

KATEDRA FIZYKI ŚREDNIEJ

Instytut Fizyki im. Jana Byłobry

BIBLIOTEKA

Lublin, ul. Nowolki, No 2

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XVIII

ZESZYT 1

1967

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa), *Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa), Karol Majewski (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Henryk Niewodniczański, czł. rzecz. PAN (Kraków), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. koresp. PAN (Warszawa), Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Jan Babecki (Kraków), Antoni Bajorek (Kraków),
Andrzej Kisiel (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4
tel. 363-80, wewn. 442

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XVIII, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1967

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1975 + 145 egz.	Rękopis dostarczono 2. XI. 1966 r.
Ark. wyd. 4,75 ark. druk. 4 ³ / ₄ +1 wkl.	Podpisano do druku 16. I. 1967 r.
Pap. rotogr. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w styczniu 1967 r.
Zamówienie 819/66	Cena zł 15.— R-44

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Willard F. Libby

Określanie wieku metodą izotopów a historia pisana*

Radiowęgiel, promieniotwórczy izotop węgla wytwarza się w powietrzu pod wpływem promieniowania kosmicznego. Jego średni czas życia wynosi 8300, a okres połowicznego zaniku 5700 lat. Znaczna część radiowęgla znajdującego się w naszym ciele powstała jeszcze w czasach przedhistorycznych. Historia jest właściwie bardzo młoda w porównaniu z wiekiem radiowęgla. Nasze najstarsze przekazy historyczne nie liczą więcej niż wynosi jego okres połowicznego zaniku. W stosunku jednak do wieku ziemi radiowęgiel jest młody. Wiek ziemi oceniamy na około 5 miliardów lat, co stanowi milion okresów połowicznego zaniku radiowęgla. Dlatego radioaktywny węgiel nie znajduje szerszego zastosowania w badaniach długotrwałych procesów geologicznych, natomiast stosuje się go w badaniach historii ludzkości.

Na czym to polega? W górnych warstwach atmosfery, na wysokości około 50000 stóp promienie kosmiczne wytwarzają promieniotwórczy węgiel przetwarzając azot na izotop węgla 14 o odmiennych własnościach chemicznych. W powietrzu węgiel się utlenia, a głównym produktem tego procesu jest dwutlenek węgla. Dwutlenek węgla jest jednym ze składowych materiałów naszego organizmu. Zasadniczo jesteśmy zbudowani z następujących substancji — dwutlenku węgla, pary wodnej, nieco soli oraz światła słonecznego. Zielone rośliny rozwijają się na drodze fotosyntezy przy udziale światła słonecznego, pod wpływem którego dwutlenek węgla i woda zamieniają się na substancje roślinne. Jak zatem widać, materiał z którego powstaje życie, pochodzi z powietrza, a mianowicie ze znajdującego się w powietrzu dwutlenku węgla. W ciągu 8000 lat wiatry dokonują bardzo dokładnego wymieszania atmosfery. Z badań nad opadami radioaktywnymi wiemy obecnie, że do dokładnego wymieszania atmosfery wystarczy już 5 do 10 lat. Jeżeli więc węgiel radioaktywny wytworzy się na wysokościach nawet większych niż 10 mil, to już w ciągu kilku lat opadnie do najniższych warstw atmosfery, gdzie może być przyswojony przez rośliny.

* Odczyt wygłoszony przez Prof. Libby'ego na posiedzeniu Zarządu Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej w Wiedniu, w styczniu 1966 roku. Prof. Libby uzyskał w roku 1960 nagrodę Nobla z dziedziny chemii za prace nad określaniem wieku za pomocą radiowęgla. Artykuł przetłumaczono za zgodą Autora i Wydawcy z *Bulletin of International Atomic Energy Agency*, 8, N2, 28 (1966).

Rośliny żywią się radiowęgłem wytworzonym przez promieniowanie kosmiczne, z kolei my żyjemy się tymi roślinami, tak że w rezultacie wszystkie żyjące istoty stają się dzięki radiowęgłowi promieniotwórcze. Ale najważniejszy dla określenia wieku metodą radiowęgla jest fakt, że nasz kontakt z promieniami kosmicznymi trwa jedynie tak długo, jak długo się żyjemy. Tak długo, jak żyjemy i odżywiamy się, wchłaniamy i przyswajamy radiowęgiel. Atomy izotopu węgla 14 znajdujące się w naszym ciele, liczące średnio 8300 lat, wiele razy znajdowały się w powietrzu w postaci dwutlenku węgla i powracały na ziemię jako składnik roślin lub, co bardziej prawdopodobne, rozpuszczały się w głębiach oceanów. W ciągu tego długiego okresu ich życia wiatry rozwiały je na wszystkie strony, a prądy oceaniczne wymieszały je, tak że chociaż promieniowanie kosmiczne zmienia się znacznie z szerokością geograficzną — jego natężenie jest mianowicie większe w większych szerokościach geograficznych niż w okolicach równika — można się spodziewać, że ich rozkład będzie na całej kuli ziemskiej jednostajny. Rzeczywiście okazuje się, że próbki materii pobrane z różnych gatunków żywych organizmów i z różnych miejsc zawierają wszystkie tę samą ilość radiowęgla przeliczoną na jednostkę masy materiału i węgla. Znaczy to, że koncentracja radiowęgla w węglu wchodzącym w skład wszystkich rodzajów istot żywych na całym świecie jest na skutek tego ciągłego procesu mieszania jednakowa. Jak długo bowiem żyjemy, jesteśmy częścią gigantycznego układu, w którym stale proces ten zachodzi. Wszyscy należymy do jednego układu składającego się z hydro- i atmosfery, a kontaktujemy się z nim za pośrednictwem pożywienia.

Jednostajna koncentracja izotopu ^{14}C

Datowanie radiowęgłem opiera się na następującej podstawowej zasadzie. Gdy umieramy, przestajemy się odżywiać, a zatem przyswajać radiowęgiel. Charakterystyczną cechą wszystkich pierwiastków promieniotwórczych jest ich samorzutny rozpad, znikanie i przekształcanie się w inne pierwiastki. W ciągu każdych 5700 lat 50% początkowej ilości radiowęgla przekształca się z powrotem w azot, z którego ten izotop powstał. W trakcie tej przemiany wysyłane jest promieniowanie, które pozwala nam wykryć akt zgonu promieniotwórczego atomu. Jeżeli dwutlenek węgla otrzymany przez spalenie np. kawałka drewna umieścimy w liczniku Geigera-Müllera, to obserwując powstawanie w nim impulsów możemy śledzić znikanie atomów węgla, które z powrotem zamieniają się w atomy azotu. Ponieważ średni czas życia radiowęgla wynosi 8300 lat, czyli 4400 milionów minut, przyjmuje się, że nieco ponad 4000 milionów atomów radiowęgla daje średnio jedną dezintegrację na minutę. By otrzymać zatem w znajdującym się w liczniku dwutlenku wykrywalny efekt promieniowania, musi się w nim znajdować 4400 milionów atomów radiowęgla. Choć liczba ta wydaje się duża, procentowo nie jest to tak wiele. Całkowita liczba atomów w jednym gramie węgla jest rzędu 10^{23} razy większa

od liczby atomów radiowęgla w wypadku jego normalnej koncentracji w żywej materii, tj. takiej jaką posiadają wszystkie żyjące organizmy w chwili śmierci. Jak wynika z szybkości rozpadu w takich próbkach, która wynosi około 15 dezintegracji na minutę i gram, odpowiada to obecności około 66000 milionów atomów promieniotwórczych w jednym gramie węgla.

Pierwszym zadaniem przy opracowaniu metody datowania radiowęgłem było sprawdzenie czy tak jest istotnie, czy rzeczywiście radiowęgiel znajduje się we wszystkich tkankach żyjących istot w spodziewanej wszędzie takiej samej ilości. Ten problem rozwiązano dość szybko. Zadawalające wyniki potwierdziły, że przytoczone wyżej rozumowanie było słuszne. Obecnie, po upływie lat i dokonaniu dokładniejszych pomiarów stwierdzono jednak, że istnieją bardzo drobne różnice między poszczególnymi gatunkami organizmów. Np. organizmy żyjące w morzu wykazują nieco słabszą radioaktywność od przewidywanej, bo jak się wydaje, istnieje pewien rodzaj naturalnej przeszkody, jeżeli chodzi o rozpuszczanie się w wodzie morskiej dwutlenku węgla zawartego w powietrzu. Nie rozpuszcza się on tak szybko.

W kontynuowanych dalej badaniach wszystko na ogół się udawało. Nigdy jeszcze dotychczas nie udało mi się dojść do tak pomyślnych wyników. Przyjęliśmy np., że wody morskie mieszają się szybko i że w nich powinna się odbywać większa część przyswajania radiowęgla, zawierają bowiem więcej rozpuszczonego węgla w postaci soli morskich niż wszystkie rodzaje materii żywej. Opierając się na wiadomościach dotyczących szybkości wytwarzania radiowęgla przez promieniowanie kosmiczne mogliśmy obliczyć jaka powinna być jego koncentracja. Okazało się, że w biosferze oczekiwana koncentracja powinna być 30 razy większa od faktycznie stwierdzonej. Słusznie jednak rozumowaliśmy, że wody morskie powinny mieszać się szybko i że koncentracja radiowęgla w biosferze powinna być 30 razy mniejsza niż wydaje się wskazywać szybkość jego wytwarzania się. I rzeczywiście, w hydrosferze jest 30 razy więcej radiowęgla niż w całej biosferze. Podobnie pomyślny wynik otrzymaliśmy również odnośnie do przypuszczenia, że obieg humusu w przyrodzie jest szybki, a raczej że tylko nieznaczna jego część w stosunku do całego zapasu zatrzymuje się w glebie, mimo że jak dobrze wiemy, ropa naftowa, węgiel i inne materiały organiczne tego typu nie biorą udziału w ogólnym obiegu, bo są już od dawna pozbawione radiowęgla na skutek naturalnego rozpadu.

Orzeczenie wydane przez mumie

W następnym etapie badań należało stwierdzić, czy rzeczywiście mumie sprzed 5700 lat wykazują jedynie połowę tej zawartości radiowęgla co człowiek współczesny. Nie mamy do dyspozycji okazów mumii sprzed 5700 lat. Najstarsze z tych, których wiek został stosunkowo dokładnie ustalony i których mogliśmy użyć jako wzorca, liczą 4800 lat. Najstarsze zapiski historyczne odnoszą się do czasów panowania pierwszych dynastii egipskich. Gdy chodzi

o wcześniejszą historię, dokładność z jaką badacze mogą ustalić chronologię, zmniejsza się. Na podstawie konsultacji z historykami mogę powiedzieć, że są oni w stanie ustalić chronologię na 3750 lat wstecz, ale przy ustalaniu dat faktów historycznych trochę wcześniejszych nie mają już takiej pewności. Za możliwością ustalania dat aż do czasów panowania Sesostrisa III z 12 dynastii przemawiają jednak silne argumenty. Dla wypróbowania naszej metody dysponowaliśmy zatem dwoma okresami, jednym liczącym 3700 lat i drugim wyprzedzającym go o około 1000 lat. Z kilkoma wyjątkami, wyniki okazały się doskonałe. Jeden z tych wyjątków jest bardzo interesujący. Współpracowaliśmy ze znakomitym ośrodkiem, Instytutem Orientalnym Uniwersytetu w Chicago. Badania przeprowadzaliśmy na eksponatach bogatych zbiorów przywiezionych z Egiptu przez J. H. Breasteda. Okazało się, że trzeci z kolei badany obiekt tego typu był pochodzenia współczesnego. Był to przedmiot należący do jego cennej kolekcji, o której przypuszczano, że pochodzi — o ile sobie przypominam — z okresu panowania 5 dynastii. Był to pechowy dzień. Po dwóch pierwszych próbach uwieńczonych pomyślnym skutkiem pracownicy Instytutu przejrzawszy jeszcze raz rachunki doszli do przekonania, że Breasted został prawdopodobnie oszukany. Istotnie, po przeanalizowaniu wyników doszliśmy do przekonania, że jedyną możliwą ich interpretacją jest stwierdzenie, że Breasted dał się nabrać. Ale w dalszym ciągu zaczęły się pojawiać inne rewelacje. Np. wiek słynnego zabytku Stonehenge¹ ustaliliśmy na 3700 lat, zgodnie z przewidywaniami Prof. St. Pigotta, słynnego badacza tego obiektu. Jeżeli chodzi o historię rzymską i egipską, nie natrafiliśmy na żadne niezgodności. Nie mieliśmy dużo propozycji pomiarów, bo na ogół archeolodzy znają lepiej daty niż byśmy je mogli wyznaczyć, ponadto niechętnie użycza nam próbek do badań. Do badań pobieraliśmy około uncji materiału. Ta ilość, tj. 20—30 gramów materiału dostatecznie bogatego w węgiel jest ilością normalną. Z niektórych badanych przedmiotów nie można poświęcić tak dużo, z drugiej jednak strony można pracować z próbkami, które dla historyka nie przedstawiają wartości. Tak np. dostaliśmy do badania pergamin z rejonu Morza Martwego, rękopis księgi Izajasza. Do określenia jego wieku użyliśmy płóciennego opakowania, w którym rękopis znaleziono.

Muszę wyznać, że przy badaniach przedmiotów kultu religijnego czuliśmy się nieco skrupowani i nie staraliśmy się o nie specjalnie jako o obiekty badań, choć z przyjemnością korzystaliśmy z takiej współpracy. Mamy dosyć problemów bez angażowania się w sprawy religii. Do czasów odległych o około 3700 lat nie odczuwaliśmy jednak braku materiałów, przy pomocy których mogliśmy ocenić dokładność i poprawność metody. W wyniku badań ustaliliśmy, że metoda wydaje się poprawna w granicach błędu pomiarów, który wtedy, gdyśmy ją zaczęli stosować, tj. w początkach lat pięćdziesiątych, wy-

¹ Stary zabytek kulturowy, składający się z kilkunastu olbrzymich kamiennych słupów ustawionych w krąg. Znajduje się w Anglii, w pobliżu miejscowości Salisbury, na drodze z Londynu do Bristolu. Prawdopodobnie jest to sakralne miejsce pochodzące z późnego neolitu. (*Przyp. tłum.*).

nosił około ± 100 lat. Ostatnio, wyjątkowo dokładne pomiary, wykonane za pomocą bardzo precyzyjnych przyrządów, wykazały istnienie systematycznych odstępstw wskazujących na to, że szybkość z jaką się wytwarzał radiowęgiel nie była zawsze stała. Chcąc porównywać zawartość radiowęgla w mułach egipskich z zawartością w ciele współczesnego człowieka musieliśmy zrobić na początku milcząco pewne założenie: że mianowicie człowiek w starożytnym Egipcie żył w podobnych warunkach jak człowiek współczesny. To znaczy, że zarówno skład i natężenie promieniowania kosmicznego, jak i szybkość wytwarzania radiowęgla oraz ilość wody oceanicznej (a właściwie ilość rozpuszczonego w niej węgla) była zawsze ta sama. Istnieją wystarczające dowody na to, że poziom i skład wód w oceanach nie zmienił się wcale w ciągu ostatnich 5000 lat. W historii geologii jest to bardzo krótki okres czasu.

Zmiany promieniowania kosmicznego

Jeżeli chodzi jednak o zagadnienia związane z promieniowaniem kosmicznym, to sprawa jest jeszcze ciągle otwarta. Na ogół mało wiemy o pochodzeniu promieniowania kosmicznego. Mamy przekonywujące dowody na to, że przychodzi ono spoza układu słonecznego. Istnieją jednak jeszcze inne zagadnienia. Promienie kosmiczne są uginane przez materię, a zwłaszcza przez pola magnetyczne. Słońce wysyła stale strumienie zjonizowanej materii, a powstałe stąd pola magnetyczne wywołują zmianę biegu promieni kosmicznych. Mój znakomity kolega dr Hans Suess z Uniwersytetu w S. Diego w Kalifornii udostępnił mi rękopis swej pracy pt. *Zmiany w wytwarzaniu radiowęgla przez promieniowanie kosmiczne w zależności od klimatu*. W skrócie wywody jego przedstawiają się następująco. Jeżeli w ciągu stulecia mamy pogodę ciepłą, tzn. że słońce jest specjalnie aktywne w wysyłaniu dużej ilości plazmy, produkcja radiowęgla jest wtedy specjalnie niska. Wskutek tego oceniamy wiek metodą radiowęgla w tym stuleciu za wysoko. I na odwrót, gdy się zdarzy jedno lub dwa stulecia zimne, słońce jest nieaktywne, promieniowanie kosmiczne łatwiej dochodzi do ziemi i wiek oceniamy za nisko. Wynikający stąd błąd wynosi około ± 50 lat, tak że prawie zawiera się w granicach naszego błędu doświadczalnego. Dr Suess dokonał bardzo dużej ilości pomiarów używając metody słoików drzewnych, tak że mógł ustalić daty z dużą dokładnością. Sądzę, że metoda ta jest dosyć pewna. W ostatnich paru latach pracowaliśmy na terenie Anglii nad oznaczaniem wieku szeregu wiejskich dworców; daty powstania wielu z tych budynków są doskonale znane. Stwierdziliśmy, że zgodność naszych wyników poprawiła się, gdy uwzględniliśmy drobne poprawki dr Suessa. Odchylenia są wprawdzie bardzo małe, ale mierzalne. Ogólnie biorąc osiągnęliśmy zadowalającą zgodność.

