm}^{-2} \cdot \text{sek}^{-1}.$$

$$\rho_2 c_2 = 142400 \cdot 1 \text{ g cm}^{-2} \cdot \text{sek}^{-1},$$

$$\text{stad: } I_0 = 0,9988 \cdot I_p.$$

Przy rozchodzeniu się fali w kierunku z wody do powietrza będzie:

$$I_0 = 0,9998 \cdot I_p.$$

Zarówno więc w pierwszym, jak i w drugim przypadku prawie cała energia ulega odbiciu. Na granicy więc drgającego kwarcu i powietrza następuje prawie całkowite odbicie, podczas gdy na granicy kwarcu i wody lub oleju przenika około 40% energii drgań. Z tego względu w eksperymentach biologicznych bądź przy zabiegach leczniczych posługujemy się płynami immersyjnymi. Technika poszczególnych zabiegów bywa różna, omawianie jej obszerniejsze nie należy jednak do tematu.

Absorpcja drgań podlega prawu: $I = I_0 e^{-\alpha x}$, gdzie I_0 oznacza natężenie początkowe, I — końcowe, x — odległość, α — współczynnik absorpcji.

α , jak wiadomo, wyraża się:

$\alpha = a_r + a_l$ a_r — pochłanianie związane z absorpcją

a_l — pochłanianie związane z przewodnictwem cieplnym

przy czym:

$$a_r = \frac{8}{3} \frac{\pi^2 \nu^2 \eta}{v^2 \rho}, \quad \eta \text{ — współczynnik lepkości,}$$

zaś

$$a_l = \frac{2\pi^2 \nu^2}{v^2 \rho} \cdot \frac{k-1}{c_p} \cdot K \quad k = \frac{c_p}{c_v}$$

K — współczynnik przewodnictwa cieplnego.

Uwzględniając w rachunkach przybliżonych tylko składową a_r , otrzymamy dla powietrza przy 0° C, ciśnieniu = 760 mm Hg,

$$\eta = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{sek}^{-1}, \quad \rho = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}, \quad c = 3,3 \cdot 10^4 \text{ cm} \cdot \text{sek}^{-1},$$

$$a_r = 1,01 \cdot 10^{-13} \cdot \nu^2$$

dla wody zaś:

$$\text{przy } \eta = 17 \cdot 10^{-2} \text{ gcm}^{-1} \text{ sek}^{-1}, \quad c = 1,5 \cdot 10^5 \text{ cm sek}^{-1}, \quad \text{będzie } a_r = 1,6 \cdot 10^{-16} \cdot \nu^2.$$

Przy tej samej więc częstości drgań współczynnik a_r ma w wodzie wartość około 1000 razy mniejszą niż w powietrzu. Zmniejszenie więc natężenia o pewną wartość w wodzie zachodzi dopiero w odległości około 1000 razy większej niż w powietrzu.

Odnosnie absorpcji energii ultradźwięków przez tkanki stwierdzono licznymi doświadczeniami na zwierzętach i ludziach, że absorpcja ta wykazuje odchylenia od klasycznej teorii, a mianowicie współczynnik absorpcji α jest proporcjonalny dla tkanek żywych do pierwszej potęgi częstości drgań (ν), a nie jak to ma miejsce w teorii klasycznej, kiedy jest on

proporcjonalny do ν^2 . W rezultacie mamy $\frac{\alpha}{\nu} = \text{const.}$ a nie $\frac{\alpha}{\nu^2} = \text{const.}$

Interesującym może być, że dla języka a zależy również od kierunku drgań, co jest spowodowane asymetryczną budową tkanki, wynikającą z różnego przebiegu włókien mięsnych tego niezwykle ruchomego narządu.

Wartości liczbowe $\frac{a}{v}$ oraz odległości zaniku połowy energii drgań w tkankach niektórych narządów są następujące:

Tkanka	$\frac{a}{v} \cdot 10^7 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{sek}$	Odległość połowy zaniku energii drgań dla	
		800 kHz	2400 kHz
nerka	2,35	3,7 cm	1,3 cm
wątroba	1,8	5,0 ..	1,7 ..
serce	3,75	2,6 ..	0,9 ..
język (poprzecznie)	5,75	1,7 ..	0,6 ..
język (podłużnie)	2,8	3,5 ..	1,2 ..

Dane w ostatnich dwóch rubrykach są bardzo ważne dla potrzeb leczniczych z przyczyny topografii narządów, gruczołów sąsiadujących z miejscem leczonym, których traktowanie energią nie jest naszym celem. Z danych powyższych widać również, że do leczenia narządów niegłęboko położonych pod skórą stosować można częstości wyższe. Chcąc zaś osiągnąć np. nerwu kulszowego w jego pośladowym odcinku przebiegu nie byłoby celowe posługiwać się częstościami powyżej 800 kHz. Wnosić też można, że częstości powyżej 3 MHz nie znajdują zastosowania terapeutycznego.

Wspomnimy wreszcie o rozkładzie natężenia pola drgań w ośrodku przewodzącym. Drgająca płaska płytka kwarcowa zdolna jest całą swoją powierzchnią stycznią z danym ośrodkiem wytworzyć w nim drgania tej samej częstości. Rozchodzące się dalej drgania nie stanowią jednak wiązki równoległej, lecz rozbieżną, przy czym rozbieżność ta zależna jest od średnicy płytki i długości fali, a więc i ośrodka.

Gdy średnica $D=2$ cm, to kąt rozbieżności γ wynosi $6,5^\circ$, dla $D=3,4$ cm kąt $\gamma=4^\circ$, gdy $\lambda=1,875$ mm, $c=1500$ m \cdot sek $^{-1}$.

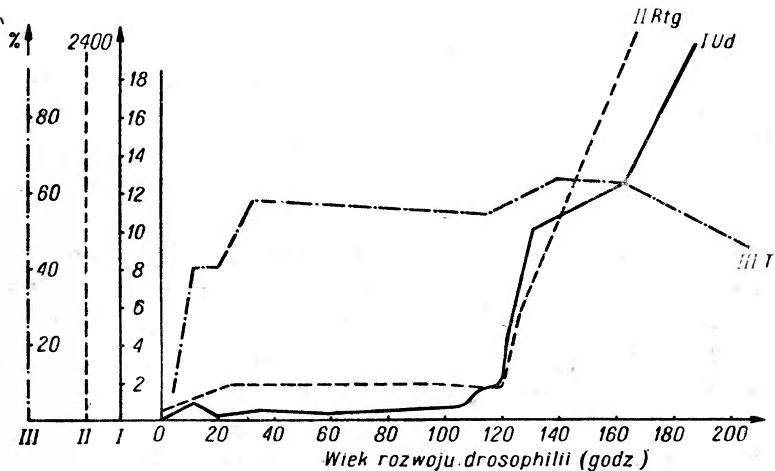
Przy większych odległościach od płytki kąt rozbieżności określony jest wzorem:

$$\sin \gamma = \frac{0.61\lambda}{D/2}$$

Wytwarzany więc strumień drgań nie posiada jednakowego natężenia w swym poprzecznym przekroju, największe natężenie drgań będzie w osi głównej płytki. Dla techniki zabiegów leczniczych wykonywanych poprzez wodę z pewnej odległości ten szczegół ma znaczenie.

Działanie ultradźwięków

Możliwość zastosowania ultradźwięków do celów leczniczych wzbudziła uzasadnione zainteresowanie licznych badaczy na gruncie biologii ogólnej, jak i medycyny. Liczba prac jest bardzo duża, stąd i literatura tego przedmiotu rozległa — nie daje jednak podstaw do ustalenia jakiejś ogólniejszej syntezy. Nie wiemy dokładnie, przy jakich schorzeniach leczenie ultradźwiękami jest bezwzględnie wskazane. Ustalona na wspomnianych międzynarodowych zjazdach liczba 36 jednostek chorobowych budzi w obecnym stanie rzeczy pewne zastrzeżenia odnośnie do niektórych,



Rys. 6. Krzywe zależności:

- I — czasu zabicia 50% za pomocą ultradźwięków przy 1,75 W/cm²
- II — liczby r potrzebnych do zabicia 50%
- III — % ocalałych po 2 godz. ogrzewania do temperatury 38—39° C
— od wieku rozwoju drosophilii w godzinach (Fritz i Böni)

z drugiej zaś strony nie obejmuje tych, w których mimo przeciwwskazań uzyskuje się zadowalające wyniki leczenia.

Odnośnie częstości i mocy drgań stosowanych panuje na ogół zgodność. Stosowane są najczęściej 800 kHz do terapii głębokiej i 2400 kHz do powierzchniowej, moce zaś do 4 W/cm² wyjątkowo do 5 W/cm².

Na gruncie medycznym istnieją tylko ogólne zarysy orientacyjne co do leczniczego działania ultradźwięków — poza tym głównym oparciem jest doświadczenie. Obserwacje kliniczne przekonują nas, że działanie ultradźwięków w leczonych dolegliwościach jest bardziej skomplikowane niż jakiegokolwiek doświadczenia fizykochemiczne. Nawet najprostsze odczuwanie ciepła pod wpływem ultradźwięków nie może znaleźć uzasadnienia w zwykłym działaniu termicznym, któremu normalnie towarzyszy

znaczne rozszerzenie naczyń krwionośnych. Obserwowane przekrwienie jest niewspółmiernie małe w porównaniu ze znacznym uczuciem ciepła.

W porównaniu z innymi postaciami energii stosowanymi w leczeniu, jak promieniowanie rentgenowskie, nadfioletowe, podczerwone działanie ultradźwięków jest zasadniczo inne, niemniej jednak wyniki doświadczeń biologicznych mogą być ze sobą porównywane. Fritz i Boni badali odporność muchy (*drosophila melanogaster*) na energię cieplną, promieniowanie X i ultradźwięki. Wyniki przedstawia rys. 6.

Małe, zimnokrwiste zwierzęta, jak ryby, żaby ulegają początkowo obездławdzeniu, które mija, jak się wydaje, bez śladu. Przy dalszym jednak nadźwiękowianiu ich — giną.

Małe dawki energii powodują przyspieszenie pulsu, zmniejszenie amplitudy ciśnienia itp., czego nie można spowodować odpowiednim przyrostem temperatury otoczenia.

Protozoa giną szybko, zostają porozrywane na małe cząstki.

Wpływ zaś ultradźwięków na bakterie bywa różnorodny. Może wystąpić aglutynacja ich i następnie znacznie osłabione ich działanie. Bakterie świecące tracą tę własność po nadźwiękowieniu. Wszystkie niemal bakterie częściowo giną, wykazując jednak bardzo różną odporność.

Wyniki prób spowodowania mutacji lub zmian we wzroście niektórych nasion były niejednakowe, przeważnie negatywne.

Działanie ultradźwięków na koloidy może spowodować rozdrabnianie, a więc tworzenie emulsji, lub przeciwny efekt, to jest koagulację. Emulsja powstaje na skutek lokalnych zmian ciśnienia oraz z przyczyny występujących kawitacji. Przy braku rozpuszczonych gazów emulsja praktycznie nie zachodzi. Kawitacje są zaś szczególnie silne w obecności pęcherzyków gazu, wtedy właśnie obserwujemy szybkie powstawanie emulsji. W warunkach biologicznych i terapeutycznych obecność gazów nie ulega wątpliwości — stąd efekty rozdrabniania różnych nalotów, osadów itp. Koagulacja natomiast powstaje na skutek różnych mas cząstek koloidalnych i różnej bezwładności. Występujące zderzenia cząstek powodują ich zlepianie się w wyniku działania sił spójności. W terapii nie obserwujemy jakichś zgrubień, stwardnień miejsc nawet wielokrotnie nadźwiękowanymi. Ewentualne występowanie koagulacji we krwi dawałoby fatalne efekty. Obecność dużej ilości gazów rozpuszczonych we krwi zabezpiecza nas przed niepożądanymi skutkami.

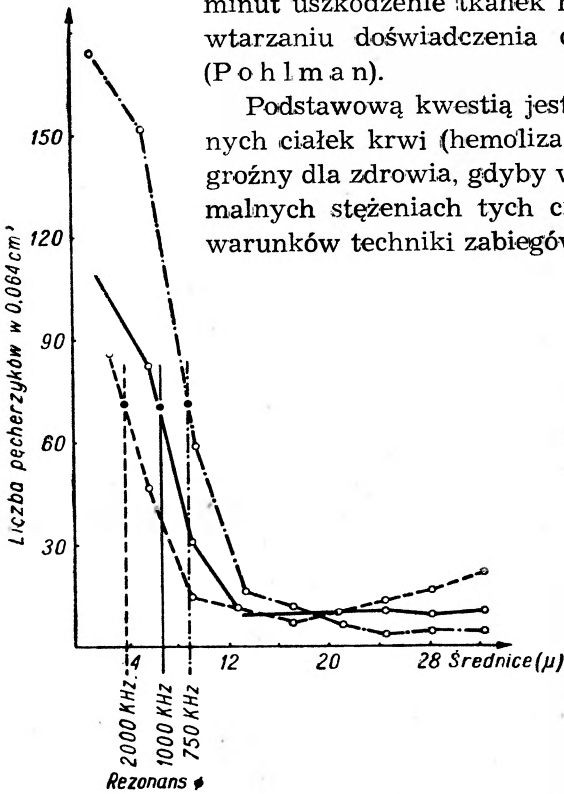
Zanim może być mowa o leczniczym działaniu ultradźwięków, należy rozstrzygnąć sprawę całości tkanek przynajmniej w sensie ich struktury komórkowej. Rzecz zrozumiała, że zawsze można dobrać taką moc i czas, po których uzyskamy zniszczenie tkanki.

Ta kwestia byłaby ważna z punktu widzenia leczenia nowotworów, szczególnie złośliwych. Nastęcza ona jednak mnóstwo różnych zastrzeżeń

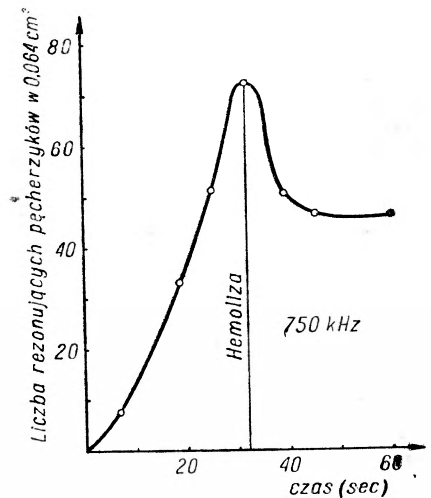
— głównie możliwość ułatwienia powstania przerzutów za pośrednictwem ocalałych komórek nowotworowych. W rezultacie tych obaw i innych, bardziej złożonych zastrzeżeń, uznano nowotwory złośliwe za przeciwwskazane do leczenia ultradźwiękami. Jednakże i tu spotykamy wyjątki w postaci pozytywnych wyników leczenia niektórych nowotworów skórnych i kostnych (badacze japońscy).

Przy najczęściej stosowanych w medycynie częstościach drgań w granicach 500—3000 kHz, mocach do 4 W/cm^2 oraz czasach zabiegów 2—12 minut uszkodzenie tkanek nie jest możliwe nawet przy powtarzaniu doświadczenia codziennie przez kilka tygodni (Pohlman).

Podstawową kwestią jest ewentualne zniszczenie czerwonych ciałek krwi (hemoliza). Oczywiście taki efekt byłby groźny dla zdrowia, gdyby wystąpił w organizmie. Przy normalnych stężeniach tych ciałek we krwi oraz zachowaniu warunków techniki zabiegów wymienionych wyżej hemoliza



Rys. 7. Wyniki hemolizy dla różnych częstości drgań (wg Horvatha)



Rys. 8. Przebieg hemolizy przy $\nu = 750 \text{ kHz}$ (wg Horvatha)

nie zachodzi. W doświadczeniach laboratoryjnych ustalono, że spowodować hemolizę można dopiero przy znacznych rozcieńczeniach tych krwinek w izotonicznym płynie fizjologicznym (1/10, 1/100). Istnieje również pewne optimum stężenia, przy którym hemoliza występuje najszybciej i najobficiej.

Spośród kilku możliwych mechanizmów powstawania hemolizy najbardziej prawdopodobny jest taki, kiedy krwinka znajduje się w bezpo-

średniej styczości z pęcherzykami gazu mającymi taką wielkość, przy której wpadają one w rezonans z częstością drgań stosowanych. Liczba tych rezonujących — skutecznych dla hemolizy pęcherzyków gazu w chwili jej wystąpienia jest jednakowa przy różnych częstościach drgań i osiąga swoje maksimum w czasie hemolizy, rys. 7 i 8. Wahania ciśnienia w punktach styczości pęcherzyków gazu z krwinką są bezpośrednią przyczyną uszkodzenia jej otoczki. Z pomocą mikroskopu elektronowego obecność tych uszkodzeń wykazał J u n g. Liczbę pęcherzyków otaczających krwinkę w chwili występowania hemolizy obliczano pod mikroskopem. Średnice drgających w rezonansie pęcherzyków gazu wyliczamy z równania adiabaty i porównania maksymalnej energii potencjalnej z maksymalną wartością energii kinetycznej drgającego pęcherzyka.

Z równania $pv^k = \text{const}$ przy założeniu, że p i v są funkcjami r , gdy $v = \frac{4}{3} \pi r^3$, $p = 10^6 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$, otrzymujemy: $\frac{dp}{dr} = \frac{3kp}{r}$.

Przechodząc do różniczek, będzie $-dp = p - p_0$ oraz przy $x = dr$ mamy $p - p_0 = \frac{3kp}{r} x$.

Całkowita praca przy najmniejszej objętości pęcherzyka jest: $dA = (p - p_0)dv$, wtedy maksymalna energia potencjalna wyrazi się:

$$- \int_{v_0}^v (p - p_0) dv = \int_0^a \frac{3kp}{r} \cdot 4\pi r^2 \rho x = 6\pi \rho a^2 r k,$$

a — oznacza przyrost promienia r .

Maksymalna zaś energia kinetyczna pęcherzyka otoczonego płaszczem wodnym ($\rho = 1 \text{ gcm}^{-3}$) i masie elementu dm będzie przy: $r = r_0 + a \sin \frac{2\pi t}{T}$

$$\frac{1}{2} \int \left(\frac{dr}{dt} \right)_{\text{max}}^2 dm = \frac{\rho}{2} \int_r^{\infty} \frac{r^4}{R^4} \cdot \frac{4\pi^2 a^2}{T^2} \cdot 4\pi R^2 dR = \frac{8\pi^3 \rho r^3 a^2}{T^2},$$

T — okres drgań, R — odległość drgającej cząsteczki masy otaczającej pęcherzyk od jego środka.

Z zestawienia wyrażień na obie postacie energii, otrzymujemy zależności:

$$T^2 = \frac{4\pi^2 \rho r^2}{3kp} \quad \text{oraz} \quad v = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{3kp}{\rho}}$$

Przydatność tych wzorów może mieć miejsce i w innych zagadnieniach omawianego tematu, co jednak zmuszony jestem pominąć.

Z punktu widzenia potrzeb leczniczych i różnych biologicznych zachodzi konieczność rozważenia możliwości rozrywania pewnych struktur chemicznych — głównie białka organicznego. Krótkie rachunkowe ujęcie rzeczy przekonuje nas, że takie możliwości istnieją. Rusztowanie białkowe komórki z uwagi na jego bezwładną masę możemy uważać w stosunku do pozostałej płynnej zawartości komórki za nieruchome.

Oznaczając przez $v_r = x_0 \omega \cos \omega t$ szybkość zmiany amplitudy x_0 , w ruchu względnym ośrodka i wspomnianego rusztowania białkowego, przy czym $x_0 = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{2E}{\rho c}}$, oraz dla $\nu = 1000$ kHz, $E = 2 \cdot 10^7$ erg \cdot sek $^{-1}$, $\rho = 1$ gcm $^{-3}$, $c = 1,5 \cdot 10^5$ cm sek $^{-1}$, będzie: $x_0 = 2,6 \cdot 10^{-6}$ cm oraz $v_{r \max} = 16,3$ cm/sek.