Ciekawe są konsekwencje wynikające z tej zgodności, a mianowicie, że natężenie promieniowania kosmicznego, ilość wysyłanej przez słońce plazmy i pole magnetyczne ziemskie było zasadniczo w badanym okresie stałe, również

głębokość oceanów nie zmieniła się znacznie. Wynik ten nie jest bynajmniej zaskakujący.

Gdy doszliśmy jednak do granicy historii pisanej, nie wykorzystaliśmy nawet połowy możliwości tkwiących w metodzie radiowęglą. Rozpad promieniotwórczy odbywa się w ten sposób, że w ciągu okresu połowicznego zaniku tracimy połowę początkowej ilości radiowęglą. Przy końcu więc dwóch okresów połowicznego zaniku tj. w ciągu 11400 lat zostaje jeszcze 25% początkowej ilości. W ciągu zaś 10 okresów połowicznego zaniku, tzn. w ciągu 57000 lat następuje spadek do 1/10% początkowej ilości. Nawet za pomocą najczulszych stosowanych obecnie metod pomiarowych nie można tego zmierzyć. A więc metody radiowęglą nie można użyć do datowania przedmiotów starszych od około 50000 lat, a w praktyce ustalenie wieku przedmiotów sprzed 40000 lat staje się już trochę niepewne. Pomiedzy jednak najstarszymi czasami historycznymi, tj. sprzed 4800 lat, a czasem sprzed 40000 lat istnieje duży przedział i nie jesteśmy całkowicie pozbawieni przedmiotów do badań z tego okresu. Ponieważ sama metoda jest głównym celem naszych badań, staraliśmy się o uzyskanie przedmiotów służących do jej kontroli. Niestety przekonaliśmy się, że historia jest tak krótka.

Informacje uzyskane za pośrednictwem lodowców

W ciągu czasu życia radiowęglą panowały 3 epoki lodowe. Okazuje się, że obejmowały one całą kulę ziemską a przynajmniej na pewno całą półkulę, tak że gdy stwierdzimy postępowanie zlodowacenia w pewnym okresie czasu w Ameryce Północnej, to powinniśmy znaleźć dowody zachodzenia tego zjawiska w tym samym czasie także w Europie. Był to zatem jeden z podstawowych naszych sprawdzianów w epoce przedhistorycznej. Materiał do badań wzięliśmy z lasów w stanie Wisconsin, które przesunęły się pod wpływem ustępującego w kierunku południowym lodowca. Pomiarów robiliśmy na pniach drzew, glebie, w której rosły i wszystkich zielonych częściach lasu, który zachował się dzięki temu, że pokryła go warstwa mułu grubości około 20 stóp. Dla wszystkich badanych części uzyskaliśmy ten sam wynik, 11400 lat, z dokładnością do dwustu względnie trzystu lat. Uzyskaliśmy przy tej sposobności szereg cennych informacji. Jedną z nich to ta, że nawet najcieńszych, odpowiednio oczyszczonych korzonków można użyć do datowania, bo pochodzą z tego samego czasu co kawałki drewna z większych drzew. W glebie znaleziono też ślady humusu, który można użyć do pomiarów.

Przenieśliśmy następnie nasze badania do Europy. W Anglii, północnych Niemczech i północnej Francji uzyskaliśmy te same wyniki. To samo stwierdziliśmy też na południowej półkuli. Informacje te choć skąpe, zdają się mieć decydujące znaczenie.

Inną epoką w historii ludzkości to przybycie człowieka do Północnej, Środkowej i Południowej Ameryki. Z przyczyn nie całkiem wyjaśnionych, człowiek

przybył tam po stopnieniu ostatniej skorupy lodowej. Przybył 10400 lat temu i to równocześnie do wszystkich trzech kontynentów. Stoi to w jaskrawej sprzeczności do sytuacji w Europie. Najstarszy Anglik liczy też 10400 lat, bo został wygnany przez lodowiec, który zatarł wszystkie ślady człowieka żyjącego wcześniej. Ten ostatni fakt był przyczyną, dlaczego sprawa Piltown² stale nas niepokoiła, bo według pierwotnego przypuszczenia wiek człowieka z Piltown wynosił znacznie więcej niż 10400 lat. Odetchnęliśmy więc z ulgą, gdy stwierdzono, że było to oszustwo. Trochę przyczyniliśmy się do wykrycia tego oszustwa. A zatem najstarszy Anglik, tak samo jak najstarszy Amerykanin, liczy 10400 lat. W tym czasie skorupa lodowa ustąpiła z Anglii i odsłoniła kanał.

Te argumenty pozwalają zrozumieć dlaczego tyle wynosi wiek najstarszego Anglika. Trudno jednak zrozumieć dlaczego w Ameryce nie ma śladów człowieka starszego, przecież nie wszystkie kontynenty amerykańskie były pokryte lodowcem. W Europie ludzie przesunęli się do basenu Morza Śródziemnego, mamy obfite dowody pobytu człowieka wokół tego basenu z czasów starszych od wieku radiowęgla. Rozpoczęto właśnie nowe prace wykopaliskowe w Izraelu, w pobliżu Morza Galilejskiego, które, jak się przypuszcza, liczy dwa miliony lat. To również przekracza możliwości naszej metody, ale jesteśmy o tyle tym zainteresowani, że będziemy mogli pomóc w datowaniu późniejszych okresów. Po ustaleniu wieku około tuzina najwcześniejszych osad ludzkich w Ameryce Północnej, Centralnej i Południowej na 10400 lat, zaczęliśmy wierzyć, że wbrew pozorom jest to prawda. Według mojego przekonania — z jednym możliwym wyjątkiem — wszystkie najstarsze osady ludzkie na wszystkich trzech kontynentach amerykańskich liczą po 10000 lat z odchyleniem w granicach błędu pomiaru. Powyższe wyniki są sprawdzeniem naszej metody, a zarazem dorzucają nowe fakty do historii ludzkości.

Otrzymane wyniki możemy wyjaśnić w ten sposób. Z nieznanых powodów człowiek pojawił się w Ameryce dopiero wtedy, gdy na skutek obniżenia się poziomu mórz, wynikającego z rozwoju zlodowacenia w ostatniej epoce lodowej, odsłoniła się cieśnina Behringa. Masy lodu spowodowały wtedy obniżenie się poziomu morza na całym świecie o 150 stóp. Gdyby obniżyć poziom oceanów o 150 stóp, to osuszy się przestrzeń między Syberią a Alaską i od zachodniego wybrzeża Alaski aż do stanu Washington, sięgając daleko w głąb Oceanu. Na samej Alasce nie zdołaliśmy nigdy odkryć śladów człowieka sprzed 10400 lat. To się też jak widać zgadza. Człowiek nie mógł przejść przez Alaskę, bo była pokryta lodem. Wędrował więc przez cieśninę Behringa, po czym doszedł do wybrzeża, które teraz jest zanurzone pod wodą, a ślady jego leżą na głębokości 150 stóp. Skierował się następnie w głąb lądu mniej więcej do stanu Washington,

² W miejscowości Piltown, w hrabstwie Sussex (W. Brytania) odkryto w roku 1912 resztki szkieletu, który oceniono jako szczątki szkieletu pierwotnego człowieka, bezpośredniego przodka *homo sapiens*. Ostatnie badania wykazały, że mamy do czynienia z mistyfikacją. Fragmenty czaszki mają najwyżej kilka tysięcy lat, a szczęka okazała się szczęką orangutana, w której zęby sztucznie spilowano. (*Przyp. tłum.*)

potem skierował się na południe i ślady jego znajdujemy na południowym cyplu Ameryki Południowej. Nasze najświeższe oznaczenia jego wieku zostały wykonane na najwyższym poziomie Andów Peruwiańskich i dały 10400 lat.

Przedhistoryczny magazyn obuwia

Inne sposoby sprawdzenia metody obejmują pomiary na przedmiotach z różnych kultur, których wieku archeolodzy nie są wprawdzie w stanie dokładnie określić, ale w których można odszukać pewne charakterystyczne cechy danego okresu. Mógłbym przytoczyć parę przykładów. Nasz człowiek sprzed 10400 lat nie był pod pewnymi względami taki pierwotny. Miał 6 stóp wzrostu i nosił odzienie o wymiarach odpowiadających naszym. Jak już wspominałem, zaludnił on wszystkie trzy kontynenty amerykańskie w czasie określonym w granicach kilku setek lat. Dokonaliśmy cennego odkrycia we wschodnim Oregonie. Z końcem lat czterdziestych budowano tam drogę. W kraju tym znajduje się duża ilość wulkanów. Archeolog z Uniwersytetu w Oregon, dr Cressman dowiedział się przypadkowo, że przy tej sposobności miano robić głęboki wykop w złożach pumeksu zalegających Mont Newbury. Zwrócił więc uwagę kierownikowi budowy, by bacznie wszystko obserwował. Kierownik zastosował się do tego i pewnego razu dał znać dr Cressmanowi, że coś znalazł. W wydrążeniu pokrytym pumeksem tak jak w Pompei natrafiono na zbiór cudownie pod względem artystycznym tkanych sandałów, których wiek oceniliśmy na ponad 9000 lat. W kraju tym, jak głosi fama, podobne wykopaliska często się napotyka. Udało się nam obecnie zgromadzić nieco takich egzemplarzy i z innych miejsc i oznaczyć ich wiek. W zeszłym roku jeden taki egzemplarz oceniliśmy na 8500 lat. Były to zatem buty, których używał nasz przedhistoryczny człowiek. W schowku odkrytym przez dr Cressmana było trzysta par tych butów, starannie wykończonych. Istny magazyn obuwia! Chcę jeszcze powiedzieć jakie mieliśmy przy tym szczęście. Opisany wypadek zdarzył się zanim jeszcze wynaleziono metodę radiowęgla. Dla zabezpieczenia wykopanych przedmiotów pokryto je warstwą kleju, który umożliwia stosowanie metody węgla. Ponieważ jednak zapas kleju przygotowanego do tego zabiegu nie był wystarczający, sześć par pozostało niezabezpieczonych. Tych użyliśmy do naszych pomiarów.

Sprawa poprawności metody

Te same wyniki otrzymujemy wszędzie. Kilka lat temu bardzo dużo śladów tego człowieka znaleziono na wyspie Santa Rosa. Rzecz zdumiewająca, że człowiek o takich zdolnościach nie zostawił śladów pisma. A przecież wiek

jaskiń w Lascaux³, w których odkryto wspaniałe malowidła, określono na 15000 lat. Zatem już na 5000 lat przedtem zanim przyszedł nasz człowiek sprzed 10400 lat stworzono wspaniałe dzieła. Trudno sobie wyobrazić, by nasz człowiek nie był dość inteligentny. Według mnie nie ulega wątpliwości, że ludy te stały na tym samym stopniu rozwoju inteligencji co my. Być może, że znali już pismo, ale nie jest wykluczone, że nie natrafiliśmy jeszcze na jego ślady. W każdym razie pozostawili po sobie zdumiewające dzieła. Jest rzeczą znaną, że istnieje wiele pięknych, starych pomników z przedhistorycznej ery paleolitu o nieznanym wieku i pochodzeniu, nawet w Egipcie. Pracowaliśmy w Egipcie nad zabytkami z epoki przeddynastycznej wspólnie z Panią dr Caton Thompson i w badaniach tych doszliśmy w sposób prawie ciągły aż do 6500 lat wstecz. Otrzymaliśmy od niej próbki zboża, które znalazła w starożytnych spichlerzach otaczających dolinę Nilu. Oznaczyliśmy jego wiek. Blisko 1500 lat przed pierwszą dynastią rolnicy napelnili te spichrze zbożem, które się zachowało aż do czasu przybycia ekspedycji, tj. około 50 lat temu. Zboże przechowywano w ten sposób, że na wierzchołku kopców drążono otwory, wyścielano je słomą, wkładano ziarno i wszystko potem przykrywano.

W Anglii istnieje nieprzerwany ciąg śladów obecności ludzi aż do człowieka sprzed 10400 lat. Niektóre z nich są naprawdę godne uwagi, np. miejscowość Star Carr, odkryta przez prof. Grahama Clerka z Cambridge. Dzieło godne uwagi, liczące blisko 8000 lat. Znamy całe mnóstwo takich obszarów, np. na kontynencie amerykańskim, gdzie nie ma dokumentów pisanych nawet z okresów historycznych. Są wyjątki, np. na obszarach zamieszkałych niegdyś przez Majów. Ale daje to tylko fragmentaryczne wiadomości, a niemal jedynym źródłem informacji dla większości terenów amerykańskich pozostaje metoda radiowęgla. Informacje uzyskane tą metodą znajdują potwierdzenie w wynikach badań socjologicznych nad wyrobami garncarskimi itp. W taki sposób odtwarzamy historię ładu amerykańskiego. Według mnie metodę radiowęgla można stosować w różnych częściach świata tak w okresie historycznym ostatnich 4000 lat, jak i okresach przedhistorycznych. To jest zasadniczo wszystko co dotyczy bezwzględnego datowania.

Sprawa bezwzględnego oznaczania wieku jest trudna. Nie ulega jednak wątpliwości, że metoda radiowęgla jest poprawna. Osobiście uważam, że jej dokładność dla ostatnich 3700 lat wynosi przypuszczalnie 1 do 2%. Natomiast mam nadzieję, że dla okresów przedhistorycznych uda się znaleźć jakieś pomocnicze metody, rozstrzygające czy zmiany pola magnetycznego słońca odgrywają tu zasadniczą rolę. Dosyć już mamy dowodów na to, że daty z okresu pierwszej dynastii mniej więcej się zgadzają. To że dla tego okresu oznaczone przez nas daty różnią się nieco od dat historycznych, przemawia za przypuszczeniem dr Suessa. Według tej hipotezy — sam dr Suess zresztą twierdzi, że to tylko hipoteza — „jeżeli naprawdę był kiedyś okres zimny, tzn. epoka

³ W roku 1940, w Lascaux, w środkowej Francji odkryto zespół grot pokrytych wspaniałe zachowanymi malowidłami i płaskorzeźbami, dziełami sztuki przedhistorycznej. Przedstawiają one sceny z życia zwierząt i ludzi. (*Przyp. tłum.*)

lodowa, daty z tego okresu otrzymane metodą radiowęgla muszą się różnić, a poprawka może wynosić 2000 na 11000 lat“. To jest chyba największe niepowodzenie jakie nam się zdarzyło od chwili wprowadzenia w użycie metody radiowęgla. Dla ostatnich 4000 lat jej dokładność wynosi prawdopodobnie paręset lat, a dla ostatnich 2000 lat, po przeprowadzeniu odpowiedniej kalibracji, pomiary mogą być prawdopodobnie tak dokładne, jak dokładnie możemy mierzyć.

Jeżeli chodzi o same pomiary, istnieje więcej zagadnień nie tylko błąd zliczeń impulsów. Istnieją problemy takie jak np. problem słojuw drzewnych. Jeżeli weźmiemy kawałek drewna, to składa się on z szeregu słojuw, z których każdy zawiera własny radiowęgiel, pochodzący z innego roku. Musimy więc dokładnie wiedzieć, ile mamy w próbie słojuw i czy pochodzi ona z wnętrza czy z zewnętrznych części pnia. Stwierdziliśmy jednak w starych domach angielskich, że drewno użyte na budulec często było użyte po raz drugi. Stwierdziliśmy też, że drewno użyte na budowę środkowej części piramidy w Teotihuacan⁴ miało już kilkaset lat w chwili, gdy piramidę budowano. Należy się liczyć z tego rodzaju faktami. Z tego powodu przebadaliśmy na nowo eksponaty w British Muzeum z okresu 12 pierwszych dynastii. Okazuje się, że wszystkie grobowce dawnego Egiptu zostały obrabowane i dlatego jedną z największych trudności jest sprawa stwierdzenia autentyczności znajdujących się tam przedmiotów. Ostatnio rozwinęliśmy technikę usuwania białka z kości i określania jego wieku. Mamy zamiar użyć tej metody do określenia wieku mumii. Jest bowiem chyba mało prawdopodobne, by jakiś rabuś grobów je ukradł i wymienił na inne.

Tłumaczył Tadeusz Piech

Isotope Chronology and Recorded History

Translated from *Bulletin of International Atomic Energy Agency*, 8, N2, 28 (1966).

⁴ Odkryte niedawno, w stanie San Juan, w Meksyku ruiny stolicy dawnego państwa Tolteków, opuszczone około 1000 roku. Wśród ruin znajduje się szereg olbrzymich piramid, zbudowanych ku czci boga-słońca. (*Przyp. tłum.*)

Józef Bara

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Prawdopodobieństwo bezdrutowej emisji i absorpcji jądrowej promieniowania gamma

1. Dynamiczne własności sieci krystalicznej w przybliżeniu harmonicznym

W kryształach, w dowolnej temperaturze, atomy zawsze wykonują drgania wokół swoich położenia równowagi. W celu opisanego tych drgań rozważmy sieć krystaliczną, zbudowaną z nieskończenie wielkiej liczby identycznych, regularnie powtarzalnych elementów strukturalnych zwanych komórkami elementarnymi. Niech każda komórka elementarna stanowi prostopadłościan zbudowany na trzech niewspółpłaszczyznowych wektorach $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ i niech zawiera r atomów. Oznaczmy przez $U_a^{(l)}(s)$ składową $a = x, y, z$ wychylenia z położenia równowagi s -tego atomu znajdującego się w l -tej komórce elementarnej. Wskaźnik s numeruje atomy w komórce elementarnej i przyjmuje wartości $0, 1, 2, \dots, r-1$. Całkowitą energię kinetyczną sieci krystalicznej można przedstawić w postaci wyrażenia

$$T = \frac{1}{2} \sum_{l,s,a} m_s \dot{U}_a^{(l)}(s)^2, \quad (1.1)$$

gdzie m_s jest masą atomu (s) . Załóżmy, że całkowita energia potencjalna V kryształu jest pewną funkcją chwilowych położenia $U_a^{(l)}(s)$ wszystkich atomów i rozłóżmy tę funkcję w szereg Taylora względem $U_a^{(l)}(s)$. Otrzymamy wówczas

$$V = V_0 + \sum_{l,s,a} V_a^{(l)}(s) U_a^{(l)}(s) + \frac{1}{2} \sum_{\substack{l,s,a \\ l',s',b}} V_{ab}^{(ll')}(ss') U_a^{(l)}(s) U_b^{(l')}(s') + \dots \quad (1.2)$$

Współczynniki rozwinięcia

$$V_a^{(l)}(s) = \left. \frac{\partial V}{\partial U_a^{(l)}(s)} \right|_0 \quad \text{i} \quad V_{ab}^{(ll')}(ss') = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial U_a^{(l)}(s) \partial U_b^{(l')}(s')} \right|_0 \quad (1.3)$$

są obliczone dla położenia równowagi atomów. Współczynnik $V_a \binom{l}{s}$ jest równy zero, gdyż $-V_a \binom{l}{s}$ przedstawia siłę działającą w kierunku osi a na atom $\binom{l}{s}$ znajdujący się w położeniu równowagi, a siły działające na dowolny układ znajdujący się w położeniu równowagi są równe zero. Współczynniki $V_{ab} \binom{l l'}{s s'}$ nazywamy stałymi siłowymi. $V_{ab} \binom{l l'}{s s'}$ oznacza siłę działającą w kierunku osi a na atom $\binom{l}{s}$, podczas gdy atom $\binom{l'}{s'}$ wychylony jest ze swojego położenia równowagi w kierunku osi b na odległość jednostkową. Jeśli w rozwinięciu (1.2) pominiemy wszystkie dalsze człony poza kwadratowymi, to energia potencjalna będzie przedstawiona w tzw. przybliżeniu harmonicznym. W przybliżeniu harmonicznym hamiltonian dla całej sieci krystalicznej można przedstawić w postaci

$$H = V_0 + \frac{1}{2} \sum_{l,s,a} m_s \dot{U}_a^2 \binom{l}{s} + \frac{1}{2} \sum_{\substack{l,s,a \\ l',s',b}} V_{ab} \binom{l l'}{s s'} U_a \binom{l}{s} U_b \binom{l'}{s'}. \quad (1.4)$$

Dla sieci krystalicznej zbudowanej z nieskończenie wielkiej liczby komórek elementarnych otrzymamy nieskończony układ liniowych różniczkowych równań ruchu

$$m_s \ddot{U}_a \binom{l}{s} = - \frac{\partial V}{\partial U_a \binom{l}{s}} = - \sum_{l',s',b} V_{ab} \binom{l l'}{s s'} U_b \binom{l'}{s'}. \quad (1.5)$$

Zagadnienie wyznaczenia drgań sieci krystalicznej upraszcza się znacznie, jeśli wziąć pod uwagę periodyczność sieci i szukać rozwiązań $U_a \binom{l}{s}$ w postaci superpozycji fal płaskich. W tym przypadku można wprowadzić współrzędne normalne $Q \binom{k}{j}$ takie, w których energia potencjalna V będzie wyrażona poprzez sumę kwadratów odpowiednich pędów uogólnionych $\dot{Q} \binom{k}{j}$ sprzężonych kanonicznie z $Q \binom{k}{j}$. Współrzędne $Q \binom{k}{j}$ opisują fale rozchodzące się w kierunku wektora falowego \vec{k} , a wskaźnik $j = 1, 2, \dots, 3r$. We współrzędnych normalnych hamiltonian (1.4) przyjmuje postać sumy hamiltonianów dla zespołu niezależnych oscylatorów harmonicznycch:

$$H = \frac{1}{2} \sum_{k,j} \left\{ \dot{Q}^2 \binom{k}{j} + \omega_j^2(k) Q^2 \binom{k}{j} \right\}, \quad (1.6)$$

gdzie dla każdego k mamy $3r$ różnych częstości $\omega_j(k)$. Każda współrzędna normalna $Q \binom{k}{j}$ opisuje jedno z niezależnych drgań kryształu o określonej czę-

stości $\omega_j(k)$. Takie drgania nazywamy drganiami normalnymi. W każdym drganiu normalnym wszystkie atomy kryształu drgają z tą samą częstotliwością i ze stałą różnicą faz. W kryształach istnieje tyle drgań normalnych ile stopni swobody posiada kryształ. Dla kryształu zbudowanego z N komórek elementarnych o r atomach w każdej istnieje $3Nr$ różnych drgań normalnych, które nakładając się na siebie z odpowiednimi wagami statystycznymi opisują mikrodynamiczne własności kryształu.

We współrzędnych normalnych równanie Schrödingera posiada postać

$$\frac{1}{2} \sum_{k,j} \left\{ -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial Q^2 \left(\begin{smallmatrix} k \\ j \end{smallmatrix} \right)} + \omega_j^2(k) Q^2 \left(\begin{smallmatrix} k \\ j \end{smallmatrix} \right) \right\} |F\rangle = E |F\rangle. \quad (1.7)$$

Równanie to można rozdzielić na układ równań opisujących pojedyncze oscylatory,

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial Q^2 \left(\begin{smallmatrix} k \\ j \end{smallmatrix} \right)} + \frac{1}{2} \omega_j^2(k) Q^2 \left(\begin{smallmatrix} k \\ j \end{smallmatrix} \right) \right\} |n_j(k)\rangle = E_{n_j(k)} |n_j(k)\rangle, \quad (1.8)$$

przez przedstawienie funkcji falowej $|F\rangle$ w postaci iloczynu jednocząstkowych funkcji $|n_j(k)\rangle$.

$$|F\rangle = \prod_{k,j} |n_j(k)\rangle, \quad (1.9)$$

gdzie $|n_j(k)\rangle$ i $E_{n_j(k)}$ są odpowiednio funkcją falową i energią własną oscylatora o wskaźniku $\left(\begin{smallmatrix} k \\ j \end{smallmatrix} \right)$ w stanie opisanym liczbą kwantową $n_j(k)$.

$$|n_j(k)\rangle = \left\{ \frac{\alpha}{\pi^{1/2} 2^n n!} \right\}^{1/2} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \alpha^2 Q^2 \right\} H_n(\alpha Q), \quad (1.10)$$

gdzie $\alpha_j^2(k) = \frac{\omega_j(k)}{\hbar}$, a $H_n(\alpha Q)$ jest wielomianem Hermite'a.

$$E_{n_j(k)} = \left\{ n_j(k) + \frac{1}{2} \right\} \hbar \omega_j(k). \quad (1.11)$$

Całkowita energia kryształu $E_{(n)}$ w stanie opisanym przez zbiór $3Nr$ liczb kwantowych $n_j(k)$ wyraża się wzorem

$$E_{(n)} = \sum_{k,j} E_{n_j(k)}. \quad (1.12)$$

Przedmiotem dalszych rozważań nie jest zbiór Nr atomów drgających, lecz układ $3Nr$ liniowych oscylatorów harmoniczných. Układ $3Nr$ oscylatorów może znajdować się w bardzo wielu różnych od siebie stanach kwantowych zwanych mikrostanami. Określony mikrostan podaje kombinacja liczb $n_j(k)$.

Wszystkie możliwe kombinacje liczb $n_j(k)$ dają liczbę wszystkich możliwych mikrostanów układu. Nałożmy na nasz układ warunek, by całkowita jego energia była stała. Warunek ten może być spełniony przez układ na wiele sposobów przez rozmieszczenie oscylatorów w różnych stanach kwantowych $n_j(k)$. Jeżeli nie ma oddziaływania między oscylatorami, to układ znajdujący się w określonym mikroście pozostanie w nim nieskończenie długo. W przypadku wystąpienia oddziaływania układ przechodzi z jednego mikrostanu do drugiego. W dłuższym okresie czasu układ przechodzi różne mikrosciany.

Rozważmy zbiór oddziałujących ze sobą oscylatorów harmonicznycch będących w równowadze termodynamicznej w temperaturze T . Stan dynamiczny pojedynczego oscylatora $\binom{k}{j}$ obserwowanego w czasie znacznie dłuższym od okresu jego drgań własnych nie będzie pojedynczym stanem $n_j(k)$, lecz — zgodnie z prawem Boltzmanna — statystyczną mieszaniną stanów kwantowych $n_j(k)$ opisaną przez operator

$$\rho = \frac{\exp[-\mu E_{n_j(k)}]}{Z_{n_j(k)}}, \quad (1.13)$$

gdzie $\mu = 1/kT$, k jest stałą Boltzmanna, a funkcja rozkładu $Z_{n_j(k)}$ ma postać:

$$Z_{n_j(k)} = \sum_{n_j(k)} \exp[-\mu E_{n_j(k)}] = \frac{\exp\left[-\frac{1}{2} \mu \hbar \omega_j(k)\right]}{1 - \exp[-\mu \hbar \omega_j(k)]}. \quad (1.14)$$

Średnia energia oscylatora po czasie znacznie dłuższym od czasu życia fononów

$$\langle E_{n_j(k)} \rangle = \frac{\partial \ln Z_{n_j(k)}}{\partial \mu} = \frac{1}{2} \hbar \omega_j(k) + \frac{\hbar \omega_j(k)}{\exp[\mu \hbar \omega_j(k)] - 1}. \quad (1.15)$$

Dla układu $3Nr$ oscylatorów mamy

$$Z = \sum_{\{n_j(k)\}} \exp[-\mu E_{\{n_j(k)\}}] = \prod_{k,j} \frac{\exp\left[-\frac{1}{2} \mu \hbar \omega_j(k)\right]}{1 - \exp[-\mu \hbar \omega_j(k)]}, \quad (1.16)$$

a jego całkowita średnia energia

$$\langle E \rangle = \sum_{k,j} \left\{ \frac{\hbar \omega_j(k)}{2} + \frac{\hbar \omega_j(k)}{\exp[\mu \hbar \omega_j(k)] - 1} \right\}. \quad (1.17)$$

Liczba atomów w kryształach jest bardzo duża i częstości własne drgań normalnych gęsto zapełniają pewien ograniczony przedział częstości z uwagi na skończone odległości między atomami i skończone wymiary kryształu. Rozpatruje się wobec tego nie oddzielne częstości, lecz widmo częstości określone tzw. funkcją rozkładu częstości. Jeżeli uwzględnić skończone wymiary kryształu, prostopadłościan o wymiarach $L_1 \times L_2 \times L_3$, i narzucić na drgania

Wszystkie możliwe kombinacje liczb $n_j(k)$ dają liczbę wszystkich możliwych mikrostanów układu. Nałożmy na nasz układ warunek, by całkowita jego energia była stała. Warunek ten może być spełniony przez układ na wiele sposobów przez rozmieszczenie oscylatorów w różnych stanach kwantowych $n_j(k)$. Jeżeli nie ma oddziaływania między oscylatorami, to układ znajdujący się w określonym mikroście pozostanie w nim nieskończenie długo. W przypadku wystąpienia oddziaływania układ przechodzi z jednego mikrostanu do drugiego. W dłuższym okresie czasu układ przechodzi różne mikrosciany.

Rozważmy zbiór oddziałujących ze sobą oscylatorów harmoniczych będących w równowadze termodynamicznej w temperaturze T . Stan dynamiczny pojedynczego oscylatora $\binom{k}{j}$ obserwowanego w czasie znacznie dłuższym od okresu jego drgań własnych nie będzie pojedynczym stanem $n_j(k)$, lecz — zgodnie z prawem Boltzmanna — statystyczną mieszaniną stanów kwantowych $n_j(k)$ opisaną przez operator

$$\rho = \frac{\exp[-\mu E_{n_j(k)}]}{Z_{n_j(k)}}, \quad (1.13)$$

gdzie $\mu = 1/kT$, k jest stałą Boltzmanna, a funkcja rozkładu $Z_{n_j(k)}$ ma postać:

$$Z_{n_j(k)} = \sum_{n_j(k)} \exp[-\mu E_{n_j(k)}] = \frac{\exp\left[-\frac{1}{2} \mu \hbar \omega_j(k)\right]}{1 - \exp[-\mu \hbar \omega_j(k)]}. \quad (1.14)$$

Średnia energia oscylatora po czasie znacznie dłuższym od czasu życia fononów

$$\langle E_{n_j(k)} \rangle = \frac{\partial \ln Z_{n_j(k)}}{\partial \mu} = \frac{1}{2} \hbar \omega_j(k) + \frac{\hbar \omega_j(k)}{\exp[\mu \hbar \omega_j(k)] - 1}. \quad (1.15)$$

Dla układu $3Nr$ oscylatorów mamy

$$Z = \sum_{\{n_j(k)\}} \exp[-\mu E_{\{n_j(k)\}}] = \prod_{k,j} \frac{\exp\left[-\frac{1}{2} \mu \hbar \omega_j(k)\right]}{1 - \exp[-\mu \hbar \omega_j(k)]}, \quad (1.16)$$

a jego całkowita średnia energia

$$\langle E \rangle = \sum_{k,j} \left\{ \frac{\hbar \omega_j(k)}{2} + \frac{\hbar \omega_j(k)}{\exp[\mu \hbar \omega_j(k)] - 1} \right\}. \quad (1.17)$$

Liczba atomów w kryształach jest bardzo duża i częstości własne drgań normalnych gęsto zapełniają pewien ograniczony przedział częstości z uwagi na skończone odległości między atomami i skończone wymiary kryształu. Rozpatruje się wobec tego nie oddzielne częstości, lecz widmo częstości określone tzw. funkcją rozkładu częstości. Jeżeli uwzględnić skończone wymiary kryształu, prostopadłościan o wymiarach $L_1 \times L_2 \times L_3$, i narzucić na drgania

warunki graniczne, by fale znikaly na płaszczyznach prostopadłościanu, to otrzymamy debyeowski rozkład częstości drgań normalnych

$$g(\omega) = \frac{3\omega^2}{\omega_0^3} \quad \text{dla} \quad 0 \leq \omega \leq \omega_0$$

oraz

$$g(\omega) = 0 \quad \text{dla} \quad \omega > \omega_0.$$

(1.18)

Częstość odcięcia ω_0 określona jest warunkiem normalizacji funkcji rozkładu częstości żądającym, by w sieci krystalicznej zbudowanej z Nr atomów było $3Nr$ drgań normalnych.

2. Obliczenie prawdopodobieństwa bezdrzutowej emisji i absorpcji promieniowania gamma

Prawdopodobieństwo bezdrzutowej emisji lub absorpcji promieniowania gamma dla jąder związanych w sieci krystalicznej wyraża się ogólnie kwadratem elementu macierzowego operatora przejścia A , wziętego między stanami początkowymi $|j, \xi\rangle$ i końcowym $|j', \xi'\rangle$ jądra i sieci krystalicznej

$$|M|^2 = |\langle j', \xi' | A | j, \xi \rangle|^2. \quad (2.1)$$

Operator przejścia $A(x_i, p_i, \sigma_i)$ zależy od współrzędnych x_i pędów p_i i spinów σ_i cząstek wchodzących w skład jądra. Operator A możemy wyrazić przez współrzędne środka masy jądra x i zespół współrzędnych wewnętrznych q charakteryzujących stan nukleonów. Otrzymujemy wówczas iloczyn dwóch operatorów $A_1(x)$ i $A_2(q)$. Zależność operatora $A_1(x)$ od współrzędnych środka masy jądra określona jest żądaniem niezmienniczości translacyjnej i galileuszowskiej:

$$A_1(x) = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}), \quad (2.2)$$

gdzie \vec{k} jest wektorem falowym promieniowania gamma. Postać operatora $A_2(q)$, która określona jest typem przejścia (elektryczne, magnetyczne, dipolowe, kwadrupolowe), dla naszych celów nie jest potrzebna. Siły wiązania atomów w kryształach są bardzo małe (1—10 eV) w porównaniu z siłami jądrowymi. Można więc założyć, że siły wiązania atomów wpływają tylko na ruch środka masy jądra i nie odbijają się na jego wewnętrznych stopniach swobody. Zatem element macierzowy operatora przejścia możemy napisać w postaci iloczynu dwóch czynników, jednego określonego przez siatkę, a drugiego przez wewnętrzną strukturę jądra:

$$M = \langle \xi' | \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}) | \xi \rangle \langle j' | A_2 | j \rangle. \quad (2.3)$$

Prawdopodobieństwo przejścia gamma jest proporcjonalne do kwadratu tego elementu macierzowego. W efekcie Mössbauera interesuje nas nie bezwzględne prawdopodobieństwo przejścia gamma określone elementem macie-

rzowym operatora jądrowego, lecz względne prawdopodobieństwo $P(\xi', \xi)$ przekazania siatce określonych porcji energii. Prawdopodobieństwo to określone jest kwadratem elementu macierzowego operatora A_1

$$P(\xi', \xi) = |\langle \xi' | \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}) | \xi \rangle|^2. \quad (2.4)$$