Uważając drobiny białka jako kule o promieniach od 10 Å do 100 Å, współczynnik lepkości $\eta = 0,06$ gcm $^{-1}$ sek $^{-1}$, wówczas maksymalna siła tarcia obliczona może być ze wzoru: $K_{\max} = 6\pi\eta r v_{r \max}$. Przy obecności 30 do 300 drobin w rusztowaniu praca na wiązaniu C—C miałyby wartość $5,5 \cdot 10^{-12}$ erga i byłyby wystarczająca na zerwanie tego wiązania.

Możliwość zajścia takiego faktu w czasie terapii jest więc zupełnie realna, jakkolwiek jego wystąpienie nie zostało dotychczas stwierdzone. Oczywiście zjawisko może być powikłane jednoczesnym przyrostem temperatury, co wymagałoby bardziej złożonej analizy.

Powyżej lakonicznie omówione kwestie natury fizycznej nie wyczerpują koniecznych do rozważania podstaw teoretycznych tego działu badań i terapii, z uwagi jednak na ograniczone ramy artykułu musimy na nich poprzestać, przedstawiając dalej działanie ultradźwięków w ujęciu schematycznym.

W wyniku zasadniczych cech fizycznych drgań ultradźwiękowych i obserwacji eksperymentów biologicznych działanie ultradźwięków ujmowane jest obecnie jako 1. ciepłe, 2. mechaniczne, 3. fizykochemiczne i 4. neurotroficzne.

Na gruncie fizjologii działanie to obserwujemy jako 1. przeciwbólwe, 2. przeciwzapalne, 3. bakteriobójcze oraz bakteriostatyczne, 4. przeciwspastyczne oraz 5. całą szeroką skalę działania wynikającego z podrażnienia różnych ośrodków układu nerwowego współczulnego i przywspółczulnego (zwanych razem układem wegetatywnym).

Działanie ciepłe

Działanie ciepłe w obrębie pola drgań jest nieuniknione, nie zawsze jednak pożądane, czasem w terapii szkodliwe. Aby powstanie ciepła zmniejszyć do minimum stosuje się nadajniki drgań nieciągłych. Przerwy i drgania wynoszą np. po 1/100 sekundy. Nawet i ten sposób powoduje

przyrosty temperatury, nieuzasadnione fizycznie, ponieważ przerwy między drganiami są wystarczające na odprowadzenie ciepła. Przyczynę tego widzimy w udziale układu nerwowego.

W substancjach biologicznych istnieje na ogół znaczna ilość pęcherzyków gazu. W tych pęcherzykach, które znajdują się w rezonansie z częstotliwością drgań stosowanych, wystąpią znaczne periodyczne wahania temperatury w następstwie zmian ciśnienia.

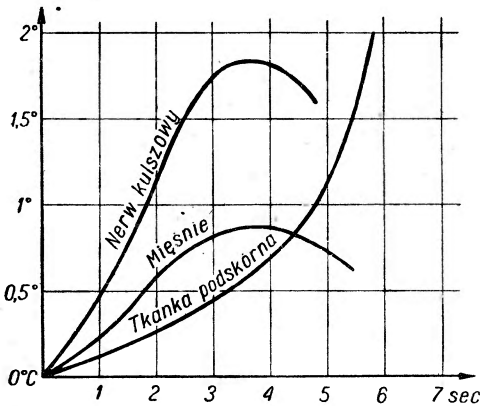
Z równania adiabaty $p\nu^k = \text{const}$, wynika, że przy wahaniami ciśnienia p temperatura wyraża się: $T = T_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1 - \frac{1}{k}}$, gdzie p_0 oznacza ciśnienie początkowe, T_0 — temperaturę początkową.

Dla: $T_0 = 310^\circ$, $\frac{p}{p_0} = 3,5$, $k = 1,4$, mamy:

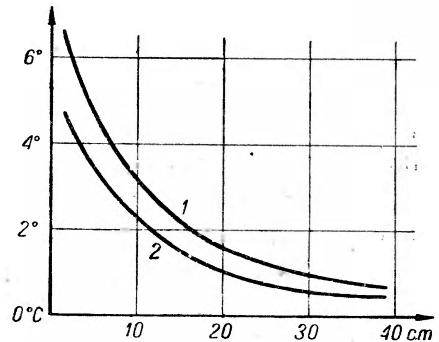
$$T = 310(3,5)^{1 - \frac{1}{1,4}} = 451^\circ.$$

Widzimy więc, że podczas półokresu drgań temperatura w pęcherzykach rezonujących wzrasta o 141° . Przyrost ten zwiększa się wraz z częstotliwością drgań ponieważ wahania ciśnienia są proporcjonalne do ν .

Lehmann i Rosenberger wykazali, że tkanka nerwowa ma selektywną zdolność przegrzewania się w polu drgań ultradźwiękowych.



Rys. 9. Krzywe przegrzania tkanek dla 800 i 1000 kHz przy 2 W/cm^2 (Lehmann i Rosenberger)



Rys. 10. Przyrost temperatury w żywych tkankach (wg Horvatha)
 0° — temperatura ciała
 Krzywa 1 — przy otyłości
 „ 2 — przy wychudzeniu

Nerw kulszowy królika wykazał przyrost temperatury $1,8^\circ\text{C}$, podczas gdy tkanka mięśniowa znajdująca się między tym nerwem a głowicą nadajnika uległa przegrzaniu tylko o $0,9^\circ\text{C}$, co nie znajduje uzasadnienia w sa-

mej absorpcji energii, gdyż ciepło właściwe dla obu tych tkanek różni się niewiele, dla mięśni wynosi 0,83 kal/g·st., dla tkanki nerwowej — 0,87 kal/g·st.

Stopień przegrzania jest zależny od dawki i rodzaju tkanki. Przy pewnej dawce uzyskujemy maksimum przegrzania dla tkanki nerwowej i mięśniowej, po czym następuje spadek temperatury, mimo że dawka energii rośnie. Tkanka podskórna zachowuje się inaczej, widzimy tu przyrost temperatury zwiększający się z dawką. Krzywe na rys. 9 i 10 ilustrują to wyraźnie. Można to zjawisko tłumaczyć tylko częściowo zachowaniem się naczyń krwionośnych, które początkowo ulegają rozszerzeniu, a następnie zwężeniu. Jest to wyraźny dowód podrażnienia układu nerwowego przywspółczulnego a później współczulnego.

Ważnym faktem fizycznym dla terapii jest to, że na granicy dwóch ośrodków absorpcja i odbicie są tym silniejsze, im większe są różnice w oporach akustycznych tych ośrodków. Na granicy więc ośrodka płynnego i gazu przegrzanie będzie największe i może się okazać niebezpieczne. W eksperymencie z królikiem, któremu stosowano ultradźwięki na jamę brzuszną, na granicy tkanki i gazów spowodowano perforacje. Wynika z tego dla terapii ważna wskazówka przestrzegania ostrożności przy stosowaniu zabiegów w obrębie jamy brzusznej u człowieka. Przymuszalnie z tego powodu chirurgia uważa za niewskazane leczenie ultradźwiękami owrzodzenia żołądka lub dwunastnicy. Mimo to liczni klinicyści leczą te choroby ultradźwiękami z dość znacznym powodzeniem (70%).

Działanie mechaniczne

Działanie mechaniczne spowodowane jest przez wahania ciśnienia, które dla częstości drgań 800 kHz i przy mocy 4 W/cm² wynoszą od — 3,5 do +3,5 atm. Oprócz tych zmiennych ciśnień istnieje również ciśnienie stałe w kierunku rozchodzenia się drgań. Z uwagi na jego stosunkowo małą wartość wynoszącą dla wspomnianych warunków około 0,54 g/cm² nie odgrywa ono poważniejszej roli.

Wyjątkowo ważnym zjawiskiem są powstające kawitacje, znane w hydrodynamice od dawna, polegające, jak wiadomo, na rozrywaniu słupów cieczy w fazie rozrzedzenia fali. W następnej fazie zagęszczenia te wolne przestrzenie zmniejszają się pod działaniem wyjątkowo dużych ciśnień miejscowych. Przyjmując taką wolną przestrzeń jako kulę o promieniu początkowym r_0 , końcowym — r , pod ciśnieniem początkowym: $p_0 = 1$ atm., to końcowe ciśnienie obliczamy ze wzoru:

$$p = \sqrt{\frac{2p_0}{3\beta} \left(\frac{r_0^3}{r^3} - 1 \right)}$$

dla: $\frac{r_0}{r} = 20$, β (współczynnik ściśliwości wody) = $50 \cdot 10^{-6}$ atm.⁻¹ otrzymujemy: $p = 10300$ atm.

Działanie tych potężnych ciosów w mikroskopijnych przestrzeniach spowodować może wiele mechanicznych zniszczeń — w biologii giną np. bakterie i inne małe istoty, jeśli znajdują się w sferze tych ciśnień.

Bardzo długa lista bakterii wykazuje różnorodną ich odporność na działanie fal ultradźwiękowych. W każdym przypadku liczba pozostających przy życiu bakterii zgadza się z obliczoną ze wzoru: $C = C_0 e^{-kt}$ (C_0 — liczba początkowa bakterii, C — końcowa, t — czas, k — stała). Ciekawym i bardzo ważnym faktem dla terapii jest możliwość spowodowania rozbicia niektórych wirusów, jak np. ospy prawdziwej, paralizu dziecięcego i innych. Wirus grypy okazał się odporny. Zawiesiny unieaktywnionych wirusów jak również zniszczonych bakterii wstrzykiwanie następnie zwierzętom doświadczalnym wykazały działanie immunizujące — zwierzęta nie chorowały. Blinkin, Potocki i Inoziemcow zniszczyli riketsję tyfusu plamistego, ale otrzymana substancja nie wykazywała działania uodparniającego.

Dla mikrobiologii otwiera się więc szerokie pole do badań.

Na działaniu mechanicznym polega również rozbijanie kamfory w wodzie, przez co uzyskuje możliwość podawania tego leku dożylnie. Atropinę zaś da się rozprowadzić w oleju, dzięki czemu można przedłużyć jej działanie po iniekcji podskórnej. Farmakologia ma więc nowe możliwości.

Działanie fizykochemiczne

Obserwowane zmiany chemiczne w różnych substancjach po nadźwiękowieniu są następstwem zmian fizycznych w budowie lub właściwościach molekuł. W tym zakresie istnieje bardzo dużo możliwości, trudnych jednak do uchwycenia w organizmie żywym.

W czystej, destylowanej wodzie po 10 minutach nadźwiękowania stwierdza się obecność H_2O_2 . Powstaje pytanie, skąd może pochodzić tak duża energia, która jest niezbędna, aby znajdujące się w wodzie cząsteczki O_2 rozpuszczonego tlenu zdysocjować. Beuthe tłumaczy ten fakt tym, że drgające pęcherzyki tlenu uzyskują nowe ładunki elektryczne przez styczność ze stosunkowo dużą powierzchnią wody i zostają zjonizowane. Powstawanie w ten sposób tlenu „in statu nascendi“ może mieć poważne znaczenie dla reakcji biochemicznych i wiele rzeczy tłumaczyć. Podobnie rzecz ma się i z innymi związkami chemicznymi. Stwierdzono, że skrobia i glikogen, mogą być rozbite na monocukry. Działanie adrenaliny polegające na zwężaniu naczyń krwionośnych zostaje wyraźnie osłabione przez nadźwiękowanie natomiast atropina i pilokarpina nie ulegają osłabieniu

w swym działaniu. Kwas askorbinowy w obecności tlenu traci swoje właściwości lecznicze. Inaktywacja pepsyny występuje dość szybko. Działanie insuliny zostaje znacznie osłabione, a przy dłuższym nadźwiękowianiu całkowicie zniesione z powodu powstawania w niej amoniaku i kwasu siarkowego. Nadźwiękowanie mleka wykazuje rozbitcie kuleczek tłuszczu na drobniejsze oraz różne zmiany w jego enzymach.

Powyższe przykłady dowodzą, że korzystne lub szkodliwe działanie ultradźwięków może nastęrczać poważne trudności w dokumentacji klinicznej. Trudności te są jednak nieco zmniejszone przez możliwość zaobserwowania objawów klinicznych u chorego, występujących w czasie zabiegów lub po nich.

Działanie neurotroficzne

Przez działanie neurotroficzne rozumiemy wszelkie zmiany w odżywianiu i czynności narządów lub gruczołów, spowodowane bodźcami idącymi drogą nerwów głównie układu współczulnego i przywspółczulnego.

Procesy chorobowe, toczące się gdziekolwiek w organizmie, są zawsze sprzężone z pewnym odcinkiem układu nerwowego i stanowią dla niego bodźce, które znów wpływać mogą na zwiększanie objawów chorobowych. Tak powstaje błędne koło. Zadaniem leczniczym byłoby w pierwszym rzędzie przerwanie tego koła. Przykładem może być możliwość uspokojenia ataku astmy oskrzelowej przez krótkie nadźwiękowanie zwojów nerwowych w szyjnym odcinku rdzenia kręgowego i górnej części mostka. W tym przypadku nie może oczywiście być wykluczonym uzyskanie poprawy na drodze pewnych zmian chemicznych w zwojach nerwowych. Pośrednie czy bezpośrednie działanie ultradźwięków prowadzi jednak do przerwania wspomnianego błędnego koła.

Mocnym przykładem neurotroficznego działania ultradźwięków jest wynik doświadczenia *Dognona* i *Biancaniego*, którzy spowodowali zniszczenie włókien mięsnych przy pewnej mocy drgań. Zniszczenie natomiast tych włókien nie nastąpiło, gdy nerwy nadźwiękowanego odcinka zostały uprzednio porażone kurarą.

Wyraźny wpływ nadźwiękowania na układ wegetatywny w sensie jego porażenia przejściowego widzimy w spadku ciśnienia tętniczego krwi u hipertoniców po zabiegu na zwoje nerwowe w okolicy piersiowo-lędźwiowej. Efekt uzyskany trwa początkowo kilkadziesiąt godzin, po dalszych zabiegach jest coraz trwalszy — można to tłumaczyć albo porażającym wpływem na komórki zwojowe, albo wybiórczym niszczeniem drobin pełniących rolę mediatorów chemicznych układu nerwowego w stosunku do włókien mięśni gładkich, gruczołów itp.

Najlepsze wyniki leczenia stawowych schorzeń reumatycznych notuje klinika przy stosowaniu $\frac{2}{3}$ energii drgań na odpowiednie zwoje a $\frac{1}{3}$ na dany staw bezpośrednio.

Występowanie ubocznych objawów na drodze odruchowej na również miejsce niejednokrotnie. Usprawiedliwia to konieczność ostrożnego i umiejętnego dysponowania zabiegami i obserwacji bezpośredniego ich działania.

Możliwości diagnostycznego stosowania ultradźwięków

Diagnostyczne stosowanie ultradźwięków jest obecnie w początkowym stanie rozwoju, który zależny jest, jak się wydaje, jedynie od rozwoju techniki.

Energia ultradźwięków może być pomocna wszędzie tam, gdzie z powodu zbyt małej różnicy ciężarów atomowych, nie możemy uzyskać dostatecznych różnic w cieniach przy stosowaniu promieni X. W takich przypadkach mogą jednak istnieć różne opory akustyczne. Natężenie drgań po przejściu przez taką okolicę da wahania natężenia, które zamieniane są np. na proporcjonalne natężenia światła. Tym sposobem możliwe jest wykrycie np. guzów mózgu. D u s s i k, stosując tę metodę, otrzymał obraz ultradźwiękowy komór mózgowych. Znaczne trudności tej metody polegają na dość silnym załamywaniu się wiązki promieni od powierzchni kości, co może fałszować obraz lub nawet uniemożliwić badanie niektórych okolic czaszki. Pewnym ulepszeniem jest posiłkowanie się soczewką dźwiękową (P o h l m a n), skupiającą drgania, idące z określonego kierunku i następnie ich transformowanie.

Bardziej obiecującą metodą jest metoda echa, której technika podobna jest do radaru. Impuls drgań przesłany zostaje w ciało. W przypadku spotkania przeszkody o dużym współczynniku załamania promień wraca i zostaje zamieniony na odpowiedni sygnał, którego analiza dać może odpowiedź co do wymiarów, odległości i natury przeszkody.

Oprócz wspomnianych metod bezpośrednich wykonywane są próby pośredniego badania niektórych narządów. Przykładem może być traktowanie okolicy serca słabym natężeniem energii ultradźwiękowej i badanie zachowania się tego organu w czasie pracy, jego wymiary, stopień wypełniania się krwią itp.

B a r t h i W a c h s m a n n podają, że stopień shemolizowania czerwonych ciałek krwi zależny jest nie tylko od natężenia i czasu nadźwiękowania próbki, ale również od stanu odporności tych krwinek, zależnej od rodzaju schorzenia. Tym sposobem zmierzona odporność krwinek może obok innych stereotypowych analiz posłużyć do różnicowania chorób krwi lub innych.

Bezpośrednia metoda stosowana jest również w technice przygotowywania preparatów do badania mikroskopowego. Impregnacja tkanek solami srebra przy udziale energii ultradźwięków jest znacznie lepsza niż wykonana jakimkolwiek innym sposobem. Spowodowane rozluźnienie struktury tkanek i lepsze rozdrobnienie roztworu umożliwią głębsze przenikanie soli srebra wzdłuż włókien nerwowych i innych elementów komórkowych, w rezultacie otrzymujemy dokładniejsze obrazy preparatów.

Różnego rodzaju trudności wspomnianych metod będą niewątpliwie przedmiotem wysiłków celem zwiększenia i udoskonalenia ciągle jeszcze niedostatecznego arsenału metod terapeutycznych i diagnostycznych w medycynie.

Literatura

1. Арцыбышев — Физика, т. I, Москва 1951.
2. Успехы Современной Биологии, 30. nr 1 (4) (1950).
3. Bergmann — Der Ultraschall, Berlin 1944.
4. Lehmann — Die Therapie mit Ultraschall und ihre Grundlagen, Lipsk 1951.
5. Eder — Moderne Messmethoden der Physik, Berlin 1952.
6. Laquer-Müller — Leitfaden der Elektromedizin, Halle 1951.
7. The British Journal of Physical Medicine, 1952—1953.
8. R. Pohlman — Die Ultraschalltherapie, Stuttgart 1950.

Bolesława Twarowska

Wpływ promieniowania jądrowego na właściwości mechaniczne ciał stałych

O tym, że promieniowanie jądrowe wywiera wpływ na właściwości ciał, wiemy od dawna, jednak najwięcej danych doświadczalnych i rozważań teoretycznych dają prace z ostatnich pięciu lat.

Całość zagadnienia krytycznie przedstawił Slater [1], od strony teoretycznej — Seitz [2], zmiany chemiczne opisuje Burton [3]. Nowsze wyniki znajdujemy w oryginalnych pracach Dienesa [4] oraz w jego artykule zbiorczym [5], na którym głównie się oprzemy. Podczas jego druku ukazały się prace Charlesby' a [6 i 7].

Większość prac skupia się dookoła zagadnień praktycznych.

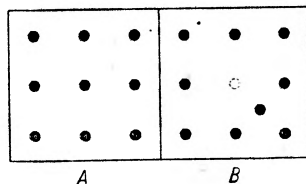
Co zachodzi w ciele stałym pod wpływem promieniowania jądrowego

Przypuśćmy, że na jakieś ciało stałe pada wiązka prędkich neutronów. Wskutek zderzeń tworzą się naładowane atomy odskoków, które posiadając dostateczną energię wytwarzają następną porcję odrzuconych przez zderzenie atomów itd. Jak stąd widać, ilość odrzuconych atomów może być znacznie większa od ilości padających neutronów.