Dla przejść mössbauerowskich stan sieci po emisji będzie taki jak przed emisją i prawdopodobieństwo takiego przejścia bezdrzutowego wyrazi się wzorem:

$$f = P(\xi, \xi) = |\langle \xi | \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}) | \xi \rangle|^2, \quad (2.5)$$

f nazywa się współczynnikiem Debye'a-Wallera. Dla dokładnego obliczenia prawdopodobieństwa emisji lub absorpcji bezdrzutowej potrzebna jest znajomość rozkładu częstości drgań sieci krystalicznej, w której znajdują się jądra mössbauerowskie. W przybliżeniu harmonicznym wyrażenie (2.5) można sprowadzić [1] do postaci

$$f = \exp[-\langle \xi | (\vec{k} \cdot \vec{x})^2 | \xi \rangle] = \exp(-k^2 \langle x^2 \rangle), \quad (2.6)$$

gdzie $\langle x^2 \rangle$ jest wartością średnią kwadratu amplitudy drgań jądra w kierunku emisji kwantu gamma. Średniowanie wykonane jest w czasie życia poziomu jądrowego. Wyrażenie (2.6) łatwo doprowadzić do postaci (2.11), którą można porównać z doświadczeniem. Należy w tym celu obliczyć $\langle x^2 \rangle$. Można to zrobić korzystając ze wzoru (1.15) na wartość średniej energii oscylatora harmonicznego. Całkowita energia kryształu związana z $\binom{k}{j}$ -tym oscylatorem wynosi

$$3Nrm\omega_j^2(k) \langle x_j^2(k) \rangle = \left\{ \frac{1}{2} + \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_j(k)}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} \hbar\omega_j(k), \quad (2.7)$$

gdzie $x_j(k)$ jest amplitudą drgań jądra związaną z $\binom{k}{j}$ -tym oscylatorem. Przez wysumowanie $\langle x_j^2(k) \rangle$ po wszystkich stanach oscylacyjnych łatwo można obliczyć średni kwadrat amplitudy drgań jądra biorącego udział we wszystkich $3Nr$ drganiach oscylacyjnych:

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\hbar}{3Nrm} \sum_{k,j} \left\{ \frac{1}{2} + \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_j(k)}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} \frac{1}{\omega_j(k)}. \quad (2.8)$$

Rozkład częstości drgań $3Nr$ oscylatorów jest bardzo gęsty. Można więc sumowanie zastąpić całkowaniem wprowadzając funkcję rozkładu częstości (1.18). Wówczas otrzymamy

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\hbar}{3Nrm} \int_0^{\omega_0} \left\{ \frac{1}{2} + \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} \frac{g(\omega)}{\omega} d\omega. \quad (2.9)$$

Podstawiając $\omega_0 = \frac{k\theta}{\hbar}$ oraz $z = \frac{\hbar\omega}{kT}$ otrzymujemy

$$\langle x^2 \rangle = \frac{3\hbar^2}{4mk\theta} \left[1 + 4 \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 \int_0^{\theta/T} \frac{z dz}{\exp z - 1} \right], \quad (2.10)$$

gdzie T jest temperaturą w °K, a θ temperaturą Debye'a sieci krystalicznej. Ostatecznie z (2.6) i (2.10) otrzymujemy w harmonicznym przybliżeniu

$$f = \exp \left\{ -\frac{3}{2} \frac{E_\gamma^2}{2mk\theta} \left[1 + \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 \int_0^{\theta/T} \frac{z dz}{\exp z - 1} \right] \right\}. \quad (2.11)$$

Dla atomów mössbauerowskich znajdujących się we własnej sieci krystalicznej wyrażenie (2.11) dobrze opisuje temperaturową zależność f w dość szerokim zakresie temperatur.

W pierwszych eksperymentach mössbauerowskich f wyznaczano doświadczalnie prawie wyłącznie w celu określenia prawdopodobieństwa emisji lub absorpcji bezodrutowej. Wkrótce pomiar f , zwłaszcza dla atomów domieszkowych, stał się narzędziem służącym do badania własności mikrodynamicznych sieci krystalicznych. Pojawiło się kilka prac teoretycznych [2—7, 17, 18] i doświadczalnych [8—16] związanych z tym zagadnieniem. Przyjmując za Vischerem [7], że stałe siłowe $V_{ab} \begin{pmatrix} l & U \\ s & s' \end{pmatrix}$ (1.3) dla $a, b = x, y, z$ są takie same i oznaczając je literą γ można wprowadzić tzw. efektywną temperaturę Debye'a [16]:

$$\theta_{\text{eff}} = \theta \left(\frac{m}{m'} \cdot \frac{\gamma'}{\gamma} \right)^{1/2}, \quad (2.12)$$

która w harmonicznym przybliżeniu powinna określać (2.11) prawdopodobieństwo emisji bezodrutowej dla jąder domieszkowych. m' i m są odpowiednio masami atomów domieszkowych i atomów sieci, a γ' i γ oznaczają stałe siłowe charakteryzujące wiązanie atomów domieszkowych z atomami sieci i atomów sieci między sobą. Przez pomiar f można ze wzoru (2.11) wyznaczyć θ_{eff} , a stąd γ'/γ . Jeśli uwzględnić wpływ na f sił nieharmonicznych, to — jak to pokazali Maradudin i Flinn [17]

$$\ln f = cT[1 + dT + eT^2 + \dots], \quad (2.13)$$

gdzie c, d, e są stałymi współczynnikami.

Dla atomów domieszkowych, które można traktować jako defekty sieci, jak przypuszcza się, widmo drgań składa się z debyeowskiego widma ciągłego odpowiadającego sieci idealnej oraz z dyskretnych częstości, które nie pokrywają się z żadną z częstości normalnych atomów sieci idealnej. Drgania o tych częstościach nie rozprzestrzeniają się w sieci w postaci fal i dlatego nazywają się drganiami zlokalizowanymi. Mogą one dawać dodatkowe przyrosty do prawdopodobieństwa emisji bezodrutowej.

Rozważmy przypadek, gdy atom mössbauerowski znajduje się w potencjale liniowego oscylatora harmonicznego i jest związany z dużym układem atomów tworzących kryształ i znajdujących się w równowadze termicznej. Przypuśćmy,

że czas relaksacji (czas życia fononu) jest długi w porównaniu z okresem drgań oscylatora, ale krótki w porównaniu z czasem życia poziomego wzbudzonego jądra. W tym przypadku oscylator przebywa w określonym stanie wzbudzonym przez czas dostatecznie długi w porównaniu z okresem drgań, lecz w czasie życia jądra przeskakuje wiele razy z jednego stanu oscylacyjnego do drugiego. Określmy zbiór zupełny wektorów własnych $|n'a'\rangle$ dla całego układu. Wektor $|n'a'\rangle$ oznacza, że oscylator jest w stanie wzbudzonym n' , a pozostała część układu w stanie opisanym przez liczby kwantowe a' . Stany stacjonarne układu $|\xi\rangle$ mogą być opisane przez liniową kombinację stanów $|n'a'\rangle$, które w przypadku braku sprzężenia są zdegenerowane

$$|\xi\rangle = \sum_{n'a'} C_{n'a'} |n'a'\rangle. \quad (2.14)$$

Prawdopodobieństwo emisji bezdrzutowej dla układu znajdującego się w stanie $|\xi\rangle$ jest

$$f_{\xi} = |\langle \xi | \exp(-ikx) | \xi \rangle|^2 = \left| \sum_{n''a''} C_{n''a''}^* C_{n'a'} \langle n''a'' | \exp(-ikx) | n'a' \rangle \right|^2. \quad (2.15)$$

Operator $\exp(-ikx)$ działa tylko na stany n' i n'' , a nie działa na inne stopnie swobody i dlatego

$$\langle n''a'' | \exp(-ikx) | n'a' \rangle = \delta_{a''a'} \langle n'' | \exp(-ikx) | n' \rangle. \quad (2.16)$$

Ponadto tylko dla $n' = n''$ stany $|n'a'\rangle$ i $|n''a''\rangle$ posiadają tę samą energię i dlatego

$$C_{n''a''}^* C_{n'a'} = |C_{n'a'}|^2 \delta_{n'n''}. \quad (2.17)$$

Tak więc wszystkie niediagonalne elementy macierzy (2.15) znikają i

$$f_{\xi} = \left| \sum_{n'} W_{\xi}(n') \langle n' | \exp(-ikx) | n' \rangle \right|^2. \quad (2.18)$$

$$W_{\xi}(n') = \sum_{a'} |C_{n'a'}|^2 \quad (2.19)$$

jest prawdopodobieństwem tego, że oscylator jest w stanie n' , gdy cały układ jest w stanie $|\xi\rangle$. Stan $|\xi\rangle$ jest stanem stacjonarnym dla dużego układu atomów, posiadającego wiele stopni swobody. W tym przypadku rozkład prawdopodobieństwa wzbudzenia $W_{\xi}(n')$ dla oscylatora związanego z tym układem określony jest czynnikiem Boltzmanna i wyrażenie (2.18) sprowadza się do postaci

$$f = \exp(-k^2 \langle x^2 \rangle_{\xi}). \quad (2.20)$$

Wyśredniowanie wyrażenia (2.20) po wszystkich możliwych stanach $|\xi\rangle$ układu znajdującego się w równowadze termicznej w temperaturze T nie zmieni wyniku (2.20), ponieważ fluktuacje $\langle x^2 \rangle_{\xi}$ są bardzo małe, rzędu $1/\sqrt{3Nr}$, gdzie $3Nr$ jest całkowitą liczbą stopni swobody układu. Ostatecznie prawdopodobieństwo emisji bezdrzutowej w przypadku krótkiego czasu relaksacji wyraża się takim samym wzorem jak (2.6).

Przejdźmy teraz do przypadku nieskończenie długiego czasu relaksacji, tj. do przypadku, gdy atom domieszkowy jest pojedynczym izolowanym oscylatorem, zupełnie nie związanym z pozostałym układem atomów. Każdy stan $|n'a'\rangle$ oscylatora jest stanem stacjonarnym i zdegenerowanym ze względu na a' . Prawdopodobieństwo tego, że atom pozostanie w tym samym stanie oscylacyjnym $|n\rangle$ po emisji, w jakim był przed emisją podaje czynnik Debye'a-Wallera

$$f = |\langle n | \exp(-ikx) | n \rangle|^2. \quad (2.21)$$

Jeżeli zbiór atomów domieszkowych jest w równowadze termicznej w temperaturze T , wówczas f dla takiego zbioru obliczamy, średniując wyrażenie (2.21) po wszystkich stanach $|n\rangle$ z odpowiednim czynnikiem Boltzmann $W_T(n)$

$$f = \sum_n W_T(n) |\langle n | \exp(-ikx) | n \rangle|^2. \quad (2.22)$$

Jak pokazał Lipkin [18] dla atomów o masie m drgających z częstością ω

$$f = \exp(-k^2 \langle x^2 \rangle_T) J_0 \left(\frac{\hbar k^2}{2m\omega} \operatorname{csch} \frac{\hbar\omega}{2kT} \right). \quad (2.23)$$

Ostatnie wyrażenie różni się od (2.6) czynnikiem określonym funkcją Bessela J_0 , który w temperaturze zera bezwzględnej równy jest jedności i wzrasta ze wzrostem temperatury, zwiększając w ten sposób prawdopodobieństwo emisji bezodrzurowej. Różnica w matematycznym podejściu w tych dwóch przypadkach jest taka, że w wyrażeniu (2.18) średniowanie temperaturowe wykonuje się przed, a w wyrażeniu (2.22) po podniesieniu do kwadratu elementów macierzowych.

Przypuśćmy teraz, że atomy mössbauerowskie nie są całkowicie izolowane, lecz tylko słabo związane z pozostałym zbiorem atomów. W tym przypadku czas relaksacji może być dostatecznie długi i w czasie życia jądra w stanie wzbudzonym atom mössbauerowski może przejść z całym układem ze stanu $|\xi\rangle$ do stanu $|\xi'\rangle$. Jeżeli różnica między energią oscylatora mössbauerowskiego w stanie $|\xi\rangle$ i $|\xi'\rangle$ jest mniejsza od szerokości linii mössbauerowskiej, to emisja promieniowania gamma, dla której $|\xi\rangle$ jest stanem początkowym, a $|\xi'\rangle$ stanem końcowym układu, może być uważana za emisję bezodrzurową. W tym przypadku prawdopodobieństwo emisji bezodrzurowej dla oscylatora znajdującego się w stanie początkowym $|\xi\rangle$ jest

$$f = \sum_{\xi'} |\langle \xi' | \exp(-ikx) | \xi \rangle|^2, \quad (2.24)$$

gdzie sumowanie prowadzi się po prawie zdegenerowanych stanach układu $|\xi'\rangle$. Oddziaływanie atomu domieszkowego z układem znosi degenerację i powoduje rozszczepienie poziomów $|\xi'\rangle$. Jeżeli rozszczepienie to jest małe w porównaniu z szerokością poziomu wzbudzonego jądra Γ , to niediagonalne elementy macierzowe w wyrażeniu (2.24) będą dawały przyczynki do f i wystąpi czynnik z funkcją Bessela. W przypadku tak silnego oddziaływania atomu mössbauerow-

skiego z układem, że rozszczepienie poziomów $|\xi'\rangle$ jest większe od Γ , f określone jest tylko przez elementy diagonalne i czynnik z funkcją Bessela nie występuje.

Tak więc wpływ procesów relaksacyjnych na f uwidacznia się wówczas, gdy czas relaksacji jest długi w porównaniu z czasem życia jądra, czyli gdy rozszczepienie poziomów oscylatora związanego z kryształem jest mniejsze od szerokości poziomu wzbudzonego jądra.

3. Metody wyznaczania prawdopodobieństwa bezodrzutowej emisji i absorpcji promieniowania gamma

Jeżeli źródłem mössbauerowskim jest ^{57}Co wdyfundowany do obcej sieci krystalicznej, to w widmie emisyjnym takiego źródła występuje na ogół sześć linii (14,4 keV, 136 keV, 122 keV, KX żelaza 6,3 keV oraz KX i LX materiału podłoża). Oznaczmy je w podanej kolejności literą $l = 0, 1, \dots, 5$. Natężenia J_l poszczególnych linii ze względu na prawdopodobieństwa przejść i wartości współczynników konwersji pozostają w stosunku $J_0 : J_1 : J_2 : J_3 : J_4 : J_5 = 1 : 10 : 1 : 6 : 1 : 1$.

$$: \sum_{l=0}^3 K_4(l) : \sum_{l=0}^4 K_5(l)$$
, gdzie $K_4(l)$ i $K_5(l)$ są współczynnikami wydajności na wzbudzenie w materiale podłoża linii 4 i 5 przez linie o wyższej energii. Dla każdej linii istnieje określone prawdopodobieństwo f_l emisji bezodrzutowej. Ograniczmy się do źródła cienkiego, w którym samoabsorpcję można pominąć. Liczbę N_l kwantów o energii E_l wyemitowanych przez źródło w kierunku detektora można rozdzielić na dwa składniki $N_l = f_l N_l + (1 - f_l) N_l$. Pierwszy składnik sumy określa liczbę kwantów wyemitowanych bez odrzutu, a drugi z odrzutem. Rozkłady energetyczne kwantów wyemitowanych bez odrzutu i z odrzutem oznaczmy odpowiednio przez $U_l'(E)$ i $W_l'(E)$ oraz znormalizujemy, tak by

$$\int_0^{\infty} U_l'(E) dE = 1 \quad \text{i} \quad \int_0^{\infty} W_l'(E) dE = 1. \quad (3.1)$$

$U_l'(E)$ posiada kształt lorentzowski (3.2), a $W_l'(E)$ gausowski.

$$U_l'(E) = \frac{2}{\pi \Gamma_l} \frac{(\Gamma_l/2)^2}{(E - E_l)^2 + (\Gamma_l/2)^2}, \quad (3.2)$$

gdzie E_l oznacza energię poziomu wzbudzonego, a Γ_l jego szerokość połówkową.

W przypadku, gdy źródło porusza się z prędkością v , następuje dopplerowskie przesunięcie energii kwantów gamma o wartość $W = (v/c)E_l$ i wówczas w wyrażeniach na rozkłady energetyczne należy podstawić $W + E$ zamiast E . Jeżeli na drodze kwantów wyemitowanych przez źródło w kierunku detektora ustawimy absorbent o grubości X zawierający atomy żelaza, to wskutek ab-

sorpcji atomowej i jądrowej wiązka promieniowania gamma zostanie osłabiona. Całkowita transmisja promieniowania przez absorbent wyrazi się wzorem

$$m(W, X) = \int_0^{\infty} \sum_{i=0}^5 \{(1-f_i) N_i W_i(E+W) + f_i N_i U_i(E + W)\} \exp[-\mu'_i(E) X] dE, \quad (3.3)$$

gdzie $\mu'_i(E)$ są współczynnikami absorpcji całkowitej. Każda linia może ulegać absorpcji atomowej. Mierzalna metodą transmisyjną absorpcja jądrowa może zachodzić tylko dla linii 14,4 keV. Współczynniki absorpcji atomowej w zakresach energii odpowiadających szerokościom poszczególnych linii są praktycznie stałe i oznaczają je będziemy literą μ_i . Współczynnik absorpcji jądrowej dla linii 14,4 keV wynosi

$$\mu(E) = npf'\sigma(E), \quad (3.4)$$

gdzie n jest liczbą atomów w cm^3 , p — procentową zawartością izotopu ^{57}Fe , f' — prawdopodobieństwem absorpcji bezodrutowej, a $\sigma(E)$ — przekrojem czynnym na tę absorpcję (3.5).