Rozpatrzmy, jakie skutki wywołuje podobne działanie.

1. **Jonizacja.** Duża część energii naładowanej szybkiej cząstki zużywa się na jonizację lub, jeśli cząstka jest powolna, na pobudzenie atomów. W dobrym przewodniku efekt jonizacyjny bardzo prędko zanika wywołując tylko ogrzanie ciała. W złym przewodniku wyzwolone elektrony mogą być wysledzone. W ciałach złożonych z cząsteczek jonizacja wywołuje zmiany chemiczne.

2. **Przesunięcia i luki.** Wyrzucenie atomu z jego normalnego położenia w siatce kryształu prowadzi do: a) powstania luki w sieci kry-



Rys. 1.

A — siatka normalna
B — przesunięcie i luka

ształu, b) do przesunięcia położenia tego atomu do pozycji międzywęzłowej (rys. 1). Jasne jest, że przy dostatecznej liczbie takich przesuniętych atomów właściwości fizyczne ciała mogą ulec dużej zmianie.

3. **Lokalne ogrzanie.** Zamiast rozważać przesunięcia atomów i luki można rozpatrywać to zagadnienie z punktu widzenia termodynamiki, jako wydzielanie ciepła wzdłuż toru cząstki pierwotnej. Obszar wzbudzenia będzie się szybko rozprzestrzeniał przy dużym spadku temperatury. Takie „termiczne igły“ wywołają pewne przesunięcia atomów. W niektórych przypadkach obraz ten pomaga wyjaśnić zjawiska.

W większości ostatnich prac badano wpływ promieniowania jądrowego na właściwości mechaniczne metali i związków chemicznych, w szczególności wysokich polimerów.

Dla metali trzeba głównie uwzględnić przesunięcia atomów w siatce i powstawanie luk; w przypadku związków chemicznych najważniejsze będzie działanie chemiczne, spowodowane np. wyrzuceniem z cząsteczek jonów wodoru przy zderzeniach z prędkimi neutronami.

Wszystkie typy jonizującego promieniowania jądrowego o dużych energiach, np. α, β, γ , i prędkie neutrony prowadzą do podobnych zmian w ciele stałym. Wynika to stąd, że decydującą rolę odgrywa nie pierwotna cząstka padająca i pierwsze atomy odrzutu, lecz zjawiska wtórne — odrzuty dalszych atomów.

Właściwości mechaniczne ciał

Przed rozpatrzeniem wpływu oddziaływania promieniowania jądrowego na ciała stałe warto jest zastanowić się nad ich właściwościami mechanicznymi.

Istnieją dwa sposoby podejścia do tych zagadnień: fenomenologiczne i od strony budowy atomów i cząsteczek.

Żeby przewidzieć i wyjaśnić własności sprężyste ciał, stajemy na gruncie fenomenologicznym. Ciało jest doskonale sprężyste, jeśli:

- 1) odkształcenie jest proporcjonalne do ciśnienia (prawo Hooke'a);
- 2) odkształcenie całkowicie znika po usunięciu siły działającej i
- 3) odkształcenie oraz ciśnienie są niezależne od czasu.

Teoria sprężystości jest doskonałym przykładem takiego podejścia. Stałe sprężystości metali [8—10] i kryształów jonowych [11, 12] są obliczalne teoretycznie z wielkości sił międzyatomowych. Wykonane dla kilku przypadków obliczenia teoretyczne dały wyniki zgodne z wartościami otrzymanymi na drodze doświadczalnej; jednak rachunki takie nawet dla najprostszych przypadków są bardzo skomplikowane.

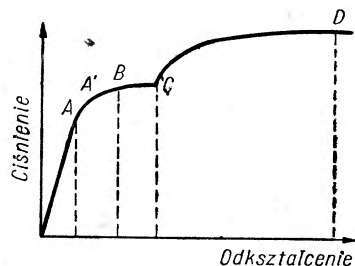
Tablica I pokazuje schematycznie, które zagadnienia teoria rozwiązała (tak), a na które odpowiedzi jeszcze brak (nie); przy czym rozróżnia dwa

przypadki: ciał krystalicznych i bezpostaciowych. Widać od razu, że dla ciała doskonale sprężystego znaleziono odpowiedzi (tak) podchodząc do zagadnienia tak fenomenologicznie, jak i od strony budowy atomowej czy cząsteczkowej.

Tablica 1

Własności mechaniczne	Ciała krystaliczne		Ciała bezpostaciowe	
	Fenomenolog.	Atom. i molek.	Fenomenolog.	Atom. i molek.
Obszar doskonałej sprężystości	tak	tak	tak	tak
Niesprężystość	tak	niektóre tak	tak	częściowo
Stan plastyczny	częściowo	ogólnie nie	nie	nie
Zerwanie	nie	nie	nie	nie

Przy odkształceniach większych, np. przy coraz większym obciążeniu jakiegoś drutu, przechodzi on kolejno przez różne stany, które uwidacznia typowa krzywa (rys. 2), przedstawiająca zależność wielkości odkształcenia od wielkości przyłożonej siły rozciągającej. Do punktu *A* obowiązuje prawo Hooke'a (linia prosta), powyżej punktu *A* znajduje się umowny punkt *A'*, odpowiadający np. 0,01% wydłużenia — nazywamy go granicą sprężystości. Do punktu *B* wydłużenie rośnie szybciej niż obciążenie. Ciekawy jest odcinek *BC* — obszar „płynięcia“. Bez zwiększania obciążenia wzrasta wydłużenie wskutek przesuwania kryształów wewnątrz drutu pod wpływem powstałego wewnętrznego napięcia. Ze sprężystego ciało staje się plastyczne.



Rys. 2. Zależność odkształcenia od ciśnienia

Obszar odkształcenia sprężystego dla wielu ciał jest na ogół bardzo mały, dlatego wytrzymałość określa się wielkością obszaru „płynięcia“. Jeśli jest on mały — ciało jest kruche, jeśli większy — ciało bardziej plastyczne. Dolna i górna wartość graniczna plastyczności jest więc ważną charakterystyczną cechą danego ciała.

Po ustaleniu budowy ciała przez „płynięcie“ staje się ono bardziej twarde (co można stwierdzić poddając go ponownie próbie rozciągania) i krzywa wznosi się do góry aż do punktu, w którym następuje zerwanie drutu — granica wytrzymałości.

W tablicy są uwzględnione wszystkie te stany. Jak widać, już stan plastyczny jest tylko częściowo opisany od strony fenomenologicznej. W ob-

szarze „płynięcia“ występuje zależność odkształcenia nie tylko od wartości ciśnienia, lecz i od czasu.

Z punktu widzenia atomowego i cząsteczkowego nasza wiedza daleka jest od kompletnej, chociaż pole sił międzycząsteczkowych jest znane dla metali [13], dla wysokich polimerów [14] i niektórych innych ciał.

Zjawiska niesprężystości metali odgrywają ważną rolę w metalurgii. „Płynięcie“ metalu lub innego badanego ciała może być źródłem informacji o wewnętrznym tarciu i budowie ziarnistej ciała.

Wszelkie zanieczyszczenia zmieniają wartość siły wewnętrznego tarcia, a właśnie przesunięte przez promieniowanie jądrowe atomy z położenia normalnego do jakiegoś innego mogą zachowywać się podobnie, jak zanieczyszczenia obcym ciałem.

Wiele prac poświęcono zbadaniu zależności właściwości plastycznych wysokich polimerów od konfiguracji cząsteczek i od struktury chemicznej związku. W ostatnich latach zajmowano się niesprężystymi właściwościami szkieł.

Dla wielu ciał można zmierzyć napięcie odpowiadające granicy sprężystości. Wartość ta otrzymana doświadczalnie jest znacznie niższa od wyliczonej teoretycznie dla sił koniecznych do wywołania deformacji plastycznej w doskonałym kryształach.

W celu usunięcia tej niezgodności trzeba przyjąć, że siatka kryształu nie jest doskonała, że istnieją w niej przesunięcia.

W ten sposób powstała teoria dyslokacji i rozwinęła się na ten temat ożywiona dyskusja [15].

Właściwości plastyczne ciał bezpostaciowych zależą od drgań (ruchu) cząsteczek albo drgań dużych grup cząsteczek względem siebie. Ustawienie ich wzajemne, tworzenie kryształów wpływa na właściwości plastyczne.

Fenomenologicznie ujęto jedynie kilka przypadków, lecz spośród nich jeden tylko jest dobrze opracowany. Własności gumy opisuje teoria statystyczna, oparta na konfiguracji siatki.

Wytrzymałość na zerwanie — to ostatnia właściwość mechaniczna ciał, o której będzie mowa.

Zerwanie drutu może być zjawiskiem zależnym od wielu ubocznych czynników, poza tym nie ma zgodności co do stosowanego kryterium.

Wiele prac teoretycznych zajmuje się problemem stabilności kryształów i chociaż podchodzą one do tego zagadnienia z różnych stron, wyniki otrzymują podobne, a mianowicie: teoretyczna wartość wytrzymałości jest 1000 razy większa od wartości otrzymywanych drogą pomiarów.

W dyskusjach prowadzonych na ten temat niezgodność przypisują dyslokacjom występującym w kryształach i niezgodnieniu stosowanego kryterium.

Teoria „topnienia“ proponuje przyjęcie za kryterium wytrzymałości ciała energię równą energii cieplnej, potrzebnej do stopienia jednostki objętości danego ciała. Po zastosowaniu takiego kryterium otrzymano wartości teoretyczne bardziej zbliżone do wyników doświadczalnych, jednak zagadnienie to nadal zostaje otwarte.

Wpływ promieniowania jądrowego na ciała krystaliczne

Jak już nadmieniliśmy, najważniejszym skutkiem działania promieniowania jądrowego na ciała krystaliczne jest wprowadzenie nieuporządkowania siatki wskutek przesunięcia odrzuconych atomów.

Zwrócono się głównie do badania metali jako najlepiej opracowanych kryształów, chociaż przemieszczenia atomów w nieprzewodnikach może być większe.

Zmiany właściwości sprężystych. Tablica I wskazuje, że właściwości sprężyste są właśnie dla kryształów najlepiej znane. Nie muszą one ulegać zmianie wskutek stosunkowo małej liczby przesuniętych atomów. Z rozważań teoretycznych jednak wynika, że powinien wystąpić wzrost modułu sprężystości.

Zachodzi tu podwójne działanie: działanie przesuniętych atomów i działanie luk powstałych po ich wyrzuceniu z siatki. Pierwsze powinny dawać wzrost modułu sprężystości, drugie — (luki) zmniejszenie. Efekt końcowy jest efektem wypadkowym. Np. obecność 1% przesuniętych atomów daje wzrost modułu sprężystości rzędu 5—7%.

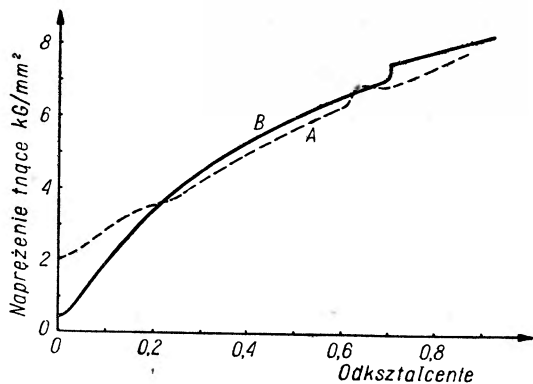
Już pierwsze doświadczenia B o w m a n a i T a r p i h i a n a wykazały, że moduł Younga miedzi pod wpływem silnego naświetlenia promieniowaniem wychodzącym z cyklotronu wzrósł więcej niż o 10%.

Zmiany stałych sprężystości mogą posłużyć do wyodrębnienia działania luk i przesuniętych atomów. Jest to o tyle ważne, że ani elektryczne, ani termiczne pomiary takich danych dać nie mogą. Przy elektrycznych zachodzą zderzenia centrów z elektronami, przy termicznych — działanie cieplne.

Zmiany właściwości plastycznych. Badając zmiany plastyczne metali stwierdzono wzrost twardości pod wpływem naświetlania promieniowaniem jądrowym. Np. z pracy B l e w i t t a, C o t m a n a i S h e r i l l a z pojedynczymi kryształami miedzi wynika, że pod wpływem naświetlania następuje stały wzrost „naprężenia tnącego“,

Na rys. 3 podane są krzywe przedstawiające zależność odkształcenia od naprężenia tnącego. Wartość naprężenia wywołującego odkształcenie wzrosła od 0,241 do 2,0 kg/mm² dla prędkich neutronów, których dawka wynosiła $2 \cdot 10^{18}$ *nvt* (*nvt* oznacza liczbę neutronów przypadających na

1 cm² powierzchni w czasie t). Krzywa B — dla kryształów miedzi nie-naświetlonych, A — dla naświetlonych. Gdy ciało staje się plastycznym różnica między krzywymi zanika. Nieciągłości należą do dodatkowego naświetlenia.



Rys. 3. Zależność odkształcenia od naprężenia tnącego

A — dla ciała naświetlonego
B — „ „ nienaświetlonego

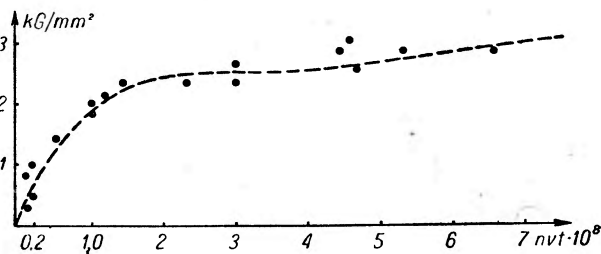
atomy więcej więc wywołują „nieporządku“ niż powstałe luki w węzłach siatki. Np. właściwości mechaniczne halodków metali alkalicznych są bardzo czułe na wszelkie zanieczyszczenia.

Rozdzielenie zjawisk: powstawanie luk i przesunięć atomów nie jest jeszcze możliwe, będzie to tematem przyszłych prac zarówno teoretycznych, jak i doświadczalnych.

„Płynięcie“. Teoretycznie bardzo trudno jest ująć wpływ promieniowania jądrowego na prędkość płynięcia. Powstałe nieregularności siatki powinny przeszkadzać ruchowi kryształów, inne rozważania prowadzą do wniosku przeciwnego. A n d r a d e [20] mierzył „płynięcie“ kadmu poddanego bombardowaniu cząstkami α polonu i znalazł przyrost okresu „płynięcia“. Inne badania nie wykazały zmian „płynięcia“. Doświadczenia te są bardzo trudne, wymagają dokładnej kontroli temperatury.

Stwardnienie otrzymywane przez działanie promieniowania jądrowego można by porównać ze stwardnieniem powstałym wskutek poddawa-

Postać krzywej dla ciała naświetlonego jest podobna do krzywej, którą się otrzymuje dla stałych roztworów (twarde stopy). Dolna graniczna wartość naprężenia na ścinanie w zależności od dawki naświetlającego promieniowania podaje rysunek 4. Przebieg krzywej wskazuje, że istnieje pewna analogia między działaniem promieniowania jądrowego a działaniem wprowadzonych zanieczyszczeń. Wyrwane z siatki



Rys. 4. Zależność granicznej dolnej wartości naprężenia na ścinanie od wielkości zastosowanej dawki promieniowania

nia dużemu ciśnieniu. W obu przypadkach właściwości kryształów zależą tylko od położenia atomów bez względu na to, jak te atomy tam się znalazły.

O zmianach wewnętrznej struktury można sądzić na podstawie badań za pomocą promieni rentgenowskich. Dla metali poddanych działaniu promieniowania jądrowego nie występuje rozszerzenie prążków, co zachodzi wyraźnie przy zimnej obróbce.

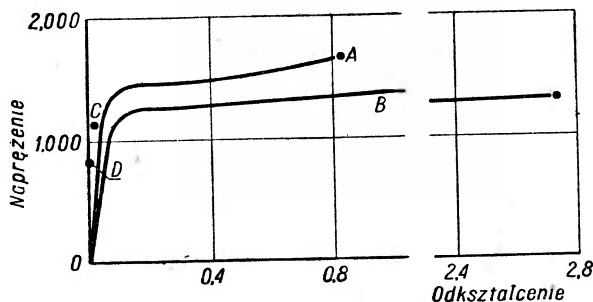
Stwardnienie pod wpływem promieniowania jądrowego stopów jest większe niż dla czystych metali. Badano np. stop miedzi z berylem [21] i stwierdzono większe zmiany przy większej domieszce berylu. Interpretacja tych zjawisk nie jest jeszcze możliwa.

Wpływ promieniowania jądrowego na ciała stałe złożone ze związków chemicznych (głównie wysokich polimerów)

Wysokie polimery — to jedyne ciała stałe o budowie cząsteczkowej, których właściwości mechaniczne są dobrze znane. Badania wpływu promieniowania jądrowego prowadzono początkowo jedynie z przyczyn natury praktycznej, gdyż wysokie polimery stanowią ważną pozycję w technologii.

Odbarwienie, kruchość, rozkład chemiczny — oto wyniki działania promieniowania jądrowego. Jeśli nawet mechaniczne właściwości są zachowane, otrzymuje się duże zmiany widoczne z krzywej zależności odkształcenia od stosowanego naprężenia.

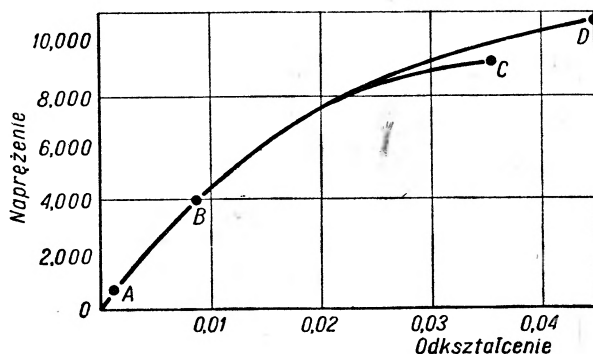
Dla wszystkich wysokich zbadanych polimerów wytrzymałość na zerwanie pod wpływem działania promieniowania jądrowego jest silnie zmniejszona, ciało traci własności plastyczne. Widać to wyraźnie np. na rys. 5. B — krzywa dla polienu nienaświetlonego, A — dla naświetlonego dawką $0,23 \cdot 10^{18}$. Dla dawek silniejszych: $4,14 \cdot 10^{18}$ i $12,8 \cdot 10^{18}$ ciało staje się tak kruche, że stan plastyczny w ogóle już nie występuje.



Rys. 5. Krzywa odkształcania mechanicznego dla polietylenu

- A — dla ciała naśw. *nv*t $0,23 \cdot 10^{18}$
- B — dla ciała nienaświetlonego
- C — dla ciała naśw. *nv*t $4,14 \cdot 10^{18}$
- D — dla ciała naśw. *nv*t $12,8 \cdot 10^{18}$

Ciekawe jest zachowanie się metakrylanu metylu. Krzywa *D* daje zależność odkształcenia od naprężenia dla ciała nienaświetlonego (rys. 6). Przy stosowaniu silnych dawek: krzywa *OA* odpowiada $0,11 \cdot 10^{18}$ i krzywa *OB* — $0,05 \cdot 10^{18}$ ciało staje się bardzo kruche, lecz te krzywe zlewają

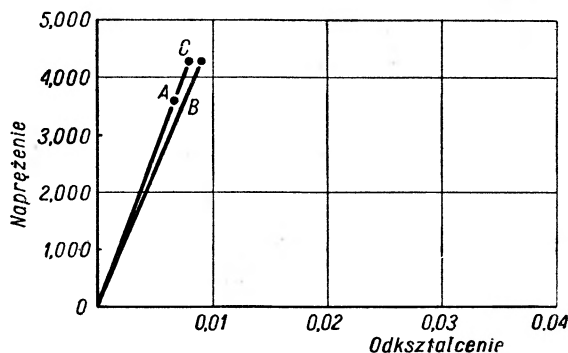


Rys. 6. Zależność odkształcenia od naprężenia dla metakrylanu metylu

się z krzywą dla ciała nienaświetlonego. Dopiero słabsza dawka $0,012 \cdot 10^{18}$ daje krzywą *OC* o innej krzywiźnie.

Mniejsze zmiany wykazuje polistyren (rys. 7). Widzimy tylko nieznaczne przesunięcie.

Badając plastyczność gumy wywnioskowano z krzywych, że wzrasta jej ciężar cząsteczkowy, tworzą się więc jakieś nowe związki. To sugeruje na-



Rys. 7. Zależność odkształcenia od naprężenia dla polistyrenu

stępujące zjawisko: w cząsteczkach zostały uwolnione np. podwójne wiązania, które mogą być nasycone rodnikami z innych rozbitych cząsteczek.

Jeśli próbka naświetlana znajduje się w powietrzu, nie w próżni, obok innych procesów zachodzi utlenianie na jej powierzchni.

Zmiany w polienie

Dla przykładu rozpatrzmy dokładniej wyniki, jakie otrzymał Charlesby [6] badając zmiany w polienie. Jest to węglowodór nasycony o długim łańcuchu.

Próbkę polienu naświetlał on promieniowaniem pochodzącym z reaktora atomowego (3,5 MW). Za jednostkę natężenia promieniowania przyjął 10^{17} neutronów termicznych przypadających na 1 cm^2 powierzchni, co odpowiadało dobie naświetlania.

Zmiany barwy, fluorescencja. W temperaturze pokojowej polien jest białą, opalizującą substancją, podobną do wosku. Daje on fluorescencję w nadfiolecie i w ciemnoczerwonej części widma.

Po krótkim naświetleniu (0,1 jed.) żółknie, lecz zachowuje opalescencję. Barwa fluorescencji wyraźnie się zmienia z ciemnoczerwonej na niebieską. Po naświetleniu silniejszym (0,1—20 jed.) ściemnia się barwa próbki, a przy dalszej ekspozycji polien staje się przezroczysty. Fluorescencja przybiera barwę żółtoniebieską. Jednocześnie próbka traci właściwości plastyczne, staje się twarda i krucha.

Zmiana masy. Po naświetleniu obserwowano zmianę masy grulek polienu umieszczonych w szklanych tubkach, zamkniętych folią aluminiową, lub w dalszej pracy w rurkach z folii miedzianej.

Rys. 8 przedstawia wykres zależności procentowej zmiany masy od wielkości dawki promieniowania jądrowego. Widzimy silny wzrost, a następnie gwałtowny spadek przyrostu masy. To, że krzywe dla różnych próbek są różne, nie jest istotne, mogły one być umieszczone w różnych miejscach stosu.

Zmiana masy może następować z trzech powodów: 1) wydzielanie wodoru, który dyfunduje na zewnątrz, 2) utlenianie, które powinno zależeć od wielkości powierzchni próbki, 3) wydzielanie większych grup atomów powstałych przy rozbiciu łańcucha polieny.

Żeby sprawdzić to, co istotnie zachodzi, małą próbkę polieny naświetlano w zamkniętym odpompowanym naczyniu i wydzielony gaz badano za pomocą spektrografu masowego.

Po naświetleniu trzema jednostkami otrzymano:

około 96% wodoru,

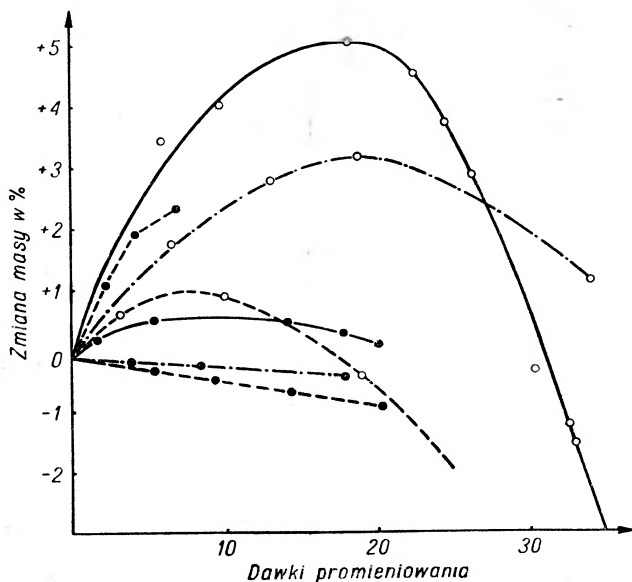
około 0,4—0,6% metanu i etanu,

nieznaczna ilość propanu i butanu.

Jednostka promieniowania wydziela około 0,7 mg wodoru z 1 grama ciała.

Oprócz tego na powierzchni ciała naświetlanego w powietrzu zachodzi utlenianie, szczególnie jeśli naświetlano promieniami α , β lub promieniami nadfioletowymi, które nie przenikają głęboko.

Zmiany barwy, właściwości mechanicznych i widma fluorescencji świadczą o powstawaniu nowych związków. Wyzwalanie metanu, etanu itp. wskazuje na to, że nie tylko wiązanie C—H zostało zaatakowane, lecz



Rys. 8. Zmiana masy w zależności od wielkości dawki naświetlającej

Linia ciągła, puste kółka — granulki w szkłe;
kreski, kółka pełne i kreski-kropki, kółka puste — granulki w folii miedzianej; kreski, kółka puste — w walcach; linia ciągła, kółka pełne — w folii miedzianej; kreski-kropki, kółka pełne — granulki w parafinie.

i wiązanie C—C, którego energia wiązania jest mniejsza (3,4 eV) niż dla C—H (4,1 eV). Pozostałe rodniki mogą się łączyć w nowe cząsteczki.

Wpływ różnych rodzajów promieniowania. Poprzednie prace wykazały, że takie same zmiany wywołuje naświetlanie cząstkami α , deuteronami, szybkimi elektronami i promieniowaniem rentgenowskim.

Promienie γ dawać będą głównie efekt Comptona, szybkie neutrony — odskoki atomów wodoru, neutrony powolne tworzą z atomami wodoru deuterony, z atomami węgla — węgiel o ciężarze atomowym 13. Próbowano również naświetlać próbkę promieniami rentgenowskimi o energii 3,3 MeV z akceleratora (natężenie wiązki 60 mA).

Zmianę barwy można otrzymać naświetlając zwykłymi promieniami X (250 KV) lub nawet silną lampą rtęciową w ciągu około 10 dni.

Liczba cząsteczek dotkniętych bezpośrednio promieniami jądrowymi jest stosunkowo bardzo mała, dużo więcej jest zjawisk wtórnych i dlatego być może nie zaznacza się zależność od natury promieniowania.

W warunkach pracy reaktorem trudno było wyodrębnić jeden tylko rodzaj promieniowania spośród promieniowania γ , powolnych i szybkich neutronów.

Sugestie dla dalszych badań

Na podstawie badań wpływu promieniowania jądrowego na budowę ciał stałych można będzie nie tylko poznać charakter jego działania, lecz i posunąć się znacznie naprzód w poznaniu budowy i właściwości ciała stałego, jego sieci krystalicznej itp. Oto przykładowo kilka sugestii do dalszych badań.

Dla ciał krystalicznych ważne byłoby „zamrożenie“ otrzymanych luk w siatce i zbadanie wewnętrznego tarcia ciała.

Warto byłoby zbadać zależność stałych sprężystości, wytrzymałości naświetlonych kryształów od temperatury, a specjalnie dla haloidków metali alkalicznych, których właściwości zależą w bardzo dużym stopniu od obecności najdrobniejszych zanieczyszczeń.

Stwardnienie po naświetleniu wymaga dalszego opracowania, a mianowicie przebadania próbek po naświetleniu — stąd można by wnioskować o zmianach w siatce, o lukach itp. Warto zbadać dla wysokich polimerów.

Jak stąd widzimy, zagadnienie wpływu promieniowania jądrowego na ciała stałe nie jest jeszcze dostatecznie opracowane.

Literatura

1. J. C. Slater, *J. Appl. Phys.*, **22**, 237 (1951).
2. F. Seitz, *Dic. Faraday Soc.* No. 5, 271 (1949).
3. M. Burton, „Radiation chemistry“, *Annual Review of Phys. Chemistry*, **I**, 113—132 (1950).
4. G. J. Dienes, „Radiation effects on solids“, *Annual Review of Nuclear Science* **II**, 187 (1953).
5. G. J. Dienes, *J. Appl. Phys.*, **24**, 666 (1953).
6. Charlesby, *Proc Roy. Soc.*, **215A**, 187 (1952).
7. Charlesby, *Nature* **171**, 167 (1953).
8. J. Badeen, *J. Chem. Phys.*, **6**, 367 (1938).
9. K. Fuchs, *Proc. Roy. Soc., A*, **153**, 622 (1936).
10. D. S. Leigh, *Phil. Mag.*, **42**, 139 (1951).
11. R. Landshoff, *Z. f. Phys.* **102**, 201 (1936).
12. P. O. Löwdin, „A theoretical investigation into some properties of jonic crystals“, Uppsala 1948.

13. C. Zeher, „Elasticity and anelasticity of metals“ 1948.
14. T. Alfrey, „Mechanical Behavior of high polymers“, 1948.
15. F. R. Nabarro, *Phil. Mag.*, **1**, 271 (1952).
16. Halsey, White, Eyring, *Textile Research*, **15**, 295 (1945).
17. A. Brown, *J. Appl. Phys.*, **20**, 552 (1949).
18. Hopkins, Baker, Howard, *J. Appl. Phys.*, **21**, 206 (1950).
19. Carey Dienes i Schulz, *Ind. Eng. Chem.*, **42**, 842 (1950).
20. E. N. da C. Andrade, *Nature*, **156**, 113 (1945).
21. Martin Austerman, Egglestor, McGee i Tarpinian, *Phys. Rev.*, **81**, 664 (1951).

Analiza aktywacyjna pierwiastków

1. Wstęp

Dzięki słynnemu odkryciu małżonków Joliot-Curie nauka uzyskała możliwość nie tylko wytworzenia sztucznych pierwiastków, lecz również identyfikacji jąder macierzystych dzięki charakterystycznym prąmieniowaniem atomów potomnych bez uciekania się do zwykłych metod chemicznych. Z metody tej korzystali po raz pierwszy Seaborg i Livingston [1] w r. 1938. Wykrywali oni drobne ilości galu towarzyszącego żelazu nasświetlając materiał wiązką cząstek z akceleratora i identyfikując otrzymaną aktywność za pomocą wiasciwego urzadzenia rejestrującego.

Dopiero jednak łatwość uzyskiwania silnych aktywności za pomocą wiązek neutronów termicznych z reaktorów atomowych otworzyła przed analizą aktywacyjną szerokie perspektywy. Już w r. 1947 Tobias i Dun [2] rozpoczęli stosowanie tej metody do oznaczania pierwiastków śladowych w tkance biologicznej. Między innymi zmierzali oni powyższym sposobem zawartość złota w różnych tkankach myszy po upływie 30 dni od chwili wstrzyknięcia 100 µg tego pierwiastka. Obaj badacze nasświetlali spopielone próbki tkanek wiązką neutronów z reaktora w Hanford. Uzyskane aktywności identyfikowali oni, rejestrując wysyłane przez nie impulsy za pomocą zwykłego licznika Geigera-Müllera. Próbki wykazywały głównie promieniotwórczość o okresie połowicznego zaniku $T=15$ dni — izotopu fosforu ^{32}P . Po oczyszczeniu chemicznym jednak, przed którym do każdej próbki dodano 25 µg trwałego złota jako nośnika, we wszystkich przypadkach wykazano obecność dominującej aktywności ^{198}Au . Czułość metody była tak wielka, że zidentyfikowano 10^{-12} g (i) złota zawartego w woreczku zółciowym. Stwierdzono również, że 2,2 µg z pozątkowej ilości 100 µg ciągle jeszcze znajdowało się w ciele myszy w chwili śmierci, 30 dni po dokonaniu wstrzyknięcia. Tobias i Dun zmierzali również złota w białych krwinkach całej krwi pacjenta chorego na białaczkę, nasświetlając jedynie niewiele mg spopielonej krwi i wydzielając uzyskaną aktywność metodą właśnie opisaną — zidentykowaną ilość wynosiła 14 µg.

W każdym jednak razie w prostych przypadkach wykryć można łatwo 10^{13} atomów, co odpowiada (dla przeciętnego ciężaru atomowego) ilości $2 \cdot 10^{-9}$ g. Toteż analizę aktywacyjną zastosowano z powodzeniem w szeregu problemów. Brown i Goldberg [3] oznaczali tą metodą zawartość galu i renu w wielu meteorytach. Ostatnio zostały opisane przez Hudgensa i Dabagiana [4] pomiary drobnych ilości cyrkonu w mieszaninach z hafnem. Bliższe szczegóły odnośnie do metod i możliwości analizy aktywacyjnej znajdziemy w artykule Muelhausa i Thomasa [6], a zwłaszcza w obszernym raporcie Boyda [5].

Z przytoczonych przykładów można się było jednak zorientować, że analiza aktywacyjna odznacza się wyjątkowymi cechami. Wielka jej czułość i łatwość przeprowadzania, często nawet bez konieczności uciekania się do żmudnego rozdzielania na drodze chemicznej, otworzyły przed tą metodą szerokie perspektywy rozwojowe. Niezależnie od tego wzbudzenie próbek w reaktorach atomowych ma jeszcze trzy zalety: jest szybkie i wydajne, a ilość materiału może być bardzo nieznaczna. Dlatego napromienianie substancji w akceleratorach cząstek stosować można i należy, jako odpowiednio mniej skuteczne, jedynie w stosunkowo ograniczonej liczbie przypadków.

Celem spopularyzowania analizy aktywacyjnej oraz dla ułatwienia pracy, zwłaszcza zaś tym, którzy nie dysponują reaktorami atomowymi, niektóre ośrodki atomowe, jak np. w Oak Ridge, uruchomiły specjalny wydział. Przeprowadza on na żądanie analizę aktywacyjną dostarczonych próbek na obecność określonych pierwiastków. Zarówno sposób przygotowania i przekazywania tych próbek, jak i lista pierwiastków ogłoszone zostały w organie AEC — *Isotopes*.

2. Analiza aktywacyjna po napromienieniu neutronami

Ponieważ analizę aktywacyjną najłatwiej i najskuteczniej można przeprowadzić po napromienieniu próbki neutronami, rozważania nasze ograniczymy tylko do tego przypadku. Oczywiście dla wykonania analizy konieczne jest uzyskanie stanu nasycenia aktywności (równowagi promieniotwórczej).

Bardzo istotny okazuje się tu problem granicy wykrywalności (określanej zwykle jako ilość atomów na barn i dla natężenia wiązki neutronów 10^{10} na cm^2 i na sekundę). Granicę wykrywalności wyznacza naturalnie tło przyrządu wykrywającego. Natężenie prądu tła bądź ilość jego impulsów w jednostce czasu stanowi w praktyce najmniejsze natężenie, jakie jeszcze można wykryć. Dla każdego typu rozważanej promieniotwórczości należy zatem podać ilość atomów η posiadającą natężenie tła. Zakładając, iż substancję napromieniono do stanu równowagi promieniotwórczej stru-

mieniem neutronów o natężeniu 10^{10} na cm^2 na sekundę przy przekroju czynnym na aktywację 1 barna, można obliczyć najmniejszą ilość atomów δ wykrywalną w każdym danym przypadku.

δ oblicza się z wzoru:

$$\delta = 10^{10} \frac{\eta}{\sigma_p f},$$

gdzie σ_p oznacza przekrój czynny substancji na aktywację w barnach, a f — natężenie wiązki neutronów z reaktora.

Jeśli materiału nie napromienimy do stanu równowagi promieniotwórczej, δ jest większe i należy uwzględnić wykładnicze czynniki czasowe.

Mając δ można obliczyć najmniejszą masę wykrywalną μ (w mikrogramach) za pomocą wzoru:

$$\mu = \frac{10^6 A}{0,60 \cdot 25} \delta,$$

gdzie A — oznacza ciężar atomowy pierwiastka.

Rozważmy teraz kilka przykładów, uszeregowanych według rodzaju wykrywanego promieniowania.

a) Promieniowanie β^- . Pierwiastkiem wygodnym do analizy jest np. glin ($\sigma_p = 0,22$ b). Przekonano się tu, że:

$$\begin{aligned} \eta (\beta^- \text{ — licznik GM}) &= 7 \cdot 10^{-11} \\ (\beta^- \text{ — komora jonizac.}) &= 4 \cdot 10^{-9}. \end{aligned}$$

b) Promieniowanie e^- (pochodzące z wewnętrznej konwersji γ).

Jako pierwiastek przykładowy posłużyć może niob. W tym przypadku:

$$\eta (e^- \text{ — komora jonizac.}) = 6 \cdot 10^{-8}.$$

c) Promieniowanie β^+ . Do analizy szczególnie nadaje się miedź ($\sigma_p = 1,95$ b).

Tutaj: $\eta (\beta^+ \text{ przy obecności } \beta^-) = 5 \cdot 10^{-8}$.

d) Promieniowanie γ . Pierwiastkiem przykładowym może tu być znów glin. W tym przypadku:

$$\eta (\gamma) \cong 2 \cdot 10^{-10}.$$

Prócz tego można mierzyć promieniowanie rentgenowskie, a także badać absorpcję bądź rozpraszanie neutronów. W każdym jednak przypadku przytoczone przykłady jeszcze raz dobitnie wykazują wielką czułość metod analizy aktywacyjnej.

Jeśli chodzi o możliwości analizy aktywacyjnej, to dość dobrze zorientować nas w nich może przytoczona tablica własności neutronowych pierwiastków. Kolumny tej tablicy nie zawierają pierwiastków o podobnych własnościach chemicznych (tzn. zgodnych z wartościowością), lecz pierwiastki o analogicznych własnościach neutronowych. Toteż każdy z po-

Tablica właściwości

Właściwości neutronowe	β^-	e^-	β^+	γ	X	Przenikl. termiczn.
Rodzaj wykrywania	G lub J	J	G	S	S	B
η lub $\left(\frac{n_1}{n_2}\right)$ min	lub $\sim 7 \cdot 10^{-11}$ $\sim 4 \cdot 10^{-9}$	$\sim 6 \cdot 10^{-8}$	$\sim 5 \cdot 10^{-8}$	$\sim 2 \cdot 10^{-10}$		$\sim 0,028$
Uwaga: Pierwiastki o wybitnych właściwościach neutronowych wyróżniono tłustą czcionką	Li As Ce	Sc	Fe	O Cd	Cr	H Eu
G — licznik Geigera	O Se Pr	Cr	Cu	F In	Fe	Li Gd
J — komora jonizacyjna	F Br Nd	Co	Zn	Na Sn	Co	B Ti
B — licznik borowy		Zn	Ge	Mg Sb	Cu	N Dy
S — licznik scyntylacyjny	Na Kr Sm	Se	—	Al Te	Zn	Cl Ho
	Ag Sr Eu	Br	—	Cl J	Se	Sc Tm
	Al Y Gd	Kr	—	A Xe	Br	Co Hf
	Si Zr Tb	Sr	—	Ca Cs	Kr	Rh Ta
		Nb	—	Sc Ba	Sr	Ag W
	P Mo Dy	Rh	—	Ti La	Nb	Cd Re
	S Ru Ho	—	—	V Ce	Ru	In In
	Cl Rh Er	Cd	—	Cr Pr	Rh	Cs Ir
	A Pd Tm	In	—	—	—	—
		Sb	—	Mn Sn	Cd	Nd Au
	Ca Ag Yb	Te	—	Fe Eu	In	Sm Hg
	Sc Cd Hf	Cs	—	Co Gd	Sb	—
	Ti In Ta	Ba	—	Ni Tb	Te	—
	V Sn W	Sm	—	Cu Dy	Cs	—
	Mn Sb Os	—	—	—	—	—
		Dy	—	Zn Ho	Ba	—
	Fe Te Ir	—	—	—	—	—
	Co J Pt	Ho	—	Ga Er	Sm	—
		Hf	—	Ge Tm	Eu	—
	Ni Xe Au	—	—	—	—	—
	Cu Cs Hg	W	—	As Yb	Dy	—
		Os	—	Se Hf	Ho	—
		Tl	—	Br Ta	Hf	—
	Ga Ba Pb	Ir	—	Kr W	W	—
	Ge La Bi	Pt	—	Sr Os	Os	—
			—	Zr Fr	Ir	—
		Hg	—	Mo Pt	Pt	—
		Pb	—	Ru Au	Hg	—
		—	—	Rh Hg	Pb	—
		—	—	As Pb	—	—

danych pierwiastków występować może w kilku kolumnach tablicy. Oprócz omawianych wyżej własności podano tu również dodatkowe, mogące mieć znaczenie dla analityka.