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{(\Gamma_0/2)^2}{(E-E_0)^2 + (\Gamma_0/2)^2}, \quad (3.5)$$

gdzie σ_0 jest przekrojem czynnym dla ścisłego rezonansu. Korzystając z warunków normalizacji (3.1) wyrażenie (3.3) można przedstawić w postaci

$$m(W, X) = f_0 N_0 \int_0^{\infty} U_0(E+W) \exp[-\mu(E) X] dE + (1-f_0) N_0 \exp[-\mu_0 X] + \sum_{i=1}^5 N_i \exp[-\mu_i X]. \quad (3.6)$$

Niech D_i będzie wydajnością detektora dla kwantów o energii E_i , a $g_i(E')$ funkcją rozkładu impulsów elektrycznych wychodzących z detektora i odpowiadających E_i . Wydajności detektora są stałe w zakresach energii odpowiadających szerokościom linii, a $\int_0^{\infty} g_i(E') dE' = 1$. Widmo impulsów elektrycznych wychodzących z detektora można zapisać w postaci

$$m'(W, X, E') = \left\{ f_0 N_0 \int_0^{\infty} U_0(E+W) \exp[-\mu(E) X] dE + (1-f_0) N_0 \exp(-\mu_0 X) \right\} D_0 g_0(E') + \sum_{i=1}^5 N_i \exp[-\mu_i X] D_i g_i(E'). \quad (3.7)$$

Badając absorpcję jądrową dla linii 14,4 keV staramy się wydzielić, za pomocą jednokanałowego analizatora, z całego widma impulsów elektrycznych tylko te, które odpowiadają badanej linii. Matematycznie można to zapisać w postaci

$$M(W, X) = \int_{E_1}^{E_2} m'(W, X, E') dE', \quad (3.8)$$

gdzie $E_2 - E_1$ jest szerokością okna analizatora jednokanałowego. Jeżeli zdolność rozdzielcza i wydajność układu detekcyjnego nie są dostatecznie dobre, to całka powyższa będzie różna od transmisji linii 14,4 keV opisanej przez wyrażenie

$$T(W, X) = \int_{E_1}^{E_2} dE' \left\{ f_0 N_0 \int_0^\infty U_0(E+W) \exp[-\mu(E)X] dE + \right. \\ \left. + (1-f_0) N_0 \exp[-\mu_0 X] \right\} D_0 g_0(E'), \quad (3.9)$$

ponieważ poszczególne linie na siebie nachodzą, dając tło. Przypuśćmy, że przez zastosowanie odpowiednio dobrego detektora lub stosowanych metod korekcyjnych możemy wydzielić tło z $M(W, X)$. Wówczas z pomiaru otrzymamy

$$T(W, X) = D_0 G_0 f_0 N_0 \int_0^\infty U_0(E+W) \exp[-\mu(E)X] dE + \\ + D_0 G_0 (1-f_0) N_0 \exp[-\mu_0 X], \quad (3.10)$$

gdzie $G_0 = \int_{E_1}^{E_2} g_0(E') dE'$ określa, jaką część impulsów odpowiadających linii 14,4 keV wybraliśmy oknem analizatora jednokanałowego. Dla $W = \infty$ transmisja $T(\infty, X) = N_0 D_0 G_0 \exp[-\mu_0 X]$. Obliczając wyrażenie

$$\varepsilon(W, X) = \frac{T(\infty, X) - T(W, X)}{T(\infty, X)} \quad (3.11)$$

eliminujemy absorpcję atomową i parametry układu detekcyjnego. W ten sposób wyznaczoną doświadczalnie absorpcję jądrową można porównać z obliczoną teoretycznie

$$\varepsilon(W, X) = f_0 \left\{ 1 - \int_0^\infty U_0(E+W) \exp[-\mu(E)X] dE \right\}. \quad (3.12)$$

3.1. Metoda wyznaczania f z zależności absorpcji od grubości absorbenta

Korzystając ze wzorów (3.2) i (3.5) oraz stosując podstawienie

$$2(E - E_0)/\Gamma = z, \quad 2W/\Gamma = z', \quad \sigma_0 n' p X = t \quad (3.13)$$

wyrażenie (3.12) można doprowadzić do postaci

$$\varepsilon(z', t) = f_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-t/(z^2+1)]}{(z+z')^2+1} dz \right\}. \quad (3.14)$$

Przechodząc teraz od zmiennych liniowych do kątowych ($z = \operatorname{tg}(\Psi/2)$) otrzymujemy

$$\varepsilon(z', t) = f_0 \left\{ 1 - \frac{\exp(-t/2)}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\exp\left[-\frac{t}{2} \cos \Psi\right] d\Psi}{2 + 2z' \sin \Psi + z'^2(1 + \cos \Psi)} \right\}. \quad (3.15)$$

Przez rozwinięcie funkcji $[2 + 2z'\sin\Psi + z'^2(1 + \cos\Psi)]^{-1}$ w szereg Fouriera i zastosowanie zmiany zmiennych $\Psi = \frac{\pi}{2} - \Phi$ otrzymujemy [19]

$$\varepsilon(z', t) = f_0 \left\{ 1 - \exp(-t/2) \left[J_0(it/2) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \exp(-nb) \cos(nc) J_n(it/2) \right] \right\}, \quad (3.16)$$

gdzie J_0 i J_n są funkcjami Bessela, $z' = 2 \operatorname{ctg} c$ dla $0 < c < \pi/2$ oraz $\exp(-b) = z'/(z'^2 + 4)^{1/2}$ dla $b > 0$. Wyrażenie (3.16) może służyć do wyznaczenia metodą numeryczną kształtu linii absorpcyjnej oraz jej szerokości połówkowej dla absorbenta o dowolnej grubości. Według W. Visschera [19]

$$\frac{\Gamma_a}{\Gamma} = \begin{cases} 2,00 + 0,27t & \text{dla } 0 < t < 5 \\ 2,02 + 0,29t & \text{dla } 4 < t < 10, \end{cases} \quad (3.17)$$

gdzie Γ i Γ_a oznaczają odpowiednio szerokość połówkową poziomego wzbudzonego jądra i krzywej absorpcyjnej. Podstawiając do (3.16) $z' = 0$ otrzymamy wyrażenie na zależność absorpcji jądrowej od grubości absorbenta

$$\varepsilon(0 + X) = f_0 [1 - J_0(iaX) \exp(-aX)], \quad (3.18)$$

gdzie

$$a = \sigma_0 n f' p / 2. \quad (3.18')$$

Przez dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów krzywej teoretycznej (3.18) do punktów eksperymentalnych możemy wyznaczyć zarówno f_0 , jak i f' . Mierzac absorpcję całkowitą określoną przez wyrażenie

$$\begin{aligned} B(0, X) &= T(\infty, X) - T(0, X) = \\ &= N_0 D_0 f_0 \exp[-\mu_0 X] \{1 - J_0(iaX) \exp[-aX]\} \end{aligned} \quad (3.19)$$

można ponadto tą samą metodą wyznaczyć współczynnik absorpcji atomowej μ_0 z krzywej (3.19).

3.2. Metoda powierzchniowa

Korzystając z wyrażenia (3.12) oraz warunków normalizacji (3.1) łatwo obliczyć powierzchnię A pod krzywą absorcyjną

$$\begin{aligned} A &= \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(W, X) dW = f_0 \int_{-\infty}^{\infty} dW \int_0^{\infty} U_0(E+W) \{1 - \exp[-\mu(E)]\} dE \\ &= f_0 \int_0^{\infty} dE \{1 - \exp[-\mu(E)X]\} \int_{-\infty}^{\infty} dW U_0(E+W) \\ &= f_0 \int_0^{\infty} dE \{1 - \exp[-\mu(E)X]\}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Wartość ostatniej całki zależy tylko od parametrów charakteryzujących absorbent. Porównując pola powierzchni pod krzywymi absorpcji rezonansowej otrzymanymi dla dwóch źródeł i tego samego absorbenta, możemy wyznaczyć stosunek prawdopodobieństw emisji bezdrzutowej dla tych źródeł:

$$\frac{A'}{A''} = \frac{f'_0}{f''_0}. \quad (3.21)$$

Znając A'' oraz f''_0 dla źródła wzorcowego, np. ^{57}Co w platynie, oraz mierząc A' można z wyrażenia (3.21) wyznaczyć f'_0 .

Powierzchnia pod krzywą absorpcyjną nie zależy od kształtu i szerokości połówkowej linii emisyjnej oraz od aparaturowego rozmycia prędkości, jeżeli to rozmycie nie jest funkcją prędkości. Niech $p(H)dH$ kwantów gamma posiada przesunięcie energetyczne H , spowodowane rozmyciem przesunięcia izomerycznego lub aparaturowym rozmyciem prędkości. Przypuśćmy, że funkcja rozkładu $p(H)$ nie zależy od prędkości i jest tak znormalizowana, że

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(H) dH = 1. \quad (3.22)$$

Powierzchnia pod krzywą absorpcyjną wyrazi się wówczas wzorem

$$\begin{aligned} A &= \int_{-\infty}^{\infty} dW \int_{-\infty}^{\infty} dH \varepsilon(W+H, X) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dW \int_{-\infty}^{\infty} dH f_0 \int_0^{\infty} dE p(H) U_0(E+W+H) \{1 - \exp[-\mu(E)X]\} \\ &= f_0 \int_0^{\infty} dE \{1 - \exp[-\mu(E)X]\} \int_{-\infty}^{\infty} dW U_0(E+W+H) \int_{-\infty}^{\infty} dH p(H). \end{aligned} \quad (3.23)$$

Korzystając z warunków normalizacji (3.1) i (3.22) otrzymujemy

$$A = f_0 \int_0^{\infty} dE \{1 - \exp[-\mu(E)X]\}, \quad (3.24)$$

co zgodne jest z (3.20). Po wyeliminowaniu lub poprawnym oszacowaniu tła pod linią absorpcyjną błąd wyznaczenia powierzchni A zależy od liczby punktów wyznaczających krzywą i liczby zliczeń dla poszczególnych punktów pomiarowych.

3.3. Metoda absorbenta doskonale czarnego

Wielkość absorpcji jądrowej mierzonej przy określonej prędkości zależy od stopnia pokrycia się linii emisyjnej z absorpcyjną (3.12). Jeśli zastosować dostatecznie gruby absorbent o tak szerokiej linii, by linia emisyjna mieściła się w niej kilkadziesiąt razy, wówczas dla prędkości rezonansowej można uzyskać prawie całkowitą absorpcję kwantów wyemitowanych bezdrzutowo.

Taki absorbent nazwano doskonale czarnym. Można go przygotować, tworząc mieszaninę o odpowiednim stosunku z fluorku żelazowo-amonowego i fluorku żelazowo-litowego. Pierwszy związek posiada dwie szerokie linie absorpcyjne, a drugi jedną, która leży pomiędzy dwoma pierwszymi. Linia absorpcyjna dla takiej mieszaniny posiada płaski wierzchołek, a jej szerokość w połowie wysokości jest około 33 razy większa od szerokości połówkowej poziomu 14,4 keV. Absorbent taki pochłania około $f_a = 97\%$ kwantów 14,4 keV wyemitowanych bezodrutowo. Znając f_a i mierząc transmisję przy nieskończonej dużej prędkości i przy prędkości rezonansowej V_r , wyznaczamy f_0 ze wzoru

$$\varepsilon(V_r, X) = f_0 \cdot f_a. \quad (3.25)$$

Jak wynika z pomiarów Housleya i innych [9], wartości f otrzymane metodą powierzchniową i metodą absorbenta doskonale czarnego są takie same w granicach błędów.

Autor składa serdeczne podziękowanie Panu Profesorowi Dr A. Hrynkie-wiczowi za przeczytanie maszynopisu artykułu i cenne uwagi.

The Probability of Recoilless Emission and Absorption of Nuclear Gamma Radiation

Abstract: Research on the probability of recoilless emission and absorption of nuclear gamma radiation provides some information on the microdynamics of the crystal lattice. The paper discusses the dynamical properties of a crystal lattice in harmonic approximation and methods of calculating and measuring the probability of recoilless emission and absorption of nuclear gamma radiation.

Literatura

- [1] H. Frauenfelder, *The Mössbauer Effect*, W. A. Benjamin, Inc., New York 1962, s. 31.
- [2] H. J. Lipkin, *Ann. Phys.*, **9**, 332 (1960).
- [3] H. J. Lipkin, *Ann. Phys.*, **23**, 28 (1963).
- [4] A. A. Maradudin, P. A. Flinn, *Phys. Rev.*, **126**, 2059 (1962).
- [5] Ju. Kagan, Ja. A. Josilewskij, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **42**, 259 (1962).
- [6] Ju. Kagan, Ja. A. Josilewskij, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **44**, 284 (1963).
- [7] W. M. Visscher, *Phys. Rev.*, **129**, 28 (1963).
- [8] J. Bara, A. Z. Hrynkie-wicz, *Phys. Status Solidi*, **15**, 205 (1966).
- [9] R. M. Housley, N. E. Erickson, J. G. Dash, *Nuclear Instrum. and Methods*, **27**, 29 (1964).
- [10] R. M. Housley, J. G. Dash, R. H. Nussbaum, *Phys. Rev.*, **136**, A 464 (1964).
- [11] J. P. Schiffer, P. N. Parks, J. Heberle, *Phys. Rev.*, **133**, A 1553 (1964).
- [12] J. Bara, H. U. Cholewa, A. Z. Hrynkie-wicz, T. Matlak, *Phys. Status Solidi*, **14**, K 147 (1966).
- [13] W. A. Brjuhanow, N. N. Dieljagin, Ju. Kagan, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **45**, 1372 (1963).
- [14] W. A. Brjuhanow, N. N. Dieljagin, Ju. Kagan, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **46**, 825 (1964).
- [15] W. I. Nikołajew, S. S. Jakimow, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **46**, 389 (1964).
- [16] W. A. Steyert, R. D. Taylor, *Phys. Rev.*, **134**, A 716 (1964).
- [17] A. A. Maradudin, P. A. Flinn, *Phys. Rev.*, **129**, 2529 (1963).
- [18] H. J. Lipkin, *Ann. Phys.*, **26**, 115 (1964).
- [19] S. L. Ruby, J. M. Hieks, *Rev. Sci. Instrum.*, **33**, 27 (1962).

Kazimierz Sobczyk

Institut Podstawowych Problemów Techniki PAN
Warszawa

Rozpraszanie fal na powierzchniach nierównych Część I. Zagadnienia deterministyczne

1. Wstęp

Zagadnienie odbicia i załamania fal od dawna jest przedmiotem badań akustyki, elektrodynamiki i dynamicznej teorii sprężystości. Jeżeli fala pada na płaską granicę między dwoma ośrodkami, to prawa odbicia są ściśle i dobrze znane; znane tak dobrze, że własności materiałów bada się często przez pomiary współczynnika odbicia.

Co dzieje się, jeżeli granica rozdziału dwu ośrodków nie jest płaska, lecz nierówna, „chropowata“?

Ogólne i ściśle rozwiązanie tego zagadnienia nie jest znane. Badania dotyczące tego problemu korzystają z metod przybliżonych i są związane z określonymi modelami powierzchni nierównych. Najbardziej istotną różnicą między powierzchnią płaską i nierówną (przy badaniu tych zagadnień) jest to, że płaszczyzna *odbija* falę padającą w jednym kierunku (w kierunku zwierciadlanym), natomiast powierzchnia nierówna *rozprasza* falę padającą w różnych kierunkach.

W związku z rozwojem radiofizyki, akustyki (w tym akustyki ciała stałego) i geofizyki problem rozpraszania fal na powierzchniach nierównych stał się niezwykle ważny i aktualny.

Szczególnie interesujące pod względem praktycznym są zagadnienia rozpraszania fal radiowych na nierównej powierzchni Ziemi oraz (w łączności astronomicznej) na nierównej powierzchni Księżyca. W zjawisku propagacji bardzo krótkich fal radiowych istotne jest badanie ich rozpraszania na nierównych warstwach w troposferze.

Badanie rozpraszania fal na powierzchniach nierównych ma ważne znaczenie dla akustyki pomieszczeń, gdzie powierzchnie nierówne stosuje się jako środek polepszenia akustycznych własności dużych pomieszczeń. Również przy badaniu propagacji dźwięku w morzu i atmosferze istotne jest zagadnienie rozpraszania na strukturach nierównych.

Analiza dynamicznych charakterystyk fal rozproszonych jest bardzo ważnym zagadnieniem również w sejsmologii, gdyż działania sejsmiczne (fale sprężyste) dochodzą do obszarów o złożonej strukturze geologicznej i uwzględnianie nieregularności powierzchni sprawia, że wyniki są bardziej adekwatne rzeczywistości (np. [1], [2], [3]). W związku z tym, że fale ultradźwiękowe w ciałach stałych są falami sprężystymi, badanie ich rozpraszania na powierzchniach nierównych jest niezwykle ważne, jeśli ma się na względzie ultradźwiękowe metody badania materiałów (np. [4], [5], [6]).

Matematycznym modelem problemu rozpraszania fal na powierzchniach różnej postaci jest zagadnienie graniczne dla równania różniczkowego cząstkowego (lub układu równań) typu eliptycznego w przypadku stacjonarnym (kiedy fala jest reprezentowana przez periodyczną funkcję czasu) i typu hiperbolicznego — w przypadku ogólnym. Z matematycznego punktu widzenia celem teorii rozpraszania fal jest więc po pierwsze rozpracowywanie teoretycznych i obliczeniowych metod znajdowania rozwiązań zagadnień granicznych dla równań falowych w obszarach różnej postaci przy różnych warunkach brzegowych, i po drugie — badanie własności rozwiązań tych zagadnień.