Kilka kolumn tablicy wymaga dodatkowych objaśnień. I tak np. w kolumnie zatytułowanej „Aktywność naturalna“ przytoczono szereg naturalnych pierwiastków promieniotwórczych. Ich radioaktywności są jednak tak słabe, że użycie reaktora okazuje się zwykle konieczne.

Kolumna zatytułowana „Brak prom. γ ” zawiera pierwiastki, które po aktywizacji neutronami nie wykazują promieniowania γ . Stanowi to bardzo użyteczną właściwość materiału towarzyszącego poszukiwanemu pierwiastkowi. W innej kolumnie, zatytułowanej „Stosunek kadmowy“, wyszczególniono te pierwiastki, których aktywności wykazują bardzo duży albo bardzo mały stosunek kadmowy (stosunek aktywności bez pochłaniacza kadmowego do aktywności z pochłaniaczem). Dodatkową pomoc przy różnicowaniu stanowi napromienianie z kadmem bądź bez, tzn. neutronami „rezonansowymi“ lub „rezonansowymi — plus — termicznymi“.

Pod nagłówkiem „Szybkie neutrony“ wymienione są pierwiastki mające znaczne przekroje czynne aktywacji na neutrony o energii około 1 meV (0,1 barna). Napromienianie bowiem szybkimi neutronami umożliwia czasami odróżnienie dwu pierwiastków o zbyt podobnych zespołach własności neutronowych termicznych.

Oprócz wszystkich wymienionych właściwości jakościowych, istnieje jeszcze zagadnienie ilościowe czasu życia. Często dwa pierwiastki mają bardzo podobne promieniowania aktywowane neutronami, lecz różnią się znacznie średnim czasem życia. Umożliwia to analitykowi rozróżnienie obu substancji. Analogiczne uwagi odnoszą się do energii promieniowania.

Zastosowanie tablicy i metod

Podana tablica nie stanowi receptury na robienie analiz. Może ona łącznie z tablicą izotopów promieniotwórczych posłużyć analitykowi jako przewodnik jedynie przy wyszukiwaniu najbardziej czułych metod różnicowania dwu danych pierwiastków. Najlepsza metoda wyodrębniania określonego pierwiastka w obecności drugiego ciągle jeszcze wymaga wnikliwych rozważań.

Opisane metody jądrowe są ogólnie stosowane jedynie do układów dwuskładnikowych. Dla większości układów wieloskładnikowych konieczna jest ciągle jeszcze analiza chemiczna na drodze mokrej lub spektroskopowa. Tablica nie może służyć jako pomoc przy analizowaniu niewiadomej mieszaniny; analityk z góry powinien wiedzieć, jakie pierwiastki są w niej zawarte. Powinny one raczej sprawiać trudności przy analizie zwykłymi metodami czy to z racji czułości, czy też wymaganego wkładu

pracy. Analiza jądrowa z powodzeniem zastępuje chemiczną, jeśli wymagana jest wielka czułość lub szybkość.

Przykładem może tu być ilościowe oznaczanie hafnu w cyrkonie. Chemicznie jest to zadanie prawie nierozwiązalne, wymagające olbrzymiego nakładu pracy. Tymczasem po jednonminutowym napromienieniu 10 mg mieszaniny tlenków Hf — Zr strumieniem neutronów o natężeniu 10 n/cm² sek, można za pomocą licznika Geigera wykryć nawet 10 milionowych części hafnu dzięki 27 — sekundowemu (średni czas życia) izomerycznemu przejściu w jeden z nieparzystych izotopów hafnu.

Jak widać zatem, analiza aktywacyjna stanowi poważne narzędzie badawcze, zwłaszcza w przypadkach specjalnych. Jest więc pewne, że zostanie ona w najbliższym czasie zaliczona do standardowych i nieodzownych metod pracy nowoczesnego chemika.

Literatura

1. Seaborg, Livingood, J. Am. Chem. Soc., **60**, 1784 (1938).
2. Tobias, Dunn, AECU — 2099 B (1949) — Technical Information Div., Oak Ridge, Tenn.
3. H. Brown, E. Goldberg, Phys. Rev., **76**, 1260, (1949); Science, 109, 347 (1949).
4. J. E. Hudgens, H. J. Dabagian, Nucleonics, **10**, nr 5, 25 (1952).
5. G. E. Boyd, AECU — 2507 (1949) — Technical information Div., Oak Ridge, Tenn.
6. C. O. Muelhause, G. E. Thomas, Nucleonics, **7**, nr 1, 9 (1950).
7. Isotopics, **2** nr 2, 4 (1952) — Isotopics Div. Oak Ridge, Tenn.

Janina Dąbrowska

Wyznaczanie wieku meteorytów żelaznych metodą helową

Wyznaczanie wieku minerałów zawierających pierwiastki promieniotwórcze uran i tor oparte jest na pomiarach zawartości helu wydzielonego jako promieniowanie α , lub ołowiu będącego końcowym produktem szeregu przemian promieniotwórczych oraz pozostałej zawartości uranu i toru.

Zależnie od tego, czy badana jest zawartość helu, czy ołowiu rozróżniamy metodę helową lub ołowiową. Metoda helowa ma tę wyższość nad ołowiową, że 1) możliwe jest wyznaczanie drobnych ilości helu (rzędu 10^{-9} cm³), podczas gdy zmierzenie drobnych ilości ołowiu jest bardzo trudne. 2) Hel zostaje zamknięty w mineralu dopiero w chwili jego powstania, zaś ołów może przejść do minerału z roztworu¹. Powstały w minerałach hel dyfunduje na zewnątrz. Można okazać, że w meteorytach żelaznych i skałach pochodzenia magmowego straty helu drogą dyfuzji są małe. Toteż w celu wyznaczenia wieku meteorytów zastosowano w badaniach metodę helową, która niespodziewanie spotkała się z nowymi trudnościami.

Analiza chemiczna wielu meteorytów żelaznych wykazała, że, mając w granicach błędu stałą zawartość uranu, toru i niklu, zawierają one zmienną ilość helu. Różnice występowały nie tylko w meteorytach różnego pochodzenia, ale również w meteorytach, które można było uważać za pochodzące z tego samego opadu. Przypuszczano, że podobnie jak w magnetytach nadwyżka helu może być spowodowana obecnością innych minerałów zawierających hel, np. berylu $\text{Be}_3\text{Al}_2\text{Si}_6\text{O}_{18}$ lub też, jak to ma miejsce w niektórych przypadkach, nierówność ilości helu powstaje na skutek zjawisk dyfuzji tego pierwiastka. W meteorytach żelaznych o bardzo jednolitym składzie chemicznym zarówno przypadek pierwszy, jak i drugi nie zachodzi. Całą ilość zawartego helu należy zatem uważać za miarodajną dla wieku danego meteorytu.

¹ Meteoryty powstają na skutek stwardnienia płynnej magmy. Hel, powstały z rozpadów promieniotwórczych przed stwardnieniem, nie gromadzi się w magmie płynnej, następuje to dopiero po stwardnieniu. Ołów natomiast, powstały przed krystalizacją, przechodzi z magmy płynnej do kryształu, uniemożliwiając w ten sposób obliczenie czasu stwardnienia meteorytu.

Badania mające na celu ustalenie wieku meteorytów zostały podjęte przez P a n e t h a i innych [1], którzy zanalizowali po kilka próbek z 6 meteorytów. Wyniki tych badań przedstawia tablica I. Wyznaczenie ilości U, Th i He odbywało się w następującej kolejności: a) meteoryt został rozpuszczony w roztworze kwasu solnego oraz chlorków miedzi i potasu, b) uwalniający się w czasie tego procesu hel i radon były zbierane i mierzone, c) Ra i Th zostały strącone jako siarczki i zamienione na chlorki, d) ilości, uwalniających się z otrzymanego Ra i Th, radonu i toronu były mierzone za pomocą komory jonizacyjnej. Dokładność otrzymanych wyników odnośnie do zawartości uranu i toru oszacowano za pomocą wyznaczania zawartości uranu i toru z próbki o znanym składzie chemicznym. Wyniki otrzymane na powyższej drodze były zgodne w granicach błędu 10%.

Znając ilości helu, uranu i toru, zawarte w meteorycie, można było wyliczyć czas, w którym ta ilość helu powstała z rozpadów promieniotwórczych U i Th, tzn. czas od chwili stwardnienia planety macierzystej meteorytu do chwili analizy chemicznej. Obliczenia dokonuje się w następujący sposób:

$$1 \text{ g uranu daje na rok} \quad 9 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ He.}$$

$$1 \text{ g toru} \quad ,, \quad ,, \quad ,, \quad 27 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ He.}$$

Jeżeli w meteorycie znajduje się m gramów uranu i n cm³ helu, to wiek minerału wynosi

$$A = \frac{n}{m \cdot 9 \cdot 10^{-6}} \text{ lat}$$

(zaniedbując poprawkę na zużycie U i Th w czasie życia meteorytu). Obliczono w ten sposób wiek meteorytów. Zasięg wieku, jak widać z tablicy I, wynosił 75—6800 mln lat.

Górna granica 6800 mln lat wieku meteorytów stała w sprzeczności z obliczonym na zupełnie innej drodze wiekiem układu słonecznego (2000—3000 mln lat), z którego pochodzą meteoryty. Także nieuzasadniona była różnica zawartości helu w dwu różnych punktach tego samego meteorytu. Te i tego rodzaju trudności w interpretacji zawartości helu w meteorytach nasunęły przypuszczenie, że hel zawarty w meteorytach może pochodzić z innych źródeł, np. wytwarzać hel mogą promienie kosmiczne.

Cząstki pierwotne promieniowania kosmicznego powodują wzbudzenie jądra żelaza, które następnie wyparowuje, dając dwa izotopy helu ³He i ⁴He oraz ³H, który jest nietrwały z emisją β i zamienia się w ³He. Jest to główna reakcja wytwarzająca hel. Z pozostałych można wymienić zatrzymanie w meteorycie cząstek α z pierwotnego promieniowania oraz

zatrzymanie fragmentów helowych rozpadu ciężkich jąder. Hel pochodzenia promieniotwórczego składa się jedynie z atomów ^4He . Wyznaczywszy ilość ^3He można obliczyć ilość ^4He wytworzoną przez promieniowanie kosmiczne. Resztę ^4He można uważać za pochodzącą z rozpadów promieniotwórczych i na tej podstawie obliczyć wiek meteorytu. Badania dotyczące zawartości helu należy zatem uzupełnić badaniem stosunku izotopów $^3\text{He}/^4\text{He}$.

Oszacowanie ilości helu pochodzenia kosmicznego opiera się na założeniu, że ilość zaabsorbowanych cząstek promieni kosmicznych, jest wprost proporcjonalna do ilości wytworzonych atomów helu. Jeżeli przez n — oznaczymy średnią liczbę cząstek α powstałych z jednego rozpadu, przez L — masę, w której cząstka promieni kosmicznych powoduje średnio jeden rozpad, J — liczbę pierwotnych cząstek promieni kosmicznych przechodzących przez 1 cm^2 w ciągu 1 sek, to ilość powstałych cząstek α będzie:

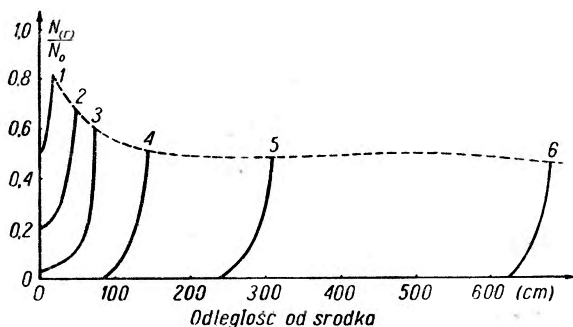
$$N = \frac{n \cdot J}{L}$$

(zakładając $n=1$, $L=150 \text{ g/cm}^2$, $J=1,5$ tzn., że natężenie promieni kosmicznych odpowiada natężeniu tychże w sąsiedztwie ziemi, w chwili obecnej otrzymano $N=0,01 \alpha/\text{g} \cdot \text{sek}$).

Przy tych założeniach proces rozpadu spowodowany przez promienie kosmiczne wytworzy helu $1,18 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{g} \cdot \text{rok}$ (2). Analogiczne dane po-

dane przez Singera są: $2,9 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{g} \cdot \text{rok}$ [3].

Dalsze badania Bauera [4] przeprowadzone nad pochłanianiem promieni kosmicznych w meteorytach o różnej masie dały zależność stosunku $^3\text{He}/^4\text{He}$ od głębokości w meteorycie, czyli tzw. efekt głębokościowy. Wyniki tego obliczenia zostały zebrane na wykresie 1. Efekt głębokościowy został także zaobserwowany i potwierdzony jeszcze raz



Rys. 1. Promienista zmiana natężenia pierwotnego promieniowania kosmicznego (lub względnej zawartości helu) w kulistych meteorytach żelaznych o zmiennej masie. Liczby na wierzchołku krzywych oznaczają logarytmy masy wyrażonej w kg.

przez Bauera [5] oraz przez Panetha i Reasbecka [6].

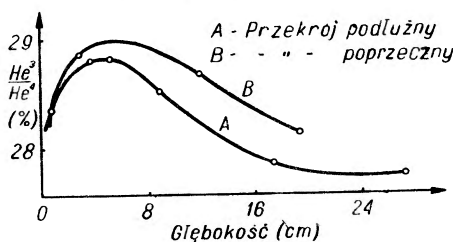
Rozpatrując meteoryty Bethany pochodzące z tego samego miejsca oraz jednolite co do budowy i składu chemicznego (tablica I), można zauważyć, że różnią się one znacznie między sobą ilością zawartego w nich

helu. Przy tym różnica istnieje nie tylko między różnymi meteorytami, ale i w tym samym meteorycie między dwoma odległymi od siebie punktami.

Tablica I

Nazwa meteorytu	Ni %	U 10^{-8} g/g	Th 10^{-8} g/g	He 10^{-6} cm ³ /g	Wiek w mln lat
Bethany-Goamus	8	1	4	0,15	75
Bethany-Amalia	8	1	4	3,0	1500
Carthago	7,7	0,5	4	25	5800
Thunda	8,5	0,8	4	28	6200
Mount-Ayliff	6,8	0,4	2	40	6800
San Martin	5,3	0,6	8	16	800

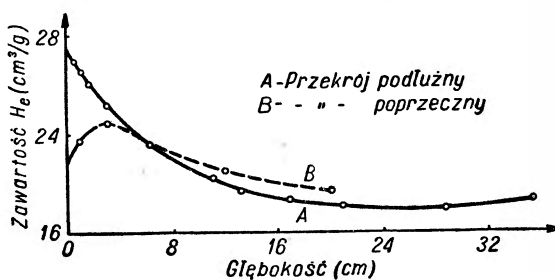
Różnicę w ilościach helu w dwu oddzielnych meteorytach można wyjaśnić w następujący sposób. Jeżeli założymy, że np. meteoryt Goamus (tablica I) znajdował się w środku masy pierwotnej (przed wejściem do atmosfery wynoszącej 50 000 kg, to meteoryt Amalia znajdowałby się w odległości 80 cm od środka masy pierwotnej tzn. właśnie na krawędzi meteorytu o masie 15 000 kg, jaką uznano za masę meteorytu z Bethany.



Rys. 2a

W meteorycie Amalia zaobserwowano także różnicę w ilościach helu w dwu punktach odległych od siebie o 7 cm, wynoszącą $0,25 \cdot 10^{-6}$ cm³/g. Jeżeli jednak uwzględnimy takie dwa punkty w kuli żelaznej o masie 50 000 kg w odległości 80 cm od środka, to różnica, obliczona dla 2 punktów na tym samym promieniu wyniesie $0,90 \cdot 10^{-6}$ cm³/g.

Analogiczne badania przeprowadzili Paneth i Reasbeck [6]. Podдали oni badaniu meteoryt



Rys. 2b

Carbo znajdujący się w muzeum mineralicznym uniwersytetu Harvard. Świdrując dwie dziury, poprzeczną i podłużną, badali skład procentowy ³He/⁴He na całej długości próbek. Badanie składu izotopowego zostało dokonane za pomocą spektrografu mas. Przed i po pomiarze sprawdzano

wynik wprowadzając do spektrografu próbki o znanym stosunku He^4/He^3 . Wyniki tych pomiarów zostały zebrane na rysunkach 2a i 2b. Płaskie maksimum, występujące w niewielkiej (rzędu 20 cm) odległości od powierzchni meteorytu, można przypisać składowej helowej o małej energii promieniowania kosmicznego oraz reakcjom wywołanym przez cząstki wtórnego promieniowania kosmicznego, jak: neutron, proton, mezon π . Jak wykazują badania doświadczalne spadek zawartości helu oraz spadek stosunku $^3\text{He}/^4\text{He}$ w miarę zbliżania się do środka meteorytu istnieje. Wskazywałoby to na fakt, że pewna ilość helu jest, jak przypuszczano, produktem promieni kosmicznych.

Wyznaczenie stosunku $^3\text{He}/^4\text{He}$ może się odbywać albo za pomocą spektrografu mas, albo za pomocą liczników. Ostatnia metoda wprowadzona przez Coona [7] polega na wyzyskaniu dużego przekroju czynnego ^3He na neutrony termiczne. Reakcja (n, p) produkuje izotop wodoru ^3H , który jak już wspomniano, jest promieniotwórczy β . Pomiar aktywności uzyskanej z badanego meteorytu w porównaniu z aktywnością próbki o znanej zawartości ^3H pozwolił wyznaczyć zawartość ^3He w tym meteorycie.

Wprowadzenie hipotezy, że część helu zawartego w meteorytach jest pochodzenia kosmicznego, wyjaśniło sprzeczności powstałe przy poprzedniej interpretacji, jak:

- a) niezwykle duży wiek niektórych meteorytów,
- b) występowanie efektu głębokościowego w meteorytach,
- c) podział meteorytów podobnych co do struktury ze względu na różną zawartość helu.

Badania nad stosunkiem $^3\text{He}/^4\text{He}$ oraz nad jego zmianą w zależności od odległości od powierzchni pozwalają także na uzyskanie pewnych wiadomości o natężeniu promieni kosmicznych, którym podlegał meteoryt w czasie swego życia, oraz mówią o możliwościach penetracji promieni kosmicznych wewnątrz meteorytu.

Literatura

1. W. J. Arrol, R. B. Jacobi, F. A. Paneth, *Nature*, **149**, 235 (1942).
2. C. A. Bauer, *Phys. Rev.*, **72**, 354 (1947).
3. F. A. Singer, *La physique des comètes*. Louvain 1953, str. 229; F. A. Singer, *Nature*, **170**, 728 (1952).
4. C. A. Bauer, *Phys. Rev.*, **74**, 225 (1940).
5. C. A. Bauer, *Phys. Rev.*, **74**, 501 (1948).
6. F. A. Paneth, P. Reasbeck, *Nature*, **172**, 200 (1953).
7. Coon, *Phys. Rev.*, **75**, 1355 (1949).