Dla fal akustycznych i elektromagnetycznych stacjonarne zagadnienie rozpraszania na powierzchni S (opisanej np. funkcją $z = f(x, y)$) swobodnej (w przypadku elektromagnetycznym — doskonale przewodzącej) polega na znalezieniu rozwiązania równania Helmholtza

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0, \quad (1)$$

gdzie w przypadku akustycznym funkcja u jest potencjałem dźwiękowym, w przypadku elektromagnetycznym zaś u jest składową pola wektorowego lub potencjałem odpowiadającym temu polu, spełniającego na powierzchni rozpraszającej S warunek

$$(u)_S = 0, \quad (2)$$

który w akustyce oznacza znikanie na powierzchni S potencjału dźwiękowego, w elektrodynamice zaś — znikanie składowej stycznej natężenia pola elektrycznego.

Dla fal sprężystych zagadnienie rozpraszania na powierzchni wolnej od naprężeń polega na znalezieniu rozwiązań równań falowych dla potencjału skalarnego i wektorowego (otrzymanych z równań Lamégo) spełniających na powierzchni S warunki wynikające ze znikania naprężeń stycznych i normalnych.

Analitycznie, przypadek fal akustycznych i elektromagnetycznych (w związku z możliwością rozdzielenia równań Maxwella i warunków brzegowych) jest prostszy niż przypadek fal sprężystych. W przypadku fal sprężystych nie można bowiem rozdzielić warunków brzegowych na warunki dla potencjału skalarnego i warunki dla potencjału wektorowego.

Ścisłego i ogólnego rozwiązania powyższych zagadnień brak w chwili obecnej. Istniejące rozwiązania przybliżone rozpracowane w związku z potrzebami różnych działów fizyki dla specjalnych typów powierzchni nierównych mają

ograniczony zakres stosowalności. Można jednak wyróżnić kilka metod, które cechuje względnie duża ogólność i które tworzą w chwili obecnej główny nurt badań w dziedzinie rozpraszania fal na powierzchniach nierównych. Metody te w ich historycznym rozwoju omówię krótko w punktach następujących.

2. Rozpraszanie fal akustycznych i elektromagnetycznych. Rys historyczny, metody podstawowe

Historycznie najstarsze są badania dotyczące rozpraszania fal akustycznych i elektromagnetycznych. Po raz pierwszy zagadnienie rozpraszania fal na powierzchni nierównej było rozważane przez Rayleigha. Podał on ([7], [8]) przybliżoną metodę rozwiązania tego problemu dla powierzchni sinusoidalnej o małej amplitudzie, przy czym rozpatrywał tylko przypadek normalnego padania fali.

Następne w kolejności chronologicznej badania są związane z nazwiskami Mandelstama [9], Gansa [10], Ramana i Ramdasą [11] oraz Andronowa i Leontowicza [12]. Wymienieni autorzy badali teoretycznie i eksperymentalnie (Raman i Ramdas) odbicie dyfuzyjne światła na nierównej powierzchni cieczy. Wspólną cechą tych prac było to, że ich istota była związana z metodą podaną przez Rayleigha.

Metoda Rayleigha jest dziś jedną z podstawowych metod badania rozpraszania fal na powierzchniach nierównych.

Niech płaska harmoniczna fala dźwiękowa lub elektromagnetyczna pada na nierówną granicę półprzestrzeni opisaną np. równaniem $z = f(x, y)$. Założymy tu dla uproszczenia, że funkcja opisująca powierzchnię zależy tylko od jednej współrzędnej (np. x) oraz że nierówności powierzchni mają charakter okresowy, tj. $f(x) = f(x + L)$, gdzie L jest okresem nierówności. Niech ponadto płaszczyzna padania fali pokrywa się z płaszczyzną zx wybranego prostokątnego układu współrzędnych.

Według metody Rayleigha całkowite pole nad wyżej określoną powierzchnią może być przedstawione w postaci superpozycji fal płaskich

$$\varphi(x, z) = e^{ik(x \sin \theta_0 - z \cos \theta_0)} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n e^{ik(x \sin \theta_n + z \cos \theta_n)}. \quad (3)$$

W przypadku akustycznym φ jest potencjałem dźwiękowym, w przypadku zaś elektromagnetycznym — jedną ze składowych wektora E lub H . Pierwszy składnik przedstawia falę padającą, natomiast szereg po prawej stronie przedstawia pole rozproszone składające się z fali odbitej zwierciadlanie ($n = 0$) i fal rozproszonych wyższych rzędów.

Kierunek rozprzestrzeniania się n -tej składowej widma tworzy z osią z kąt θ_n określany wzorem

$$\sin \theta_n = \sin \theta_0 + \frac{nq}{k}, \quad (4)$$

gdzie θ_0 jest kątem padania, k — liczbą falową, $q = 2\pi/L$. Dla dużych n $|\sin \theta_n| > 1$ i $\cos \theta_n$ jest wielkością urojoną. Drugi składnik po prawej stronie wzoru (3) przedstawia zatem widmo fal płaskich rozprzestrzeniających się od powierzchni w głąb ośrodka oraz niejednorodnych fal płaskich (odpowiadających dodatnim częściom urojonym $\cos \theta_n$) rozprzestrzeniających się wzdłuż powierzchni nierównej i zanikających eksponentalnie z głębokością.

Współczynniki A_n określające amplitudę n -tej składowej widma są nieznane. Wyznacza się je z warunków brzegowych na powierzchni. Przyrównując prawą stronę (3) (lub pochodną normalną tego wyrażenia) na powierzchni nierównej do zera, otrzymujemy nieskończony układ równań dla nieznanymi współczynników A_n . Dla powierzchni, której wysokość nierówności jest mała w porównaniu z długością fali padającej oraz jej gradienty są małe, przybliżone rozwiązanie tego układu równań można otrzymać metodą kolejnych przybliżeń szukając rozwiązania w postaci szeregu względem potęg małego parametru

$$A_n = A_n^{(0)} + A_n^{(1)}(ka) + A_n^{(2)}(ka)^2 + \dots, \quad (5)$$

gdzie $ka \ll 1$ (a — maksymalna wysokość nierówności).

Warto dodać, że w celu obliczenia współczynników A_n w metodzie Rayleigha można zastosować metody wariacyjne [13].

Inną metodą rozwiązywania zagadnienia rozpraszania fal na powierzchniach nierównych (choć w swej istocie zbliżoną do metody Rayleigha) spotykamy w pracach [14], [15]. Metodę tę można nazwać *metodą małych zaburzeń*. Idea tej metody jest następująca:

Jeżeli powierzchnia nierówna jest taka, że odległości jej punktów od punktów pewnej płaszczyzny są małe oraz jej gradienty są małe, to rozwiązanie zagadnienia rozpraszania fal na takiej powierzchni polega na tym, że warunki brzegowe określone na tej powierzchni ($z = f(x)$ w przekroju) przenosimy na płaszczyznę $z = 0$ rozkładając je w szereg potęgowy względem f . Rozpatrując działanie nierówności jako małe zaburzenie, rozkładamy rozwiązanie w szereg względem tego samego małego parametru i znajdujemy warunki, jakim powinny czynić zadość pierwsze, drugie itd. przybliżenia na płaszczyźnie $z = 0$. Zagadnienie o rozpraszaniu fal na powierzchni nierównej sprowadza się w ten sposób do znalezienia rozwiązania równania falowego spełniającego pewne warunki brzegowe na płaszczyźnie.

Łysanow wykazał, że przedstawienie pola całkowitego w metodzie Rayleigha w pobliżu powierzchni rozpraszającej wzorem (3) jest ekwiwalentne założeniu, że wpływ nierówności może być wyrażony przez rozkład źródeł na pewnej płaszczyźnie (np. $z = 0$) przedstawiony w postaci szeregu Fouriera o współczynnikach A_n . W związku z tym metoda małych zaburzeń jest po

prostu pewnym sposobem określania funkcji rozkładu źródeł w płaszczyźnie $z = 0$.

Idea powyższej metody jest podstawą prac Parkera [16], [17].

Scharakteryzowane wyżej metody dają możliwość rozwiązania zagadnienia rozpraszania fal na powierzchniach, których nierówności są małe w porównaniu z długością fali padającej. Problem rozpraszania fal akustycznych i elektromagnetycznych na powierzchniach z dużymi, w porównaniu z długością fali padającej, nierównościami był (jeśli pominąć pracę Antokolskiego [18] badającą przypadek szczególny) do roku 1951 prawie zupełnie nierozpracowany. Duże więc znaczenie miało ukazanie się prac Brechowskich [19], [20], [21], [22].

Brechowskich podał metodę rozwiązania zagadnienia rozpraszania zarówno dla fal akustycznych, jak i elektromagnetycznych na powierzchni z dużymi, w porównaniu z długością fali padającej, nierównościami przy założeniu, że powierzchnia jest swobodna (w przypadku akustycznym) lub doskonale przewodząca (w przypadku elektromagnetycznym) oraz że powierzchnia jest opisana funkcją okresową względem obydwóch współrzędnych.

Metoda rozwiązywania zagadnienia rozpraszania fal na powierzchni nierównej podana w pracach Brechowskich nazywa się *metodą Kirchhoffa*¹.

Scharakteryzujemy krótko tę metodę.

Niech na powierzchnię nierówną pada płaska akustyczna fala harmoniczna. Zagadnienie polega na znalezieniu potencjału pola falowego w dowolnym punkcie $P(x_0, y_0, z_0)$. Układ współrzędnych x, y, z wybierzemy tak, aby płaszczyzna xz pokrywała się z płaszczyzną padania fali. Równanie powierzchni niech będzie $z = z(x, y)$, gdzie $z(x, y)$ jest okresową funkcją ze względu na obie zmienne x i y odpowiednio z okresami L_x i L_y .

Potencjał fali padającej ma postać

$$\varphi_0 = e^{i(k_x^0 x + k_y^0 y)}, \quad (6)$$

gdzie $k^0(k_x^0, 0, k_z^0)$ jest wektorem falowym fali padającej, a czynnik $e^{-i\omega t}$ został opuszczony.

Istota metody zastosowanej przez Brechowskich polega na tym, że potencjał dźwiękowy fali rozproszonej w punkcie $P(x_0, y_0, z_0)$ jest wyrażony za pomocą całki Greena

$$\varphi(P) = \frac{1}{4\pi} \int_S \int \left[\varphi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) - \frac{e^{ikR}}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right] dS, \quad (7)$$

gdzie całkowanie przebiega po całej rozważanej powierzchni, R oznacza odległość między punktem P a punktem bieżącym (x, y, z) na powierzchni

$$R = \sqrt{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2 + (z_0 - z)^2}, \quad (8)$$

¹ W literaturze spotyka się również nazwy: metoda optyki geometrycznej lub metoda punktu bieżącego.

n jest wektorem normalnym do powierzchni, φ i $\partial\varphi/\partial n$ zaś są wartościami pola i pochodnej normalnej na S . Dokładne wartości tych dwóch wielkości są nieznanne i metoda polega na aproksymacji φ i $\partial\varphi/\partial n$ na S , a następnie obliczeniu całki (7).

Pole w dowolnym punkcie na powierzchni S jest aproksymowane przez pole na płaszczyźnie stycznej w tym punkcie

$$\begin{aligned}(\varphi)_S &= (1+V)\varphi_0 \\ (\partial\varphi/\partial n) &= i\vec{n}\vec{k}^0(1-V)\varphi_0,\end{aligned}\quad (9)$$

gdzie V jest współczynnikiem odbicia od płaszczyzny stycznej w danym punkcie, znanym z dokładnej teorii (jak wiadomo, współczynnik V zależy w przypadku fal elektromagnetycznych nie tylko od kąta padania fali i elektrycznych właściwości ośrodka odbijającego, lecz także od polaryzacji fali padającej).

Uwzględniając w całce (7) wyrażenia (9) po przekształceniach otrzymuje się następujące wyrażenie dla potencjału pola rozproszonego

$$\varphi(P) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{mn}(k_x^m k_y^n, k_z^{mn}) e^{i(k_x^m x + k_y^n y + k_z^{mn} z)}, \quad (10)$$

gdzie

$$k_x^m = k_x^0 + mp, \quad k_y^n = nq, \quad k_z^{mn} = \sqrt{k^2 - (k_x^m)^2 - (k_y^n)^2} \quad (11)$$

$$p = \frac{2\pi}{L_x}, \quad q = \frac{2\pi}{L_y}. \quad (12)$$

Współczynniki B_{mn} są zależne od postaci powierzchni. Tak więc, jak w przypadku małych amplitud powierzchni, pole wyraża się w postaci szeregu — superpozycji fal płaskich rozprzestrzeniających się w różnych kierunkach i analogicznych do widm różnych rzędów w teorii siatek dyfrakcyjnych. Kierunek rozprzestrzeniania się fali odpowiadającej widmu (mn) jest określony przez wektor falowy o składowych k_x^m, k_y^n, k_z^{mn} , a jej amplituda przez moduł współczynnika $B_{mn}(k_x^m, k_y^n, k_z^{mn})$. Zauważmy, że przy dużych m i n wielkość k_z^{mn} staje się wielkością urojoną, a to odpowiada rozprzestrzenianiu się wzdłuż płaszczyzny xz fal niejednorodnych eksponentalnie zanikających w kierunku z .

W 1952 roku Isakowicz w pracy [23] rozwiązał problem rozpraszania dla powierzchni z dużymi, w porównaniu z długością fali, nierównościami opisanej przez nieokresową funkcją $z = z(x, y)$, przy czym punktem wyjścia była dla niego również całka Greena i przybliżenie (9).

Metoda rozwiązywania zagadnienia rozpraszania fal na powierzchni nierównej podana w pracach Brechowskich i Isakowicza jest analogiczna do znanej metody Kirchhoffa w przybliżonej teorii dyfrakcji światła [24]. W obu przypadkach podstawą jest całka Greena (nazywana również całką Helmholtza), a pole na powierzchni całkowania określa się za pomocą przybliżenia optyki geometrycznej. W naszym zagadnieniu odpowiada to założeniu, że odbicie

fali padającej w każdym punkcie powierzchni zachodzi w przybliżeniu tak jak odbicie od nieskończonej płaszczyzny pokrywającej się z płaszczyzną styczną w danym punkcie.

Nie wnikając w inne mniej istotne założenia metody (np. przyjmuje się, że powierzchnia jest absolutnie odbijająca, lub doskonale przewodząca — w przypadku elektromagnetycznym, pomija się wzajemne oddziaływanie nierówności — „zaciemnianie“ i wielokrotne rozpraszanie, pole rozproszone bada się w obszarze Frandhofera), od których można uwolnić się kosztem dokładności lub prostoty (np. [25]). należy podkreślić, że zakres metody jest istotnie ograniczony przez przybliżenie (9), które oznacza, że pole w jakimś punkcie powierzchni jest wyrażone jako suma pola padającego i odbitego z V jako współczynnikiem odbicia od płaszczyzny stycznej w danym punkcie. Ponieważ związek (9) jest słuszny dla płaszczyzny nieskończonej, to wynika stąd, że będzie on słuszny dla „lokalnie płaskich“ powierzchni złożonych z nierówności o małych krzywiznach. Z prostych rozważań geometrycznych Brechowskich znalazł warunek, który może służyć jako kryterium stosowalności metody. Warunek ten ma postać

$$4\pi r \sin \alpha \gg \lambda, \quad (13)$$

gdzie r jest promieniem krzywizny, α zaś jest kątem między kierunkiem padania fali a styczną do powierzchni w danym punkcie (kąt $\theta = 90^\circ - \alpha$, czyli kąt między kierunkiem padania a normalną w danym punkcie nazywa się *lokalnym kątem padania*).

Warunek (13) w zasadniczy sposób ogranicza klasę powierzchni, dla których można stosować przytoczoną metodę; w szczególności powierzchnia nie może zawierać ostrych punktów lub nierówności o małym promieniu krzywizny. Z warunku (13) wynika, że przy określonej relacji między długością fali a promieniem krzywizny zakres stosowalności metody powiększa się wraz z małym kątem padania.

Teoretyczne wyniki Brechowskiego zostały sprawdzone eksperymentalnie przez Lieporskiego. W przypadkach, kiedy długość λ padającej fali akustycznej jest 2—3 razy mniejsza od promienia krzywizny nierówności, stwierdzono dobrą zgodność z teorią. Poza obszarami stosowalności metody stwierdzono rozbieżność danych teoretycznych i eksperymentalnych.

W 1956 roku ukazały się prace Meechama [27] i Łysanowa [28]. Autorzy podają niezależnie od siebie metodę rozwiązywania zagadnienia rozpraszania fal na powierzchni nierównej opartą również o całkę Greena, jednak istotnie różną od metody Kirchhoffa. Metodę tę można nazwać *metodą równania całkowego*. Przytoczę tu jej charakterystyczne cechy.

Rozwiązanie równania falowego dla półprzestrzeni $z > f(x)$ zapisuje się za pomocą całki Greena. Spełnienie warunków brzegowych na powierzchni rozpraszającej prowadzi do równania całkowego dla pola na powierzchni. To równanie całkowite jest dokładne, jednak jego jądro ma zbyt złożoną postać, tak że dokładne jego rozwiązanie jest niemożliwe. Rozwiązania można otrzymać

tylko dla powierzchni o małym gradientie, na której ma być spełniony warunek $\varphi = 0$ dla $z = f(x)$.