Polska Akademia Nauk

W dniu 9 lipca 1953 r. odbyło się posiedzenie Wydziału III Polskiej Akademii Nauk, na którym sekretarz Wydziału przedstawił sprawozdanie z działalności Wydziału w pierwszym półroczu 1953. Następnie obszernie omówiono sprawę planowania badań na lata 1954 i 1955.

W dniu 19 października 1953 r. odbyło się XII zebranie naukowe Wydziału III, na którym m. in. przedstawiona była następująca praca z fizyki:

L. Maurin — O liniach oktopolowych w widmach rentgenowskich (referował członek rzeczywisty PAN, W. Rubinowicz).

Ukazał się nr 1—2 *Sprawozdań z czynności i prac Polskiej Akademii Nauk*. Zezsyt ten zawiera między innymi sprawozdanie Wydziału III z działalności w roku 1952. W okresie sprawozdawczym odbyły się dwa plenarne zebrania organizacyjne oraz trzy zebrania naukowe. Przedstawiono ogółem 32 prace, w tym 19 prac z fizyki. Komitet Fizyki Polskiej Akademii Nauk odbył posiedzenie w dniu 22 maja. Na posiedzeniu tym ustalono wytyczne do planu badań szczególnie ważnych oraz problematykę prac naukowo-badawczych, które powinny być prowadzone w latach 1952/53. Obejmują one przede wszystkim fizykę ciała stałego (elektronika, dielektryki, półprzewodniki i ferromagnetyki) oraz badania nad jądrem atomowym, nad luminescencją w fazie stałej, ciekłej i gazowej oraz fizyką promieni X i strukturą ciał. Przy tej sposobności podkreślono konieczność współpracy placówek fizycz-

nych z projektowanym Instytutem Podstawowych Problemów Techniki. W zakresie spraw wydawniczych Komitet zdecydował przejęcie przez Polską Akademię Nauk czasopisma *Acta Physica Polonica*, wydawanego dotychczas przez Polskie Towarzystwo Fizyczne. Czasopismo to, ogłaszające w językach obcych oryginalne prace naukowe z fizyki doświadczalnej i teoretycznej, będzie publikowane z nadrukiem „Komitet Fizyki PAN“, a wydawcą technicznym będzie Państwowe Wydawnictwo Naukowe. *Postępy Fizyki* pozostaną nadal organem Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

W stosunku do towarzystw naukowych polityka Wydziału idzie w kierunku stopniowego zwiększania ich działalności popularyzacyjnej m. in. przez wydawnictwa periodyczne i broszury, rozszerzanie zasięgu terenowego i ilościowego przez wciąganie wszystkich interesujących się daną dziedziną wiedzy, zwiększenie kontaktów między towarzystwami a odpowiednimi kołami naukowymi młodzieży szkolnej i akademickiej oraz umożliwienie współpracy towarzystw z kołami racjonalizatorów.

W zakresie kontaktów naukowych z zagranicą prof. L. Infeld, członek rzeczywisty PAN, wziął udział w Kongresie Fizyków w Budapeszcie w maju 1952 r. jako delegat Wydziału III Polskiej Akademii Nauk.

Wydział zajął się również pracami przygotowawczymi, związanymi z uczczeniem przypadającej w r. 1954 dwudziestej rocznicy śmierci Marii Curie-Skłodowskiej.

Kopernikowska Sesja Naukowa PAN

W dniach 15 i 16 września 1953 r. odbyła się w Warszawie sesja naukowa Polskiej Akademii Nauk, poświęcona twórczości Mikołaja Kopernika. W sesji wzięli udział członkowie Rządu, liczni uczeni polscy i zagraniczni oraz przedstawiciele różnych organizacji społecznych.

Bułgarską Akademię Nauk reprezentowali akademik S. T. Ganowski i prof. N. B. Iwanow, Akademię Nauk Chińskiej Republiki Ludowej — prof. Czeu Pei-juan, Czechosłowacką Akademię Nauk — akademicy prof. J. Mukarowski, prof. B. Bydzowski i prof. E. Buchar, Francuską Akademię Nauk — prof. W. Sierpiński, Akademię Nauk Niemieckiej Republiki Demokratycznej — prof. G. Klaus i prof. A. Kauffeld, Węgierską Akademię Nauk — akademicy prof. J. Egervári i prof. L. Kalmár. Rzymską Akademię Nauk reprezentowali prof. M. Piccone i prof. A. Signorini, który również reprezentował Uniwersytet Rzymski, Uniwersytet w Ferrarze — prof. F. Giocelli, Uniwersytet w Bolonii — prof. G. Horn d'Arturo, Akademię Nauk ZSRR — akademik prof. W. A. Fock i prof. N. S. Zwieriew.

Poza wymienionymi przybyli na sesję prof. P. Libois z Belgii, prof. M. Minnaert z Holandii, prof. E. Schatzmann z Francji, prof. G. Haro z Meksyku oraz prof. F. Albergamo, prof. A. Banfi i prof. L. Radice z Włoch.

Przedstawiciele zagranicznych instytucji naukowych składali hołd zasługom Kopernika i podkreślali przełomowe znaczenie jego teorii. Oprócz oficjalnych deklaracji na sesji wygłoszono szereg referatów naukowych i przeprowadzono nad nimi dyskusję. Największe zainteresowanie wzbudził referat prof. W. A. Focka a członka rzeczywistego Akademii Nauk ZSRR „Układ Kopernika a układ Ptolemeusza w świetle współczesnej teorii grawitacji“. W ożywionej dyskusji

nad tym referatem wzięli udział m. in. prof. M. Minnaert, prof. R. S. Ingarden, prof. E. Schatzmann.

Z uczonych polskich referaty wygłoszili prezes Polskiej Akademii Nauk prof. J. Dembowski, prof. S. Żólkiewski, prof. J. Witkowski i prof. B. Leśnodorski.

Uczestnicy sesji zwiedzili Salę Kopernikowską Wystawy Odrodzenia Urządzonej w Muzeum Narodowym. Z okazji sesji odbyło się uroczyste przekazanie naukowcom polskim oryginału rękopisu „De Revolutionibus“, który został bezterminowo wypożyczony Polsce przez Czechosłowację.

Instytut Fizyki PAN

Na podstawie decyzji Prezydium Rządu z dniem 1 października 1953 r. powstał Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Na stanowisko dyrektora Instytutu został powołany prof. dr S. Pieńkowski.

Główną siedzibą Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk jest Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa, Hoża 69.

H. A. Lorentz (1853—1928)

W roku 1953 minęło 100 lat od urodzenia a również 25 lat od śmierci, jednego z największych fizyków — teoretyków H. A. Lorentza.

Hendrick Antoon Lorentz urodził się 18 lipca 1853 r. w Arnhem, w Holandii. Studiował w uniwersytecie w Lejdzie. Na katedrę fizyki teoretycznej w tymże uniwersytecie został powołany mając 24 lata. W roku 1892 ogłosił pracę „La théorie électromagnétique de Maxwell et son application aux corps mouvants“, w której uzupełnił teorię Maxwella zjawisk elektromagnetycznych wprowadzając w miejsce ciągłego przestrzennego rozkładu naboju elementarne naboje punktowe, tj. elektrony. Jego elektronowa teoria materii była teoretycznym ujęciem poglądów opartych na

odkryciach Sir J. J. Thomsona. Lorentz przewidział, że pole magnetyczne może wpływać na strukturę widm. Zjawisko takie zostało stwierdzone doświadczalnie przez jego ucznia P. Zeemana. W roku 1902 Lorentz i Zeeman łącznie otrzymali nagrodę Nobla z fizyki. Jeszcze w r. 1880 Lorentz wykazał zależności między współczynnikiem załamania a gęstością ośrodków optycznych. Związek ten odkrył niezależnie duński fizyk L. V. Lorenz. Są one obecnie znane jako równania Lorentza-Lorenza. Zapewne najważniejszą zdobyczą Lorentza jest wyprowadzenie wyrażenia na transformacje czasoprzestrzennego układu odniesienia. Wyrażenia te mają fundamentalne znaczenie w szczególnej teorii względności stworzonej w r. 1905 przez A. Einsteina, również ucznia Lorentza.

W r. 1912 Lorentz zrezygnował z katedry w uniwersytecie lejdejskim i objął kierownictwo laboratorium Teylera w Haarlem. Zmarł 4 lutego 1928 r.

Dziesięciolecie śmierci S. A. Czapłygina

Moskiewskie Towarzystwo Matematyczne, Moskiewskie Towarzystwo Przyrodników, Wydziały Mechaniczno-matematyczny i Fizyczny Państwowego Moskiewskiego Uniwersytetu im. M. W. Łomonosowa i Moskiewski Wyższy Instytut Techniczny im. N. E. Baumana odbyły wspólne posiedzenie dla uczczenia dziesiętnej rocznicy śmierci S. A. Czapłygina. Posiedzenie otworzył przewodniczący Moskiewskiego Towarzystwa Matematycznego członek-korespondent Akademii Nauk ZSRR P. S. Aleksandrow, który w krótkim wstępnym przemówieniu scharakteryzował działalność naukową Czapłygina.

Wykład członka-korespondenta Akademii Nauk ZSRR W. W. Gołubiewa poświęcony był pracom Czapłygina w dziedzinie aerodynamiki i hydrodynamiki. W szczególności omówił jego dysertację doktorską, która ukazała się przed pięćdziesięciu laty pod tytułem

„O strumieniach gazowych“. Praca ta wyprzedzała znacznie ówczesny stan nauki i zachowała swoją wartość do czasów obecnych. Niemniejsze znaczenie dla nauki i techniki mają badania Czapłygina nad teorią skrzydła samolotowego. Następnie mówca podkreślił zasługi Czapłygina dla Centralnego Instytutu Aerodynamicznego, założonego przez N. E. Żukowskiego. Po śmierci Żukowskiego przez długie lata Czapłygin pełnił funkcje kierownika naukowego tego Instytutu.

Następnie przemawiał W. W. Dobrowo o pracach Czapłygina z mechaniki ogólnej, które obejmowały szeroki zakres zagadnień. Między innymi wspominał o cennych wynikach Czapłygina w całkowaniu równań dynamiki. Wiele uwagi Czapłygin poświęcał problemom układów nieholonomicznych, którymi zaczęto zajmować się w końcu XIX wieku, a których badanie stało się obecnie jednym z centralnych zadań mechaniki teoretycznej. Wyprowadzone przez niego równania ruchu układów nieholonomicznych znane są jako równania Czapłygina.

O działalności Czapłygina w Moskiewskim Towarzystwie Matematycznym mówił wiceprzewodniczący Towarzystwa L. N. Sretenński, wspominając poważny wkład Czapłygina w teorię analizy matematycznej. W roku 1894 Czapłygin był przyjęty do Moskiewskiego Towarzystwa Matematycznego i odtąd ważniejsze swoje prace referował na zebraniach tego Towarzystwa przed ich opublikowaniem. Szereg referatów poświęcił zagadnieniom dynamiki bryły sztywnej, które było wówczas przedmiotem wielkiego zainteresowania Towarzystwa Matematycznego w związku ze znanymi badaniami Zofii Kowalewskiej. W roku 1935 Moskiewskie Towarzystwo Matematyczne w uznaniu zasług dla nauki nadało Czapłyginowi godność członka honorowego.

Wiceprzewodnicząca Moskiewskiego Towarzystwa Przyrodników W. A. Warsanofiewa omówiła działalność Czapłygina na stanowisku dyrektora Moskiewskich Wyższych Kursów dla Kobiet.

Po przeobrażeniu tych Kursów w II Państwowo Moskiewski Uniwersytet Czapygin został jego rektorem.

Rząd radziecki dał wyraz uznania dla działalności Czapygina nadając mu tytuł Bohatera Socjalistycznej Pracy. W r. 1926 Czapygin został wybrany członkiem — korespondentem Akademii Nauk ZSRR, a w r. 1929 — członkiem rzeczywistym.

Stulecie urodzin Kammerlingh Onnesa (1853—1926)

W r. 1953 przypadła setna rocznica urodzin uczonego holenderskiego H. Kammerlingh Onnesa, wielkiego badacza w dziedzinie fizyki najniższych temperatur.

Kammerlingh Onnes urodził się 21 września 1853 r. w Groningen, kształcił się na uniwersytecie w swoim mieście rodzinnym, a następnie na uniwersytecie w Heidelbergu pod kierunkiem Bunsena i Kirchhoffa. W r. 1882 mając 29 lat został powołany na katedrę fizyki doświadczalnej w uniwersytecie w Lejdzie, gdzie później założył swoje słynne Laboratorium Kriogeniczne. Pod wpływem van der Waalsa zajął się zagadnieniami związanymi z równaniem stanu i ogólnymi własnościami termodynamicznymi gazów i cieczy. Był wybitnym organizatorem badań, niezwykle utalentowanym eksperymentatorem, twórcą nowoczesnych metod osiągania i pomiaru niskich temperatur. Wychował pod swoim kierunkiem świetny zespół współpracowników, nie tylko fizyków, ale również pracowników technicznych, mechaników i szklarzy-dmuchaaczy.

Najważniejszymi jego osiągnięciami były skroplenie helu i odkrycie zjawiska nadprzewodnictwa. W r. 1913 otrzymał nagrodę Nobla. Podczas wojny 1914—1918 i w okresie powojennym rozwijał żywą działalność społeczną w zakresie pomocy dla ludności krajów, które ucierpiały skutkiem działań wojennych. Zmarł 21 lutego 1926 r.

Nagroda księcia Monaco

Francuska Akademia Nauk przyznała Irenie Joliot-Curie za całą jej działalność naukową nagrodę 100 000 fr., ufundowaną przez Alberta księcia Monaco.

Irena Joliot-Curie dwukrotnie kandydowała do Akademii Nauk, jednakże Akademia nie przyjęła jej w poczet swoich członków. Przy tej sposobności warto przypomnieć, że w roku 1911 nie została przyjęta do Akademii Nauk Maria Skłodowska-Curie.

Komisja Mikroskopii Elektronowej

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej, Międzynarodowa Unia Chemii Czystej i Stosowanej, Międzynarodowa Unia Krystalografii i Międzynarodowa Unia Nauk Biologicznych za zgodą Międzynarodowej Rady Unii Naukowych utworzyły wspólną Komisję Mikroskopii Elektronowej.

Z ramienia Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej do Komisji weszli: dr G. Dupouy (Francja), J. B. le Poole (Holandia), i F. W. Cuckow (Wielka Brytania).

Komisja organizuje konferencję mikroskopii elektronowej, która ma się odbyć w dniach 6—9 lipca 1954 roku w Szkole Higieny i Medycyny Tropikalnej w Londynie.

Sympozjon optyki elektronowej

W dniach 15 i 16 maja odbył się w Londynie sympozjon poświęcony optyce elektronowej. Wygłoszono 22 referaty, z których 9 dotyczyło właściwej optyki elektronowej, tematem pozostałych zaś były różne jej zastosowania. Fizycy jądrowi omawiali postępy w dziedzinie akceleratorów elektronowych i spektrometrów β , elektronicy — doświadczenia nad rozpraszaniem elektronów, badania luminescencji półprzewodników i drgania plazmy w wiązkach elektronowych. Poza tym tematem referatów

były zagadnienia związane z mikroskopią elektronową, wytwarzaniem promieni X oraz zastosowaniem optyki elektronowej w telewizji i w konstrukcji lamp elektronowych.

Optyka elektronowa i jej zastosowania tak się już rozwinęły, że specjaliści poszczególnych kierunków nie zawsze mogą śledzić postępy w innych kierunkach. Za główną korzyść sympozjonu uważa się, że dał on sposobność pracownikom optyki elektronowej zapoznania się wzajemnie ze swoimi wynikami i zorientowania się w ogólnym stanie postępu w tej dziedzinie.

Fizyka jądrowa średnich energii

W czerwcu 1953 r. odbyła się w Pittsburgh konferencja poświęcona zjawiskom jądrowym w zakresie średnich energii (tzn. osiągalnych generatorami elektrostatycznymi i zwykłymi cyklotronami). Program konferencji obejmował pięć posiedzeń. Tematem pierwszego był rozpad β , drugiego — siły jądrowe i promieniowanie γ związane z chwytniem cząstek przez jądra, trzeciego — foto reakcje jądrowe, czwartego — niesprężyste rozpraszanie neutronów i jądrowe poziomy energii, ostatniego zaś — reakcje wywołane przez neutrony. Poszczególne tematy były przedstawiane przez zaproszonych referentów, po czym następowały dyskusje. Ogółem było 18 referentów, wśród nich H. A. Bethe i V. F. Weisskopf.

Rola zanieczyszczeń w zjawiskach fizycznych

Trzydniowy sympozjon poświęcony omówieniu zjawisk związanych z obecnością drobnych domieszek i zanieczyszczeń odbył się w Schenectady w dniach 16—18 czerwca 1953 r. Udział wzięło około 300 fizyków i chemików. Odbyło się 5 posiedzeń, na których wygłoszono szereg referatów. Omówiono między innymi zagadnienie niedoskonałości siatki

krystalicznej, wywołane przez obecność obcych jonów lub atomów, wpływ niedoskonałości siatki na rozpuszczalność, wpływ zanieczyszczeń na własności paramagnetyczne, wpływ zanieczyszczeń na zabarwienie substancji, rolę aktywatorów w luminescencji kryształów. Ponadto zajmowano się wpływem zanieczyszczeń nieorganicznych na zjawiska fotochemiczne w emulsjach fotograficznych oraz metodami wykrywania najdrobniejszych śladów obcych domieszek, a więc metodą spektrografu mas, analizy widmowej i metodą wykrywania radiopierwiastków wytwarzanych przez aktywację neutronami. Jedno z posiedzeń poświęcono wpływom zanieczyszczeń w półprzewodnikach i tranzystorach.

Konferencja na temat ultradźwięków i optyki

Letni zjazd brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego odbył się w Newcastle upon Tyne w dniach 13 i 14 lipca 1953 r. Głównymi tematami referatów były zjawiska rozchodzenia się ultradźwięków w różnych ośrodkach i badania optyczne za pomocą przyrządów o wysokiej zdolności rozdzielczej oraz mikrofałe.

Między innymi prof. A. van Itterbeek z Pracowni Niskich Temperatur Uniwersytetu w Louvain przedstawiał wyniki swoich badań nad rozchodzeniem się ultradźwięków w helu I i występowaniem dyspersji około punktu λ . Dr G. W. Series z Clarendon Laboratory w Oksfordzie referował prace nad przesunięciem Lamba w widmach wodoropodobnych. Dr E. E. Schneider opisał swoje doświadczenia z rezonansem paramagnetycznym w różnych substancjach.

Fizyka jądrowa w Szwecji

Pierwszy reaktor szwedzki jest obecnie w budowie w śródmieściu Sztokholmu. Umieszczenie reaktora w środku miasta możliwe jest dlatego, że zbudowa-

wano na ten cel specjalne podziemne laboratorium wykute w skalistym podłożu, na którym miasto stoi. Reaktor ma rozpocząć działanie w końcu roku 1953. Będzie on zawierał około 3 do 4 ton uranu. Moderatorem będzie ciężka woda z Norwegii. Moc reaktora wynosić ma 100 kW. Projektuje się reaktor wielkiej mocy około 10 000 do 20 000 kW w ramach następnego planu dziesięcioletniego.

W okresie budżetowym 1953/4 wydatki na popieranie badań z fizyki jądrowej wynosić mają 1 500 000 koron. Środki te przeznaczone są między innymi na budowę generatora Van de Graaffa w Uniwersytecie w Lund, na badania w pracowni wysokich napięć Karolinska Institutet w Sztokholmie, na badanie zawartości pierwiastków promieniotwórczych w organizmie ludzkim oraz na pracownię elektroniki i pracownię synchrotronową w Tekniska Högskolan w Sztokholmie.