Jeżeli powierzchnia nierówna spełnia dwa następujące warunki:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_{\max}^2 \ll 1, \quad ka \left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{\max} \ll 1, \quad (14)$$

to równanie można w przybliżeniu zapisać w postaci

$$\varphi(x_2) = \frac{i}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}(k|x_2 - x_1|) f(x_1) dx_1, \quad (15)$$

gdzie $f(x_2)$ — wartość pola fali padającej na powierzchni rozpraszającej, $f(x_1)$ — funkcja niewiadoma dająca rozkład normalnej składowej prędkości $(\partial\Phi/\partial n)$ na powierzchni, $H_0^{(1)}$ — funkcja Hankela pierwszego rodzaju rzędu zerowego.

Jeżeli powierzchnia ma małe gradienty, to metodę można stosować dla powierzchni, których nierówności są duże w porównaniu z długością fali padającej. Rozwiązanie równania (15) można otrzymać za pomocą znanych metod. Najprostszą postać ma rozwiązanie dla powierzchni o nierównościach okresowych.

Wyniki teoretyczne Łysanowa zostały sprawdzone eksperymentalnie przez Lieporskiego [29]. W obszarze stosowalności teorii stwierdzono dobrą zgodność z eksperymentem. Warto dodać, że dla kątów padania w przedziale $0-60^\circ$ i kierunków rozpraszania odpowiadających odbiciu zwierciadlanemu metoda Kirchhoffa i metoda równania całkowego dają bliskie wartości pola rozproszonego.

Scharakteryzowane wyżej cztery metody tworzą podstawowy aparat badania zagadnienia rozpraszania fal na powierzchniach nierównych. Jednak oprócz wymienionych wyżej prac istnieje szereg innych zasługujących na uwagę. Są to między innymi prace Twersky'ego [30], [31], [32], Schoutena i De Hoopa [33], prace Deryugina, Aksenowa i innych oraz należące do najnowszych osiągnięć w omawianej dziedzinie prace Marsha [34], Barancewa [35] oraz Urusowskiego [36].

Twersky rozważa rozpraszanie fal na płaszczyźnie pokrytej półsferami, półcyklindrami i innymi obiektami. Deryugin bada rozpraszanie na powierzchni o nierównościach prostokątnych. Schouten i De Hoop rozpatrują rozpraszanie fali elektromagnetycznej na powierzchni nierównej, stosując metodę Rayleigha, przy czym podają oni ogólne sformułowanie tej metody.

Dużą wartość przedstawiają prace Marsha, Barancewa i Urusowskiego. Marsh podaje metodę rozwiązania zagadnienia rozpraszania fali akustycznej na powierzchni nierównej dowolnego kształtu stosując uogólnioną analizę harmoniczną Wienera.

Barancew rozpatruje stacjonarne zagadnienie rozpraszania płaskiej fali na powierzchni opisanej przez funkcję $z = f(x, y)$ okresową względem x i y . O funkcji $f(x, y)$ autor zakłada tylko, że jest odcinkami różniczkowalna. W celu

rozwiązania równania Helmholtza w obszarze $z \geq f(x, y)$ z warunkiem $\varphi(x, y, f(x, y)) = 0$ na powierzchni, autor zastosował transformacje Laplace'a względem z w granicach od f do $+\infty$. Ostatecznie zagadnienie zostało sprowadzone do nieskończonego układu równań algebraicznych.

Urusowski otrzymał rozwiązanie zagadnienia rozpraszania fali akustycznej na powierzchni okresowej. Jego metoda jest metodą równania całkowego (omówiona wyżej). Autor wykorzystał własność okresowości jądra odpowiedniego równania całkowego względem jednej ze zmiennych i sprowadził to równanie do układu równań algebraicznych. Pracę Urusowskiego oprócz dużej jakości otrzymanych rezultatów cechuje ponadto doskonała przejrzystość myśli.

3. Rozpraszanie fal sprężystych na powierzchniach nierównych

Zagadnienie rozpraszania fal sprężystych na powierzchniach nierównych, ważne w seismologii, stało się szczególnie interesujące w ostatnich latach w związku z intensywnymi badaniami w dziedzinie ultradźwięków i ich zastosowań do badania własności materiałów.

Najbardziej istotne są tu dwa zagadnienia: rozpraszanie fal podłużnych i poprzecznych padających na powierzchnię nierówną oraz rozprzestrzenianie się fali Rayleigha wzdłuż nierównej powierzchni wolnej od naprężeń.

Omówię tu krótko stan badań w tej dziedzinie, przy czym najpierw scharakteryzuję, rezultaty dotyczące rozpraszania fal podłużnych i poprzecznych padających na nierówną powierzchnię, a następnie rozważania dotyczące fal Rayleigha.

Problem rozpraszania fal sprężystych na powierzchniach cylindrycznych i sferycznych badali między innymi: Kupradze [37], Sberman [38], Mindlin [39], Michlin [40] i Pietraszeń [41]. Ich metody polegają na sprowadzeniu odpowiednich zagadnień do równań całkowych i badaniu tych równań.

Pierwszą teoretyczną pracą, której przedmiotem jest zagadnienie rozpraszania fal sprężystych (podłużnych i poprzecznych) na powierzchni nierównej opisanej przez funkcję $z = f(x, y)$, jest praca Skuridina [42] będąca rozszerzeniem referatu wygłoszonego przez autora w 1956 roku na III wszechzwiązkowym zjeździe matematycznym.

Skuridin rozwiązał zagadnienie rozpraszania płaskich harmoniczných fal sprężystych na powierzchni wolnej od naprężeń z dużymi nierównościami stosując metodę Kirchhoffa. Autor otrzymał wyrażenia analityczne dla przemieszczeń rozproszonych fal podłużnych i poprzecznych. Oprócz tego podstawowego rezultatu praca zawiera analizę wielu interesujących zjawisk fizycznych związanych z rozpraszaniem. W związku z użytą metodą rozważania Skuridina (i stosowalność otrzymanych rezultatów) są ograniczone przez warunki stosowalności metody Kirchhoffa sformułowane przez Brechowskich.

Rozpraszanie fal sprężystych na powierzchniach nierównych przy zastosowaniu metody Rayleigha badał Abubakar [43]; [44]².

Autor rozważa płaskie zagadnienia rozpraszania płaskich harmonicznycch fal sprężystych (podłużnych i poprzecznych) na nierównej granicy półprzestrzeni sprężystej wolnej od naprężeń o małych, w porównaniu z długością fali padającej, nierównościach. Pierwsza część pracy [43] jest poświęcona badaniu rozpraszania fal podłużnych i poprzecznych na powierzchni opisanej przez funkcję $z = f(x)$. Potencjały pola rozproszonego autor przedstawia w postaci całek Fouriera. Amplitudy pola rozproszonego są wyznaczane z warunków brzegowych. W tym celu rozwija się je w szereg względem małego parametru oznaczającego wysokość nierówności powierzchni. Wypisane są wyrażenia dla zerowego i pierwszego przybliżenia.

W drugiej części pracy [43] autor bada rozpraszanie na powierzchni okresowej rozwijając funkcję opisującą powierzchnię w szereg Fouriera. W pierwszym przybliżeniu dla każdego n -tego składnika szeregu Fouriera otrzymuje się dwie rozproszone płaskie fale podłużne i dwie fale poprzeczne. Kąt rozpraszania dla każdej z nich

$$\varphi = \arcsin \left[\sin \theta_0 \pm \frac{|np|}{k_1} \right],$$

gdzie θ_0 jest kątem padania, k_1 — liczbą falową fali padającej, a $2\pi/p = L$ jest okresem powierzchni rozpraszającej.

Dla normalnego padania fali na powierzchnię sinusoidalną przytoczono wykresy amplitud fal rozproszonych w zależności od stosunku okresu powierzchni do długości fali padającej. Przy obliczeniach przyjęto, że stałe sprężyste λ i μ są równe. Z przytoczonych wykresów wynika szereg ciekawych własności fal rozproszonych. Brak miejsca nie pozwala nam na bardziej szczegółowe omówienie rozważań Abubakara.

Praca [44] jest kontynuacją pracy [43] mającej w rozważaniach Abubakara znaczenie podstawowe. Autor rozpatruje swobodną półprzestrzeń sprężystą ograniczoną powierzchnią cylindryczną $z = \varepsilon \exp(-a^2x^2)$, gdzie ε jest małym parametrem. Metoda badania rozpraszania fal sprężystych na takiej powierzchni jest analogiczna do metody w części pierwszej [43]. Podstawowa część pracy jest poświęcona badaniu pierwszego przybliżenia, tj. członów proporcjonalnych do ε . Potencjały przemieszczeniowe w pierwszym przybliżeniu zostały przedstawione w postaci całek. Przez zamianę konturu całkowania w płaszczyźnie zmiennej zespolonej i zastosowanie do całek metody oszacowań Laplace'a pokazano, że pole odbite można podzielić na kilka fal. Dla każdej z nich otrzymano przybliżone wyrażenia.

Tak więc badania zagadnienia rozpraszania fal sprężystych padających na powierzchnię nierówną są w chwili obecnej reprezentowane przez wyżej wy-

² Weześniej metodę Rayleigha stosował do badań rozpraszania fal sprężystych na powierzchni okresowej wolnej od naprężeń Sato w pracy [45]. Rozważania Abubakara są jednak późniejsze i ogólniejsze.

mienione prace Skuridina, Sato i Abubakara. Mimo iż są to prace niezwykle interesujące, nie wyczerpują oczywiście wszystkich zagadnień i przypadków. Jednakże innych prac, które dotyczyłyby tego problemu nie znamy.

Drugim interesującym zagadnieniem jest, jak już wspomnieliśmy, rozprzestrzenianie się fal Rayleigha wzdłuż nierównej powierzchni.

Wiadomo, że równania ruchu ośrodka sprężystego opisują dwa typy fal (dylatacyjne i skrętne), które mogą rozprzestrzeniać się w nieograniczonym ośrodku sprężystym. Jeśli ciało ma swobodną granicę, to mogą rozprzestrzeniać się jeszcze *fale powierzchniowe Rayleigha*, które charakteryzuje to, że zanikają eksponentalnie z głębokością.

Rozprzestrzenianie się fal Rayleigha wzdłuż płaskiej granicy ośrodka sprężystego jest, można powiedzieć, wystarczająco zbadane zarówno teoretycznie, jak i eksperymentalnie, przy czym podstawowe teoretyczne znaczenie w tej dziedzinie oprócz prac Rayleigha mają prace Love'a, Stoneleya, Gogoladze, Sobolewa i innych.

Ale fale typu Rayleigha mogą rozprzestrzeniać się nie tylko wzdłuż granicy płaskiej.

Pierwsze badania zagadnienia rozprzestrzeniania się fal Rayleigha wzdłuż powierzchni, które nie są płaskie, dotyczą powierzchni cylindrycznych i sferycznych. Należy tu wymienić przede wszystkim prace [46], [47], [48], [49].

Pietraszeń w pracy [46] bada teoretycznie zagadnienie rozprzestrzeniania się fal Rayleigha po swobodnej powierzchni izotropowej idealnie sprężystej kuli. Znaleziono zostało dokładne rozwiązanie równań teorii sprężystości spełniające warunki znikania naprężeń na powierzchni kuli i mające charakter fal powierzchniowych. W pracy autor podał również asymptotyczne wyrażenie dokładnego rozwiązania, gdy promień kuli R jest dużo większy od długości fali λ , które pokrywa się z rozwiązaniem Rayleigha dla powierzchni płaskiej.

Zagadnienie rozprzestrzeniania się fal Rayleigha po wypukłej powierzchni cylindrycznej jest rozpatrywane w monografii [47], gdzie podano równanie charakterystyczne dla określenia prędkości fal oraz przytoczono obliczenia dotyczące zależności prędkości fal Rayleigha od krzywizny powierzchni dla dwóch wartości współczynnika Poissona.

Prace Wiktorowa [48], [49] zawierają teoretyczne i eksperymentalne badania rozprzestrzeniania się fal Rayleigha wzdłuż swobodnej powierzchni nieskończonego walca kołowego. Są rozpatrzone dwa przypadki: wypukłej i wklęsłej powierzchni cylindrycznej. W obu przypadkach kierunek rozprzestrzeniania się fal jest prostopadły do tworzącej powierzchni cylindrycznej. W pracy pokazano, że fale te są podobne do fal Rayleigha dla powierzchni płaskiej i przechodzą w nie, gdy $k_R R \rightarrow \infty$ (R — promień krzywizny powierzchni cylindrycznej, k_R — liczba falowa fali Rayleigha).

Pokazano również, że prędkości fal Rayleigha dla wypukłej i wklęsłej powierzchni cylindrycznej (c_{wyp} , c_{wkl}) zależą od $k_R R$, przy czym zawsze prawdziwa jest relacja $c_{wyp} > c_R$, $c_{wkl} < c_R$.

Z omawianymi zagadnieniami jest związana praca Kaliskiego i Roguli

[50], w której autorzy rozważają problem fal powierzchniowych na cylindrycznej powierzchni ośrodka sprężystego doskonale przewodzącego w polu magnetycznym. Praca ta jest uogólnieniem na przypadek powierzchni cylindrycznej wcześniejszej pracy autorów [51] dotyczącej rozprzestrzeniania się fal Rayleigha wzdłuż płaskiej granicy ośrodka sprężystego w polu magnetycznym. Gdy promień cylindra dąży do nieskończoności, rezultaty pracy [50] przechodzą w odpowiednie rozwiązania pracy [51].

Jeżeli powierzchnia, wzdłuż której rozprzestrzenia się fala Rayleigha jest nierówna — „chropowata“, to występują zjawiska, które w przypadkach wymienionych wyżej nie występowały.

Interesującą pracą teoretyczną z tej dziedziny jest praca Brechowskich [52]. Autor rozważa tłumienie fali Rayleigha spowodowane rozprasaniem na nierównościach powierzchni, o których zakłada, że są małe w porównaniu z λ_R . Wykazano, że nierówności powodują powstawanie objętościowych i powierzchniowych fal rozproszonych, które unoszą energię fali podstawowej.

Omawianych tutaj zagadnień dotyczą również interesujące pod względem matematycznym prace [53], [54].

Z badań eksperymentalnych należy wymienić przede wszystkim pracę Wiktorowa [55] oraz pracę [56]. W wymienionych publikacjach autorzy podają rezultaty badań eksperymentalnych dotyczących wpływu pojedynczych defektów powierzchni na rozprzestrzenianie się fal Rayleigha.

Scattering of Waves by Rough Surfaces. Part I

Abstract: The article discusses the principal methods and most important results linked with the phenomenon of wave scattering by rough surfaces.

Part one of the work concerns research on the scattering of sound, electromagnetic and elastic waves by rough surfaces defined deterministically.

Part two deals with the probabilistic methods in the theory of wave propagation. It presents the principal results obtained in the field of wave scattering surfaces defined stochastically.

Literatura

- [1] A. M. Jepinatiewa, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geofiz.* 1 (1948).
- [2] N. N. Puzyriew, *Priklad. Geofiz.*, 13 (1955).
- [3] W. D. Zawiałow, J. W. Timotienko, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geofiz.* 2 (1955).
- [4] L. Filipeczyński, Z. Pawłowski, I. Wehr, *Ultradźwiękowe metody badania materiałów*, PWT, Warszawa 1959.
- [5] H. Kolsky, *Stress waves in solids*, Oxford 1955.
- [6] N. S. Bykow, J. G. Sznajder, *Akust. Zh.* 6, 4 (1960).
- [7] L. Rayleigh, *Theory of Sound*, wyd. I w 1878 r. Przedruk Mac Millan, London 1945.
- [8] L. Rayleigh, *Sci. Papers*, 388 (1912).
- [9] L. Mandelstam, *Ann. Phys.*, 4, Folge (1913), Bd. 41, No. 8.
- [10] R. Gans, *Ann. Phys.*, 4, Folge (1924), Bd. 74, No. 11.
- [11] C. Raman, L. Ramdas, *Proc. Roy. Soc., Ser. A*, vol. 108, No. 748 (1925).