Fizyka w Chinach

W zeszycie 5 czasopisma *Więstnik Akademię Nauk SSSR* z maja 1953 r. ukazał się interesujący artykuł dyrektora Instytutu Współczesnej Fizyki Chińskiej Akademii Nauk Cjan San-cjana „Krótka historia fizyki w Chinach“.

Z artykułu tego czerpiemy następujące informacje: początki swego rozwoju w Chinach zawdzięcza fizyka współczesna, jak i inne nauki przyrodnicze. ludzium, którzy otrzymali wykształcenie za granicą. Wydziały fizyczne na wyższych uczelniach chińskich były tworzone dopiero od r. 1914. Prace badawcze w większej skali rozpoczęły się około roku 1926.

W Uniwersytecie Cinchua prowadzone były badania doświadczalne w dziedzinie fizyki promieni X, elektroniki, fizyki jądrowej oraz prace z fizyki teoretycznej. Kierownikami w tym ośrodku byli Je Cisun i U Ju-cjun.

Na Uniwersytecie Pekińskim Jao Juj-tau zajmował się spektrografią,

prowadząc zarówno prace doświadczalne, jak i teoretyczne.

W Instytucie Fizyki Akademii Pekińskiej kierowanym przez Jan Cen-cy przedmiotem badań była optyka widmowa, zjawiska piezoelektryczności, optyka instrumentalna, radiochemia i krystalografia.

Instytut Fizyki przy Akademii Centralnej, którego kierownikiem był Din Ci-lin, specjalizował się w radiotechnice, studiach nad magnetyzmem i geomagnetyzmem oraz w budowie przyrządów fizycznych.

W ciężkich gospodarczo i politycznie czasach zaburzeń wewnętrznych, a następnie agresji japońskiej fizyka nie miała warunków koniecznych do pomyslnego rozwoju. Uniwersytety i instytuty naukowo-badawcze nie otrzymywały odpowiednich środków materialnych. Jedyne czasopismo specjalne *Chinese Journal of Physics* wychodziło bardzo nieregularnie.

Japończycy świadomie niszczyli wyposażenie laboratoriów chińskich. Pewna liczba fizyków chińskich schroniła się do prowincji zachodnich i tam w najbardziej niesprzyjających warunkach kontynuowała prace organizując prymitywne pracownie. Po ustąpieniu Japończyków uczeni ci mogli powrócić do Pekinu, Nankinu, Szanghaju i innych centrów.

W konsekwencji wspomnianych wydarzeń stan nauki w Chinach w chwili wyzwolenia i zjednoczenia Chin był niepomysłny. Mimo to dorobku całego trzydziestoletniego okresu poprzedzającego zwycięstwo nad Japonią nie można lekceważyć. Ogółem opublikowano w tym czasie około 1400 prac z fizyki, w tym ponad 100 prac dotyczy fizyki atomowej i cząsteczkowej, jak np. prace Li Jao-ban o pomiarze naboju elektronu, Chu Gan-fu o pomiarach maksymalnej prędkości fotoelektronów wywalanych promieniami X, Je Cy-sun o pomiarze stałej Plancka, U Ju-sjun o rozproszeniu promieni X w gazach. Z fi-

zyki jądrowej i na temat promieniowania kosmicznego wydano około 250 prac, z których pierwsze były wykonane około r. 1930. Do najbardziej wartościowych z nich należą prace Czaq Czun-jao nad promieniami γ , który pierwszy odkrył i pomierzył częstość linii wysyłanej przy przemianie par elektronowych w fotony. Wan Gan-czan opracował metodę wykrycia neutrino. Cjan San-cjan zajmował się promieniowaniem γ niskich energii. W zakresie badania reakcji jądrowych Cjan San-cjan i Che Cze-hoj odkryli rozpad jądra węglowego na trzy cząstki. Wyniki prac Czan Wen-juj nad rozpadem lekkich jąder i Czaq Czun-jao nad reakcjami z jądrem fluoru pozwoliły na dokładniejsze wyznaczenie mas niektórych lekkich jąder. W dziedzinie promieniowania kosmicznego Czan Wen-juj badał promieniowanie γ powstające przy hamowaniu mezonów μ w ołowiu i w żelazie, a Wan Gan-czan otrzymał widmo elektronów z rozpadu mezonów μ .

Pierwsze prace z fizyki teoretycznej pojawiły się około r. 1926, ogółem w okresie omawianym ukazało się ich około 200. Wśród nich znajdują się prace Wan Czu-sy i Czan Czyn-suj, którzy posługując się metodami statystycznymi przeprowadzili systematyczne badania struktury stopów. Po r. 1940 wzrosła liczba prac z fizyki kwantowej, a w szczególności z teorii pola mezonowego. Pen Chuan-u opracował teorię pewnych zjawisk zachodzących w promieniowaniu kosmicznym, co przyczyniło się do wyjaśnienia niektórych zagadnień dotyczących twardej składowej. Ma Szyn-cjun zajmował się teorią rozpraszania mezonów, a Chu Nin na podstawie swoich badań teorii pola mezonowego obliczył poprawki relatywistyczne w wyrażeniach na siły jądrowe. Pen Chuan-u opracował nową teorię pola. Zagadnieniem kwantowania pól zajmował się Czan Czun-suj.

Od r. 1928 publikowane są prace z optyki, w szczególności z optyki widmowej. Ogłoszono ich około 300. Cały szereg prac Jan Czy-czy i innych dotyczy zagadnienia rozszerzenia linii widmowych w polu elektrycznym. Widma cząsteczek badali Jac Juj-taj, U Da-ju, Czen Hua-czy, Liu Da-gan i inni. U Da-ju systematycznie badał widma cząsteczek wieloatomowych i wydał monografię pt. „Widma i budowa cząsteczek wieloatomowych“. Czen Mou-lan zajmował się zastosowaniami spektrografii do badań astrofizycznych i badania atmosfery.

Fizyce ciała stałego poświęcono około 170 prac, z których najdawniejsze pochodzą z r. 1926. Z nich należy wymienić prace Ge Tin-suj nad tarciami wewnętrznymi w metalach, które doprowadziły do wyjaśnienia wielu dynamicznych własności metali, Cjan Lin-czaq badał własności monokryształów, a Czi Żu-wej własności magnetyczne stopów. Juj Żuj-huan opracował nową metodę analizy rentgenowskiej. W zakresie budowy aparatów fizycznych godne uwagi są prace Czaj Bo-lin nad techniką konstrukcji wielkich elektromagnesów. Huan Kun zajmował się teorią zjawisk w siatkach jonowych, ostatnio zaś przeszedł do rozważania podstaw teorii kryształów.

Spośród około 180 prac z elektroniki i elektromagnetyki do najważniejszych zaliczyć należy obszerne badania Jan Czi-cy i Cjan Lin-czaq nad piezo-kryształami oraz prace Min Na-jda nad sieciami elektrycznymi.

Badania w dziedzinie mechaniki rozwinęły się dopiero od r. 1935. Najwięcej pracowano nad aerodynamiką i mechaniką ciał sprężystych. Pod kierownictwem Czou Pej-juan prowadzono prace z teorii turbulencji. Czou Pej-juan zajął się w szczególności zagadnieniem korelacji prędkości i uzyskał wyniki o dużej wartości dla niektórych zagadnień technicznych. Cjan Sujan pracował nad zbliżonymi zagadnie-

niami w zakresie prędkości poniżej prędkości dźwięku, co ma wielkie znaczenie przy projektowaniu skrzydeł samolotowych. Wyniki uzyskane przez Lin Chia-cao w zagadnieniu przepływu laminarnego stały się podstawą rozstrzygnięcia kwestii, które pozostawały otwarte od dziesiątków lat. W dziedzinie mechaniki ciał sprężystych przede wszystkim wymienić należy prace Cjan Suje-sen nad nieliniową teorią własności mechanicznych cienkich błonek. Pokrewnym zagadnieniom poświęcone są prace Cjan Wejczan. Pierwsze prace nad podstawami teorii ciała stałego były dziełem Łu Cho-fu.

Jak widać, podstawy rozwoju fizyki w Chinach były niedostateczne, rozwój jej nierównomierny, a prac stosunkowo niewiele. W związku z tym większość fizyków chińskich kształciła się w Europie zachodniej i w Ameryce, przez co praca ich nie była należycie związana z życiem narodowym. Dawne władze chińskie nie popierały odpowiednio badań z fizyki. Pracowano bezplanowo. Badania zespołowe należały do wyjątków. Skutki tego stanu rzeczy dają się do pewnego stopnia odczuwać jeszcze obecnie. Wśród fizyków chińskich panuje jeszcze powszechnie tendencją do stawiania teorii ponad badania doświadczalne, a badań doświadczalnych ponad prace mające bezpośrednie znaczenie praktyczno-techniczne. Ponadto należy podkreślić, że w Chinach wciąż jeszcze odczuwa się braki, w wyposażeniu pracowni.

Po utworzeniu Centralnego Rządu Chińskiej Republiki Ludowej fizyka w Chinach weszła w nowy okres swego rozwoju. Nowe władze przywiązują wielką wagę do postępu nauki. Przy Chińskiej Akademii Nauk zostały zorganizowane Instytut Fizyki Współczesnej i Instytut Fizyki Stosowanej.

Prace Instytutu Fizyki Współczesnej obejmują następujące dziedziny: fizykę teoretyczną, fizykę jądrową, promienio-

wanie kosmiczne, radiochemię. Podstawowe znaczenie przypisuje się badaniom z fizyki jądrowej. Prace doświadczalne są opóźnione ze względu na konieczność urzędowania pracowni, z fizyki teoretycznej ukończono już szereg prac o reakcjach łączenia się lekkich jąder oraz rozpoczęto badania sił międzyjądrowych.

Naczelnym zadaniem Instytutu Fizyki Stosowanej jest badanie budowy i własności materiałów z punktu widzenia ich zastosowań w technice. W bieżącym okresie głównym przedmiotem badań jest fizyka ciała stałego. Oprócz prac nad budową krystaliczną, magnetyzmem i własnościami optycznymi rozpoczynają się badania półprzewodników i prace w dziedzinie niskich temperatur.

W Instytucie Geofizyki Chińskiej Akademii Nauk prowadzone są prace z meteorologii, geomagnetyzmu i sejsmologii.

Przygotowuje się organizowanie Instytutu Elektroniki.

Niezależnie od prac instytutów Akademii rozwijają się badania w pracowniach wyższych uczelni.

Holendersko-norweski ośrodek badań jądrowych

Współpraca norwesko-holenderska w dziedzinie fizyki jądrowej rozpoczęła się w kwietniu 1951 r., w którym postanowiono wspólnie przystąpić do budowy reaktora. Celem pobudzenia rozwoju fizyki jądrowej w obu krajach powołano organizację pod nazwą Joint Establishment for Nuclear Energy Research (J. E. N. E. R.) i utworzono komisję, w skład której weszli trzej uczeni norwescy i trzej uczeni holenderscy — prof. S. Rosseland (przewodniczący), O. Dahl, N. Stephenson, prof. H. A. Kramers, C. J. Bakker i J. M. W. Milatz. Kierownikiem J. E. N. E. R. jest Gunnar Randers. Po ustąpieniu prof. Rosselanda stanowisko przewodniczącego komisji objął prof. B. Trumpy, Prof. H. A. Kra-

mers, który był głównym inicjatorem J. E. N. E. R. zmarł w kwietniu 1952 r.

Gunnar Randers w jednej ze swoich wypowiedzi wyraził opinię, że chociaż badania jądrowe ze względu na swój koszt z trudnością mogą być podejmowane przez mniejsze państwa, to jednak niesłuszne byłoby sądzić, że mogłyby one oszczędzić sobie tego wysiłku. Kraje silnie zainteresowane w żegludze, jak Holandia i Norwegia nie mogą dopuścić do tego, aby technika jądrowego napędu okrętów rozwinęła się bez ich udziału. Kierownik J. E. N. E. R. uważa, że mniejsze narody Europy mogą wspólnie utworzyć jeden z najlepszych zespołów do badań związanych z wytwarzaniem i eksploatacją energii jądrowej.

Doroczne sprawozdanie J. E. N. E. R. podaje szczegóły budowy i działania reaktora JEEP (Joint Establishment Experimental Pile) znajdującego się w Kjeller (Norwegia). Reaktor zawiera pręty uranowe umieszczone w rurach aluminiowych. Dotychczas JEEP działał przy wstawieniu 62 prętów (2,2 ton uranu), jednakże ilość uranu może być zwiększona. Obecnie moc reaktora osiąga maksymalnie 100 kW, a gęstość strumienia neutronów wewnątrz reaktora dochodzi do $3 \cdot 10^{11}$ neutronów/cm²sek.

Okres ubiegły był okresem prób działania samego reaktora i ostatecznego dostarczenia go. Obecnie zamierza się przystąpić do wytwarzania izotopów. Należy się spodziewać, że import izotopów z Wielkiej Brytanii, Kanady i Stanów Zjednoczonych, organizowany dotychczas przez J. E. N. E. R., będzie mógł być ograniczony do tych izotopów, które by nie mogły być wytwarzane w Kjeller.

Ośrodek wyposażono w szereg przyrządów do badań, na które pozwala dysponowanie tak silnym strumieniem neutronów. Już zainstalowano obrotowy selektor prędkości ze spiralnymi kanałami do pomiarów przekrojów czynnych na reakcje z neutronami termicznymi, krótkoogniskowy bezdrzeniowy spektrometr β , dwa spektrometry mas oraz

dziesięcio-kanałowy dyskryminator impulsów z czasem rozdzielczym około 20 μ sek. Równoległe do prac doświadczalnych prowadzone są studia teoretyczne zjawisk zachodzących w reaktorze.

Duży nacisk położony jest na ochronę zdrowia i bezpieczeństwa pracy zatrudnionych w ośrodku. Urządzenia kontrolujące natężenie promieniowań pozostają pod stałym dozorem specjalisty. Prócz przyrządów ustawionych w poszczególnych pomieszczeniach ośrodka, dozymetry i filmy kontrolne noszone są stale przez personel.

Statut Europejskiej Rady Badań Jądrowych

Europejska Rada Badań Jądrowych zebrała się w Paryżu w dniu 30 czerwca 1953 r. celem zatwierdzenia tekstu konwencji międzynarodowej zawierającej statut Rady. W organizacji tej reprezentowane jest 12 krajów europejskich. Podpisanie konwencji nastąpiło w dniu 1 lipca w sali zegarowej francuskiego Ministerstwa Spraw Zagranicznych. Konwencja wchodzi w życie po ratyfikowaniu jej przez siedem państw.

Uran w Afryce południowej

W Afryce południowej są inwestowane poważne środki w urządzenia techniczne do wydobywania uranu z rud złoto-nych. Przewiduje się, że wydobycie uranu w Afryce południowej w bliskiej przyszłości przekroczy wydobycie w Kongo Belgijskim.

Reaktory produkcyjne

W przyszłej gospodarce energią atomową niewątpliwie ważną rolę będą odgrywały reaktory produkcyjne, tj. takie, które wytwarzają więcej materiału rozszczepialnego, niż go zużywają. Doświadczalny reaktor produkcyjny jest w budowie w Harwell. Wkrótce ma się rozpocząć budowa reaktora produkcyjnego

w skali przemysłowej. Fakt, że zaplanowanie tego reaktora nastąpiło przed uzyskaniem wyników z reaktora doświadczalnego, świadczy o przekonaniu specjalistów, że zamierzenie zostanie uwieńczone powodzeniem.

Już czynny reaktor produkcyjny znajduje się w miejscowości Arco (Idaho). Jest on zbudowany w sposób szczególny. Część centralną stanowi bryła uranu silnie wzbogaconego izotopem ^{235}U . Na każdy atom ^{235}U podlegający rozszczepieniu wyzwala się średnio 2,55 neutronów. Aby reakcja mogła być podtrzymana, co najmniej jeden z nich musi być pochłonięty przez inne jądro ^{235}U , aby zaś osiągnięty był pozytywny wynik w produkcji rozszczepialnego paliwa, co najmniej jeden musi być chwycony przez jądro ^{238}U . Wychwyty taki prowadzi do tworzenia izotopu nietrwałego ^{239}U , z którego ostatecznie powstaje pierwiastek rozszczepialny — pluton. Dla uzyskania możliwie dużej wydajności ^{239}U centralna część reaktora otoczona jest warstwą uranu naturalnego, zawierającego 99,3% ^{238}U . Godne jest uwagi, że nowy reaktor w Arco nie zawiera właściwie moderatora, np. grafitu lub ciężkiej wody, chociaż prędkości neutronów wychodzących do warstwy zewnętrznej muszą być mniejsze niż wewnątrz części centralnej. Gęstość strumienia neutronów w części centralnej jest prawie niewiarogodna — według ogłoszonych informacji ma ona wynosić $6,5 \cdot 10^{14}$ neutronów/cal² sek.

Pomiary promieniotwórczości organizmu ludzkiego

Celem opracowania metod kontroli zawartości ciał promieniotwórczych w organizmie ludzkim w związku z koniecznością zapewnienia bezpieczeństwa pracy osobom zatrudnionym w laboratoriach fizyki jądrowej przeprowadzono pomiary całkowitego natężenia promieniowania organizmu. Pomiarom poddano kilku ludzi i jednego psa. Obiekt badany

wchodził do naczynia odpowiednio dużych rozmiarów, zanurzonego w ciekłym liczniku błyskowym, zawierającym mieszaninę toluenu z terfenylem i α -naftylolofenylowym oxazolem. Poza tym licznikiem znajdowało się 45 fotomnożników połączonych równolegle. Przy pomocy takiego urządzenia możliwe jest stwierdzenie całkowitej zawartości radu w organizmie poczynając już od $0,1\mu\text{c}$, co jest znacznie poniżej zawartości uważanej za dopuszczalną. Urządzenie to można również stosować do oznaczania równoważnych zawartości innych pierwiastków promieniotwórczych, o ile dają one promienie γ dostatecznej energii. W szczególności interesujące może być mierzenie zawartości potasu, co może dać wyniki ważne dla wyjaśnienia roli potasu w zjawiskach przemiany materii.

Postępy Astronomii

Ukazał się zeszyt 1 nowego kwartalnika *Postępy Astronomii*, czasopisma poświęconego upowszechnianiu wiedzy astronomicznej. Redaktorem naczelnym *Postępów Astronomii* jest Stefan Piotrowski (Warszawa), w skład kolegium redakcyjnego wchodzi jako członkowie: Tadeusz Banachiewicz, Władysław Tęcza i Włodzimierz Zonn oraz Kazimierz Kordylewski jako sekretarz.

Postępy Astronomii są organem Polskiego Towarzystwa Astronomicznego. Jednym z głównych zadań *Postępów Astronomii* będzie publikowanie artykułów przeglądowych, ujmujących szeroko poszczególne problemy przy możliwie gruntownym uwzględnieniu całego dorobku w danej dziedzinie. Mają one przyczyniać się do pogłębienia wiedzy o świecie przy informowaniu o rozwoju astronomii zarówno specjalistów, jak i czytelników niespecjalistów, ale mających już pewne przygotowanie, w bardziej wnikliwy sposób niż wydawnictwa obliczone na szeroką popularyzację.

Sztuczne radiopierwiastki w terapii

W terapii raka coraz większe zastosowanie znajduje kobalt ^{60}Co , jako źródło promieni γ . Obecnie bada się możliwość zastosowania do tego celu cezu ^{137}Cs , którego okres wynosi 37 lat (dla kobaltu ^{60}Co około 5 lat), dzięki czemu instalacje szpitalne mogłyby być bardzo długo używane. Bierze się również pod uwagę europium ^{152}Eu i ^{154}Eu , gdyż izotopy te można otrzymać w postaci źródeł promieni γ o wielkim natężeniu.

ZOE

ZOE, pierwszy reaktor francuski czynny od 15 grudnia 1948 r., w Fort de Châtillon uległ poważnym przeróbkom, dzięki którym moc jego wzrosła z 5 do 120 kW. Ilość uranu została zwiększona, przy czym zastąpiono tlenek uranu uranem metalicznym. W nowym układzie chłodzącym krąży 4,5 tony ciężkiej wody.

Nowy reaktor francuski

Trzeci reaktor francuski o mocy 50.000 kW ma być zbudowany w dolinie Rodanu naprzeciw miasta Orange. Reaktor będzie zawierał około 100 ton uranu metalicznego i około 1000 ton grafitu.

Zmiany w obsadzie katedr — powołania samodzielnych pracowników naukowych

Na Politechnice Śląskiej w Gliwicach zastępca profesora mgr J. Szpilecki przeszedł z katedry podstaw teletechniki do katedry fizyki.

W Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie dr L. Jurkiewicz został mianowany zastępcą profesora przy katedrze fizyki ogólnej, a dr T. Piech — zastępcą profesora przy katedrze fizyki technicznej na Wydziale Elektryfikacji Górnictwa i Hutnictwa.

Na Politechnice Łódzkiej zastępcą profesora i kierownikiem Katedry i Zakładu Fizyki Technicznej został mianowany mgr Z. Wilhelmi.

Na Uniwersytecie Toruńskim dr W. Hanusowa została powołana na samodzielnego pracownika naukowego.

Na Uniwersytecie im. Bolesława Bieruta we Wrocławiu zostali mianowani: prof. dr J. Rzewuski — kierownikiem Katedry Fizyki Teoretycznej, prof. dr J. Nikliborc — kierownikiem Katedry Fizyki Doświadczalnej, dr M. Günther — zastępcą profesora przy Katedrze Fizyki Teoretycznej, mgr B. Makiej — zastępcą profesora przy Katedrze Fizyki Doświadczalnej.

Na Uniwersytecie Warszawskim na zastępcę profesora przy Katedrze Elektroniki i Radiologii został powołany mgr B. Buras, na samodzielnego pracownika naukowego przy Katedrze Atomistyki — mgr M. Danysz.

W Szkole Głównej Gospodarstwa Wiejskiego w Warszawie kierownikiem Katedry Fizyki został mianowany mgr S. Ruppert, a zastępcą profesora — mgr T. Dryński.

W Wyższej Szkole Pedagogicznej w Warszawie kierownikiem Katedry Fizyki został mianowany dr W. Ścisłowski.

Wykłady monograficzne, onwersatoria seminaria specjalne.

W roku akademickim 1953/4 prowadzone są m. in. następujące wykłady monograficzne, konwersatoria i seminaria specjalne:

Na Uniwersytecie Jagiellońskim:

prof. dr J. Weysenhoff prowadzi konwersatorium z teorii cząstek elementarnych,

prof. dr H. Niewodniczański prowadzi konwersatorium fizyki doświadczalnej (konwersatoria te są jednocześnie posiedzeniami naukowymi Oddziału Krakowskiego PTF).

Na Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie:

prof. dr M. Jeżewski prowadzi konwersatorium „Własności magnetyczne ciał“,

prof. dr M. Mięśowicz prowadzi konwersatorium poświęcone zagadnieniom promieniowania kosmicznego.

Na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej:

prof. dr W. Żuk prowadzi wykład „Spektrometria mas i jej zastosowania“.

Na Uniwersytecie Łódzkim:

prof. dr F. J. Wiśniewski prowadzi wykład „Rachunek wariacyjny i jego zastosowania w teoriach fizycznych“,

prof. dr L. Natanson prowadzi zebrania robocze pracowników naukowych Katedry Fizyki Doświadczalnej, poświęcone omawianiu bieżących prac badawczych katedry.

Na Politechnice Łódzkiej:

prof. Z. Wilhelmi prowadzi wykład monograficzny „Wybrane działy fizyki współczesnej“.

Na Uniwersytecie Łódzkim i w Politechnice Łódzkiej:

prof. dr L. Natanson i prof. Z. Wilhelmi wspólnie prowadzą konwersatorium fizyki doświadczalnej.

Na Uniwersytecie Poznańskim:

prof. dr S. Loria, prof. dr A. Piekara i prof. dr S. Szczeniowski prowadzą wspólnie seminarium z fizyki ciała stałego. Seminarium poświęcone jest głównie zagadnieniom ferromagnetyzmu i ferroelektryczności oraz metodom badań w tej dziedzinie ze szczególnym uwzględnieniem magnetoptyki, mikrofal itp.

Na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika:

prof. dr A. Jabłoński prowadzi wykład „Wybrane rozdziały z optyki molekularnej“,

prof. dr A. Jabłoński i prof. dr J. Rayski prowadzą wspólnie Colloquium Fizyczne,

prof. dr J. Rayski prowadzi Colloquium Fizyki Teoretycznej oraz seminarium fizyki teoretycznej poświęcone teorii pola i teorii cząstek elementarnych.

Na Uniwersytecie Warszawskim:

prof. dr W. Rubinowicz prowadzi wykład „Teoria dyfrakcji“,

prof. dr L. Infeld prowadzi wykład „Teoria pola“.

prof. dr L. Sosnowski prowadzi wykład „Elektronika ciała stałego“,

prof. dr J. Pniewski prowadzi wykład „Wyniki doświadczalne badań promieniowania β “,

prof. B. Buras prowadzi wykład „Promienie X“,

prof. T. Skaliński prowadzi wykład „Fluorescencja cząsteczek dwu i wieloatomowych“,

prof. M. Danysz prowadzi wykład „Oddziaływania między cząstkami wielkich energii“ (II semestr),

mgr J. Dąbrowski prowadzi wykład „Teoria rozpadu β “,

prof. dr W. Ścisłowski prowadzi wykład „Procesy elektronowe w kryształach jonowych“.

dr R. Kołodziejski prowadzi wykład „Teorii orbit molekularnych“,

prof. dr S. Pieńkowski prowadził Konwersatorium Fizyki Doświadczalnej,

prof. dr S. Pieńkowski prowadził również konwersatoria: Optyki Molekularnej, Promieniotwórczości Naturalnej oraz Konwersatorium Fizyki Promieni X,

prof. dr A. Sołtan prowadzi Konwersatorium Fizyki Jądrowej oraz zebrania robocze pracowników Katedry Atomistyki,

prof. dr L. Sosnowski prowadzi konwersatorium Fizyki Ciała Stałego,

prof. dr L. Infeld i prof. dr W. Rubinowicz prowadzą wspólnie konwersatorium Fizyki Teoretycznej,

prof. dr A. Sołtan, prof. dr J. Pniewski i doc. J. Werle prowadzą wspólnie sem. Fizyki Jądrowej.

W Akademii Medycznej w Warszawie:

prof. dr W. Kapuściński prowadzi seminarium z Fizyki Lekarskiej.

Na Politechnice Warszawskiej:

prof. dr C. Pawłowski prowadzi konwersatorium Zespołu Katedr Elektrotechniki Medycznej z radiologii ogólnej, radiologii medycznej i przemysłowej,

rentgenotechniki, miernictwa rentgenowskiego i elektroniki.

W Państwowej Wyższej Szkole Pedagogicznej w Warszawie:

prof. dr W. Ścisłowski prowadzi konwersatorium na temat procesów elektronowych w kryształach jonowych ze szczególnym uwzględnieniem zagadnienia natury fizycznej utajonego obrazu fotograficznego.

Na Uniwersytecie im. Bolesława Bieruta:

prof. dr J. Nikliborc prowadzi seminarium z Fizyki Ciała Stałego.

prof. dr J. Wesołowski prowadzi seminarium z Fizyki Jądra i Promieni Kosmicznych,

prof. B. Makiej prowadzić będzie w semestrze letnim wykład „Wybrane rozdziały z fizyki doświadczalnej“,

prof. dr J. Rzewuski, prof. dr R. S. Ingarden i doc. dr M. Günther prowadzą wspólnie seminarium z Teorii Pola,

prof. dr J. Rzewuski prowadzi seminarium z Zagadnień Wariacyjnych Teorii Pola,

prof. dr R. S. Ingarden prowadzi seminarium z Optyki Geometrycznej,

prof. J. Łopuszański prowadzi seminarium z Fizyki Statystycznej.

Książki z fizyki i dziedzin pokrewnych

W r. 1953 ukazały się m. in. następujące książki z fizyki i dziedzin zblizowanych do fizyki:

A. Aleksandrow, D. Błochinow, W. Fock, J. Terlecki — „Zagadnienia filozoficzne mechaniki kwantowej“, tłum. S. Czarniecki, P. Jaszczyn i Z. Kopeć, Warszawa 1953, PAN, s. 137.

M. Faraday — „Dzieje świecy“, tłum. M. i S. Kalinowscy. Wyd. 5. Warszawa 1953, „Wiedza Powszechna“, s. 86.

J. Hurwic — „Masa i energia“, Warszawa 1953 Towarzystwo Wiedzy Powszechnej (maszynopis powiel.), s. 18.

M. Michiejew — „Zasady wymiany ciepła“, tłum. O. Trehćcińska i B. Staniczewski. Warszawa 1953, PWN, s. 361.

W. Romer — „Ziarnistość i rozdzielczość obrazów fotograficznych“. Warszawa 1953, PWN, s. 112.

W. Romer, R. S. Ingarden, J. G. Mikusiński, E. Brzeziński, K. Lipski — „Badania nad ziarnistością obrazów fotograficznych“. Wrocław 1952, Wrocławskie Towarzystwo Naukowe, s. 66.

J. Rzewuski — „Mechanika teoretyczna“ (skrypt), Warszawa 1953, PWN, s. 209.

W. Smosarski — „Jonizacja powietrza atmosferycznego w Poznaniu“, Poznań 1953, Poznańskie Towarzystwo Przyjaciół Nauk, s. 16.

E. Stenz — „Ziemia. Fizyka wnętrza Ziemi, mórz i atmosfery“. Warszawa 1953, PWN, s. 280.

S. Striełkow, I. Elcin, I. Jakowlew — „Zbiór zadań z fizyki. Cz. I: mechanika, elektryczność, magnetyzm“, tłum. J. Kapuścińska. Warszawa 1953, PWN, s. 308.

S. Szczeniowski — „Fizyka Doświadczalna. Cz. II: ciepło i fizyka molekularna“, Warszawa 1953, PWN, s. 308.

E. Szpolski — „Fizyka atomowa“, T I: wstęp do fizyki atomowej, tłum. M. Arkuszewski, S. Czarniecki, P. Jaszczyn, Warszawa 1953 PWN, s. 515.

S. Wawilow — „Mikrostruktura światła“, tłum. B. Twarowska, Warszawa 1953, PWN, s. 227.

Śmierć prof. Białobrzeskiego

W dniu 12 października 1953 r. zmarł w Warszawie Czesław Białobrzeki, profesor zwyczajny Termodynamiki i Mechaniki Uniwersytetu Warszawskiego, członek tytularny Polskiej Akademii Nauk, członek-założyciel i b. Przewodniczący Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Pogrzeb odbył się 16 października na cmentarzu powązkowskim z licznym udziałem fizyków z Warszawy, a także przybyłych z innych ośrodków. Przemówienia wygłosili prof. L. Infeld,

prof. A. Sołtan, prof. W. Rubinowicz, prof. J. Weysenhoff i prof. W. Scisłowski. Obszerniejsze wspomnienie o prof. Białobrzeskim ukaże się w jednym z najbliższych zeszytów „*Postępów Fizyki*“.

Sprostowania

W zeszycie 2 tomu IV podaliśmy omyłkowo, że w okresie od 1 października 1951 r. do 30 listopada 1952 odbyło się 7 posiedzeń Oddziału Krakowskiego PTF zamiast, że w okresie od 1 października 1952 do 30 listopada 1952 odbyło się 7 posiedzeń Oddziału Krakowskiego PTF.

*

W Streszczeniu podanym w Kronice w zeszycie 4 tomu IV *Postępów Fizyki* pracy K. Grotowskiego, A. Z. Hrynkiwicza i H. Niewodniczańskiego (Biul.

PAN W. III tom I, str. 109) pominięto istotny wynik pracy polegający na stwierdzeniu, że w licznikach G. M., uczulonych na światło, zależność tła od temperatury pochodzi całkowicie ze zjawiska termoemisji. Dowodem tego jest zgodność tej zależności w przedziale 15—50° C z prawem Richardsona. Praca wykazała, że zjawisko termoemisji może być badane w temperaturach pokojowych przez zastosowanie metody liczników G. H., która pozwala mierzyć gęstość prądu rzędu 10⁻²² A/cm².

SPIS TREŚCI

A. A. Fock — Układ Kopernika a układ Ptolomeusza w świetle współczesnej teorii grawitacji	3
A. Hrynkiewicz — Zastosowanie promieniowania Czerenkowa do wytwarzania i pomiaru energii cząstek jądrowych	11
M. Kwiek — O niektórych zjawiskach ujęcia światła na strukturach wytworzonych w cieczech przez fale ultradźwiękowe	25
J. Nikliborc — Nowe osiągnięcia w technice wysokiej próżni	43
J. Grączewski — Problem ultradźwięków w biologii i medycynie	59
B. Twarowska — Wpływ promieniowania jądrowego na właściwości mechaniczne ciał stałych	78
O. Wołczek — Analiza aktywacyjna pierwiastków	90
J. Dąbrowska — Wyznaczanie wieku meteorytów żelaznych metodą helową	97
KRONIKA	101

PRENUMERATA NA ROK 1954
CZASOPISM NAUKOWYCH
POLSKIEJ AKADEMII NAUK I TOWARZYSTW NAUKOWYCH
 wydawanych przez
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

T y t u ł	Ilość nr w roku	Prenu- merata roczna zł	T y t u ł	Ilość nr w roku	Prenu- merata roczna zł
Acta Biochimica Polonica	4	60	Geodezja i Kartografia .	4	40
Acta Geologica Polonica	4	80	Kwartalnik Historyczny	4	60
Acta Geophysica Polonica	4	48	Kwart. Hist. Kult. Mat.	4	60
Acta Microbiologica Pol.	4	40	Kwart. IPR + Sovietica	4	40
Acta Physica Polonica .	4	48	Kwartalnik Neofilolog. .	4	60
Archiwum Bud. Maszyn	4	60	Myśl Filozoficzna	4	60
Archiwum Hydrotechn.	4	60	Nauka Polska	4	80
Archiwum Górn. i Hutn.	4	60	Postępy Fizyki	4	40
Archiwum Elektrotechn.	4	60	Postępy Hig. i Med. Dośw.	4	48
Archiw. Mech. Stosow. .	4	60	Przegląd Geograficzny .	4	40
Biul. PAN Wydz. II	4	20	Przegląd Historyczny .	4	48
Biul. PAN „ III	10	50	Przegląd Statystyczny .	4	48
Biul. PAN „ IV	4	20	Przegląd Orientalist. . .	4	48
Biul. PAN „ II	4	20	Roczniki Chemii	4	80
Biul. PAN „ III	10	50	Sprawozdania z Czynno-		
Biul. PAN „ IV	4	20	ści i Prac PAN	4	20
Chrońmy Przyrodę Ojcz.	6	24	Wszehświat	10	40
Ekonomista	4	60	Wiadomości Archeolo-		
Folia Biologica	4	48	giczne	4	48

Organ. Min. Szkol. Wyższego i Głównego Zarz. Zw. Zaw. Nauczycielstwa Polskiego
 — **Życie Szkoły Wyższej** — 12 × w roku — 96 zł rocznie.

*

Prenumeratę na rok 1954 przyjmuje Centralna Ekspedycja PPK „Ruch” Warszawa,
 Srebrna 12. na konto **PKO 1-110-28504.**

Pojedyncze numery do nabycia w kioskach „Ruchu” lub u kolporterów zakładowych.
 Nakłady ograniczone. Regularną dostawę czasopism zapewni tylko prenumerata.

Informacji w sprawie prenumeraty opłacanej w kraju z zleceniem wysyłki za granicę
 udziela oraz zamówienia przyjmuje Oddział Wydawnictw Zagranicznych PPK „Ruch”
 Sekcja Eksportu, Warszawa, Aleje Jerozolimskie 119, tel. 805-05.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Z A R Z A D

Przewodniczący
Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

Sekretarz
Prof. mgr TADEUSZ SKALIŃSKI

Skarbnik
Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu
Prof. dr LUDWIK NATANSON

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — PROF. DR IGNACY ADAMCZEWSKI

Gliwice — PROF. DR KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

Kraków — PROF. DR ALEKSY JAGIELSKI

Lublin — PROF. DR STANISŁAW ZIEMECKI

Łódź — PROF. DR FELIKS J. WISNIEWSKI

Poznań — PROF. DR STANISŁAW LORIA

Toruń — PROF. DR JERZY RAYSKI

Warszawa — PROF. DR WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI

Wrocław—PROF. DR JAN RZEWUSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, UL. HOŻA 69.

**WAŻNIEJSZE BŁĘDY I UZUPEŁNIENIA DO ZESZYTU 4 TOMU IV
POSTĘPÓW FIZYKI**

str.	wiersz		jest	winno być
	górną	dół		
440	Rys. 20		Fe-Ge	Fe-Co
441		17	stopu uporządkowanego (rys. 21a) widoczne są	stopu uporządkowanego widoczne są
441	podpis pod Rys. 21		Stop uporządkowany (a) i nieuporządkowany (b)	Stop nieuporządkowany (a) i uporządkowany (b)
449		6	rozpuszczalną	rozpuszczaną
452	17		rozpuszczalnej	rozpuszczanej
456	Rys. 4		obrócić o 90°	
458	4—5		liczb falowych (ν/c) odpowiadających	liczby falowe (ν/c) odpowiadające
459	15		$(\text{CH}_3)_2\text{O}^+ \text{---} \text{HCl}^-$	$(\text{CH}_3)_2\text{O}^+ \text{---} \text{HCl}^-$
461	po w. 11		opuszczono wzór	$\leftarrow 200 \text{ cm}^{-1} \rightarrow$ $\leftarrow 3650 \rightarrow$ $\text{R} - \text{O} - \text{H} \dots \text{O} - \text{R}$ $\leftarrow q_1 \rightarrow \leftarrow q_2 \rightarrow$
461	Rys. 5		obrócić o 90° i zaczerpnąć miejsca wskazane	
461	Rys. 5		odległość poziomów oscylacyjnych wiązania wodowego winna wynosić 200, a nie 2000 cm^{-1} .	
463	po w. 1		opuszczono wzory:	
	<div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;"> <div style="text-align: center;"> $\begin{array}{c} \text{O} \dots \text{H}-\text{O} \\ \parallel \quad \diagdown \\ \text{CH}_3-\text{C} \quad \quad \quad \text{C}-\text{CH}_3 \\ \diagup \quad \quad \quad \parallel \\ \text{O}-\text{H} \dots \text{O} \end{array}$ <p>I</p> </div> <div style="text-align: center;"> $\begin{array}{c} \text{CH}_3 \\ \\ \text{O}=\text{C}-\text{O}-\text{H} \dots \text{O}=\text{C}-\text{O}-\text{H} \\ \\ \text{CH}_3 \end{array}$ <p>II</p> </div> </div>			
464	13		Podobnie	Podobnie
465	5		[51]	[56]
465	Rys. 6		obrócić o 90°	
466	Rys. 7		W schemacie widm mieszanin pirydyny i kwasu octowego opuszczono najsilniejszy prążek w tym widmie o częstotliwości 1005 cm^{-1} .	
470		10	Сыркин Л.	Сыркин Я.
482		13	energię $h\nu$	energię $h\nu$
489		2	(1962)	(1952)
W spisie treści Tomu IV:				
			Wilhelmi J. — Dyrekcja neutronów jako narzędzie badań strukturalnych	Wilhelmi J. — Dyfrakcja neutronów jako narzędzie badań strukturalnych