- [12] A. A. Andronow, M. A. Leontowicz, *Z. Phys.* **38** (1926).
- [13] W. Meecham, *J. Appl. Phys.*, **27**, 361 (1956).
- [14] J. L. Alpiert, B. A. Ginzburg, E. L. Fejnberg, *Raspostranienije radiowoln.* Moskwa 1953.
- [15] J. W. Miles, *J. Acoust. Soc. Amer.* **26**, 191 (1954).
- [16] I. G. Parker, *J. Acoust. Soc. Amer.* **28**, 672 (1956).
- [17] I. G. Parker, *J. Acoust. Soc. Amer.* **29**, 377 (1957).
- [18] M. L. Antokolski, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **62**, 203 (1948).
- [19] L. M. Brechowskich, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **79**, 585 (1951).
- [20] M. L. Brechowskich, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **81**, 1023 (1951).
- [21] L. M. Brechowskich, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **23**, 275 (1952).
- [22] L. M. Brechowskich, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **23**, 189 (1952).
- [23] M. A. Isakowicz, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **23**, 305 (1952).
- [24] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics. Elektromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, Pergamon Press, London 1959.
- [25] P. Beckman, A. Spizziehino, *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces.* Pergamon Press, Oxford—London—New York—Paris 1963.
- [26] A. M. Lieperski, *Akust. Zh.* **1**, 1 (1955).
- [27] W. Meecham, *J. Acoust. Soc. Amer.* **28**, 370 (1956).
- [28] J. P. Łysanow, *Akust. Zh.* **2**, 2 (1956).
- [29] A. M. Lieporski, *Akust. Zh.* **2**, 2 (1956).
- [30] V. Twersky, *J. Acoust. Soc. Amer.* **22**, 539 (1950).
- [31] V. Twersky, *J. Acoust. Soc. Amer.* **23**, 336 (1951).
- [32] V. Twersky, *J. Appl. Phys.* **24**, 659 (1953).
- [33] I. P. Schouten, A. T. de Hoop, *Ann. Télécommun.* **12**, 211 (1957).
- [34] H. W. Marsh, *J. Acoust. Soc. Amer.* **33**, 3 (1961).
- [35] R. G. Barancew, *Akust. Zh.* **8**, 2 (1962).
- [36] A. I. Urusowski, *Akust. Zh.* **10**, 3 (1964).
- [37] W. D. Kupradze, *Osnownyje zadaczi matematycznej teorii difrakcji.* Moskwa—Leningrad 1935.
- [38] D. I. Szerman, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **48**, No. 9 (1945).
- [39] J. A. Mindlin, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **27**, No. 9 (1940).
- [40] S. G. Michlin, *Trudy Seism. Inst. Akad. Nauk SSSR* No. 10 (1941).
- [41] G. I. Pietraszeń, N. S. Smirnowa, B. J. Golezynski, *Ucz. Zap. Leningr. Gos. Univ-ta*, No. 170 (1953).
- [42] G. A. Skuridin, *Izw. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geofiz.* **2** (1957).
- [43] I. Abubakar, *Proc. Cabr. Phil. Soc.*, **58**, 136 (1962).
- [44] I. Abubakar, *Proc. Cabr. Phil. Soc.*, **59**, 231 (1963).
- [45] I. Sato, *Zisin Ser. II*, **8**, No. 1, 8.
- [46] G. I. Pietraszeń, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **52**, No. 9 (1946).
- [47] W. M. Ewing, S. W. Jardetzky, F. Press, *Elastic waves in layered media*, New York—Toronto—London 1957.
- [48] U. A. Wiktorow, *Akust. Zh.* **4**, 2 (1958).
- [49] U. A. Wiktorow, *Akust. Zh.* **7**, 1 (1961).
- [50] S. Kaliski, D. Rogula, *Proc. Vibr. Probl.* **2**, 1 (1961).
- [51] S. Kaliski, D. Rogula, *Proc. Vibr. Probl.* **1**, 5 (1960).
- [52] L. M. Brechowskich, *Akust. Zh.* **5**, 3 (1959).
- [53] W. M. Babicz, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **137**, No. 6 (1961).
- [54] W. M. Babicz, N. J. Rusakowa, *Zh. Vychislit. Mat. Fiz.* **5**, 4 (1962).
- [55] I. A. Wiktorow, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **119**, No. 3 (1958).
- [56] I. Breamecker, *Geophys.* **23**, 2 (1958).

Janusz Sułocki, Edward Kaniewski

Zakład Fizyki Doświadczalnej
Wyższej Szkoły Pedagogicznej
Gdańsk

Strefowe oczyszczanie substancji organicznych

Wstęp

Po znanych sukcesach w dziedzinie oczyszczania metali i półprzewodników na początku lat pięćdziesiątych, metoda strefowego topnienia znajduje coraz szersze zastosowanie przy otrzymywaniu granicznie czystych substancji organicznych. Warto zaznaczyć, że już na wiele lat przed ogłoszeniem metody przez Pfanna [1], oczyszczanie strefowe było stosowane do substancji organicznych przez Schwaba i Wichersa [2]. W 1943 roku oczyścili oni kwas benzoowy i acetanilid ze stopu przez powolne frakcjonowane zamrażanie.

Różnice we własnościach fizyko-chemicznych substancji organicznych w stosunku do nieorganicznych wymagały szeregu zmian w procesie technologicznym a szczególnie w aparaturze. Coraz liczniej ukazujące się prace wskazują, iż pierwsze trudności w tej dziedzinie zostały pokonane a możliwości zastosowań ciągle wzrastają. Zapotrzebowanie na granicznie czyste związki organiczne nie ogranicza się już do laboratoriów chemicznych czy fizycznych, lecz coraz śmielej zgłasza je przemysł chemiczny (odczynniki, środki farmakologiczne, półprzewodniki organiczne, spektrometria masowa, biochemia i inne). Tak gwałtowny rozwój i szerokie zastosowanie metody strefowego rozdzielania wiąże się niewątpliwie z jej uniwersalnością i pryncypialnością, które stawiają ją w jednym rzędzie z metodą destylacji.

W szczególności należy podkreślić następujące zalety metody strefowego oczyszczania w zastosowaniu do otrzymywania granicznie czystych substancji organicznych:

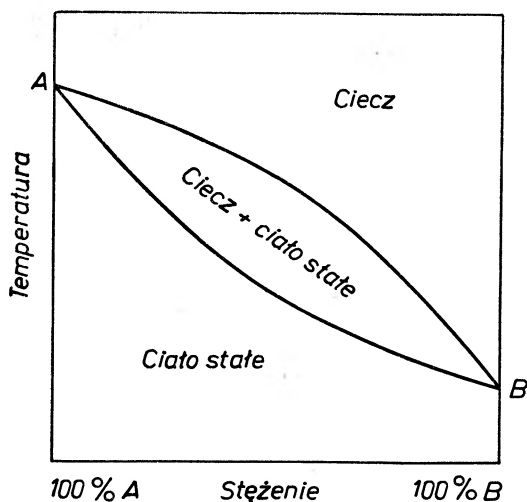
1. uniwersalność,
2. duża czułość,
3. brak kontaktu z dodatkowymi odczynnikami mogącymi wprowadzać nieprzewidziane zanieczyszczenia wtórne,
4. niska (w stosunku do procesu destylacji) temperatura pracy umożliwiająca oczyszczanie substancji ciepłochwicznych,

5. znajomość podstaw teorii samego procesu (choć w nieco idealizowanych warunkach) pozwalająca na konfrontację z wynikami doświadczalnymi,

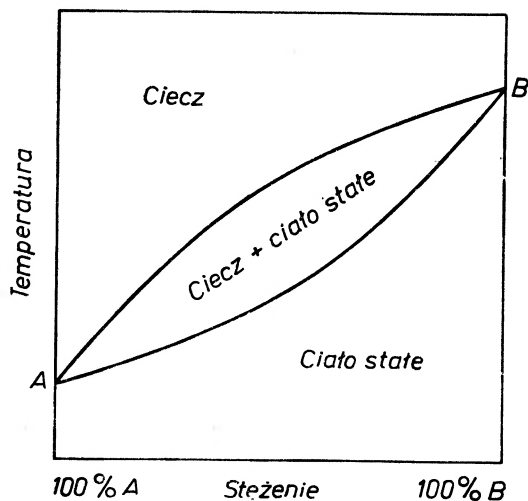
6. stosunkowo duża wydajność procesu, pozwalająca na otrzymywanie w realnym do przyjęcia czasie znaczne ilości wysokoczyszczonych substancji (mg a nawet g i kg),

7. prosta aparatura i nieskomplikowany sposób prowadzenia procesu, dający się stosunkowo łatwo zautomatyzować.

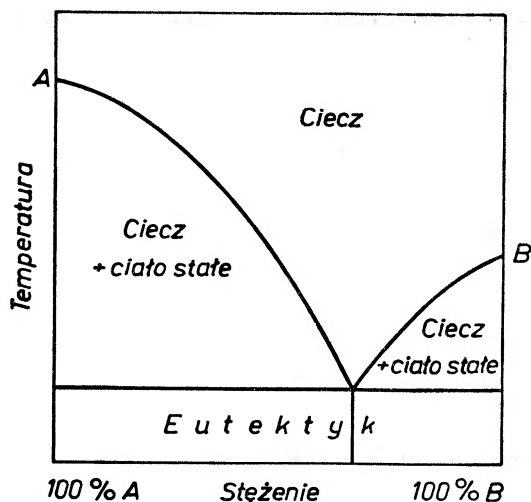
Zajmijmy się bliżej rozpatrzeniem wymienionych cech procesu strefowego oczyszczania. Proces ten zasadza się na podstawowej własności każdego roztworu dwuskładnikowego, którą ilustrują wykresy na rys. 1. W określonej



Rys. 1a. Wykres fazowy układu dwuskładnikowego $k < 1$



Rys. 1b. Wykres fazowy układu dwuskładnikowego $k > 1$



Rys. 1c. Wykres równowagi układu eutektycznego prostego

temperaturze stężenie rozpatrywanego składnika w fazie stałej i ciekłej są różne. Określając przez k stosunek tych stężeń otrzymamy:

$$k = \frac{C^s}{C^c} \neq 1 \quad t = \text{const},$$

gdzie: C^s — stężenie składnika w fazie stałej, C^c — stężenie tegoż składnika w fazie ciekłej będącej w równowadze z fazą stałą, t — temperatura, wspólna dla obu faz.

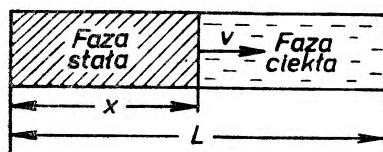
Duża czułość metody wynika z faktu, iż proces oczyszczania nie zależy od ilości rozpuszczonych domieszek, lecz od wyżej określonego współczynnika rozdziału k , a więc przebiega nawet przy bardzo niewielkiej ilości domieszek. Przeciwnie, przy małej ilości składnika rozpuszczonego, efektywność oczyszczania mierzona odwrotnością czasu niezbędnego dla otrzymania określonego (n -krotnego) obniżenia zawartości domieszek w oczyszczanej próbce będzie większa.

Trzecia z cech jest zupełnie oczywista, skoro proces przebiega w izolowanym układzie, do którego z zewnątrz doprowadzamy jedynie niezbędne do wytworzenia strefy ciekłej ciepło. Nie wymaga również bliższego uzasadnienia czwarta z cech, gdyż temperatura topnienia jest zawsze niższa od temperatury wrzenia roztworu.

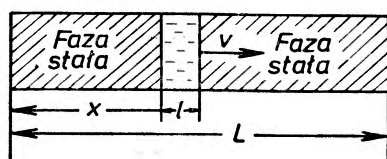
Znajomość podstaw teoretycznych procesu i możliwość ich konfrontacji z wynikami eksperymentalnymi wymagają znacznie szerszego omówienia, toteż będzie to tematem następnego rozdziału.

Podstawy teoretyczne procesu topnienia strefowego dla dwuskładnikowego układu idealnego

Omawiany proces jest pewną modyfikacją procesu krystalizacji frakcjonowanej, przy czym ten ostatni można traktować jako topnienie strefowe o strefie jednostronnie ograniczonej fazą stałą (rys. 2).



Rys. 2a. Krystalizacja frakcjonowana. V — prędkość czoła krystalizacji



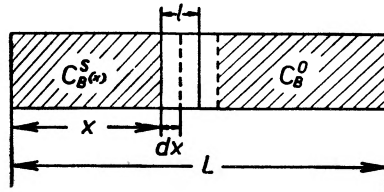
Rys. 2b. Strefowe topnienie. l — długość strefy ciekłej, V — prędkość przesuwu strefy ciekłej

Jeżeli jeszcze zauważymy, iż istotne dla procesu przemieszczania zanieczyszczeń są zjawiska zachodzące na lewej granicy strefy ciekłej, tj. u posuwającego się czoła fazy stałej, to przebiegi obu wymienionych procesów wykazują istotne podobieństwo. Istotna różnica wyrzika z objętości strefy ciekłej, która w pierwszym z procesów jest niewielka (w stosunku do objętości całej próbki) i stała w czasie całego procesu, podczas gdy objętość fazy ciekłej w frakcjonowanej krystalizacji nie jest stała i stanowi poważną część objętości próbki przez większą część czasu trwania procesu.

Aby możliwe było przedstawienie ilościowe rozkładu zanieczyszczeń wzdłuż próbki trzeba założyć określone warunki fizyczne obowiązujące w czasie całego procesu. Jak dalece warunki te odbiegają od rzeczywistych i jakie stąd wynikają konsekwencje, omówione zostanie dalej. Na ogół wprowadza się następujące założenia:

1. Objętość, kształt, przekrój poprzeczny i prędkość przesuwu strefy ciekłej są stałe w czasie całego procesu.
2. Objętość i przekrój poprzeczny fazy stałej są również stałe w czasie całego procesu.
3. Dwie fazy (ciekła i stała) oddzielone płaską prostopadłą do osi próbki powierzchnią graniczną znajdują się w równowadze termodynamicznej.
4. W fazie stałej nie ma dyfuzji ($D_{st} = 0$).
5. W fazie ciekłej występuje dyfuzja „doskonała“ ($D_c \rightarrow \infty$).
6. Współczynnik rozdziału $k = \text{const} \neq 1$ w czasie całego procesu.

Rozpatrzmy układ dwuskładnikowy ($A + B$) i wyznaczmy rozkład stężenia C_B domieszki B w funkcji x — odległości od początku próbki — dla jednorazowego przejścia strefy ($n = 1$). Równanie różniczkowe na zmianę stężenia



Rys. 3. Schemat przebiegu procesu oczyszczania strefowego

dC_B^c domieszki B w strefie ciekłej przy przesunięciu strefy o dx (rys. 3) ma postać:

$$dC_B^c = [C_B^0 - kC_B^c] \frac{dx}{l}$$

gdzie: C_B^0 — początkowe stężenie składnika B w roztworze, l — długość strefy. Po scałkowaniu otrzymamy

$$C_B^s(x) = kC_B^c = C_B^0 \left[1 + (k-1)e^{-\frac{kx}{l}} \right].$$

Dla wielokrotnego przejścia strefy $n > 1$ równanie różniczkowe występuje w postaci

$$\frac{d(kC_n^c)}{kC_n^c - C_{n-1}^c(x)} = -\frac{kdx}{l},$$

a po scałkowaniu (przybliżonym) da się przedstawić jako

$$C_n^s(x) = C_B^0 \left[1 + (k-1)e^{-\frac{kx}{l} \cdot Z} \right],$$

gdzie Z jest pewną funkcją zmiennych x i n .

Dla $n \rightarrow \infty$ wyrażenie przybiera postać

$$C_\infty^s(x) = Ae^{Bx},$$

gdzie:

$$B = \frac{k}{l}(e^{Bl} - 1) \quad \text{oraz} \quad A = \frac{C_B^0 BL}{e^{BL} - 1},$$

L — oznacza długość próbki.

To ostatnie wyrażenie określa „profil graniczny“, tj. taki, który przy dalszym prowadzeniu oczyszczania nie ulega zmianie ($dC_n^c = 0$, gdy $n \rightarrow \infty$).

Szczegółowym opracowaniem teoretycznym procesu topnienia strefowego zajmowało się szeregiem autorów [3], [4], [5], [6].

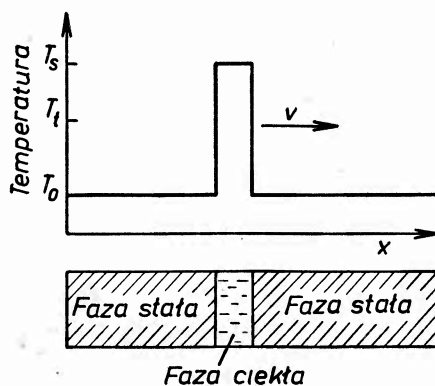
Interesujące krzywe dla równań całkowych i wynikające zależności między takimi wielkościami jak k , C^0 , l , x , n zamieścili w swej pracy Burris, Stockman

i Dillon [7]. Matematyczny opis procesu topnienia strefowego podany przez powyższych autorów dotyczy roztworów lub mieszanin z domieszkami nie-lotnymi. Pracę, która rozpatruje teorię procesu oczyszczania z uwzględnieniem lotnych domieszek ogłosił Boomgaard [8]. Interesujące obliczenia przeprowadził Birmon [9], który uwzględnił także rozkład zanieczyszczeń w końcowej części próbki, w której zachodzi krzepnięcie normalne.

Układ idealny a układ rzeczywisty

Idealny układ przedstawiałby się następująco:

Substancja o własnościach określonych założeniami 1 do 6 (patrz str. 42,43) znajdowałaby się w polu temperatur charakteryzującym się stałym potencjałem ($T_0 = \text{const}$), przez które przechodzi ze stałą prędkością V wzdłuż osi próbki (x) dodatni impuls prostokątny o temperaturze T_s wyższej od temperatury topnienia (o ok. 30—40°C) (rys. 4a). Rzeczywisty układ odbiega od idealnego za-

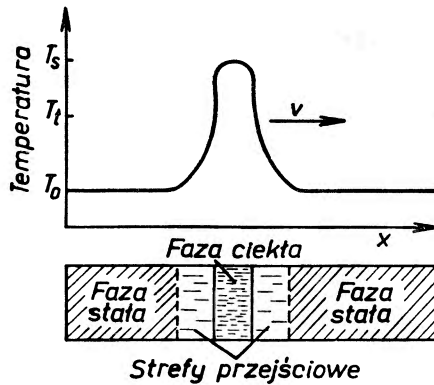


Rys. 4a. Układ idealny. T_s — temperatura strefy, T_t — temperatura topnienia, T_0 — temperatura otoczenia

równy co do własności substancji (w obu fazach), jak i pola temperatur (a szczególnie kształtu impulsu). W szczególności w fazie stałej i ciekłej zmiana objętości $\Delta\omega = f(T) \neq 0$ oraz w fazie stałej $D_{st} \neq 0$, a w fazie ciekłej $D_c \neq \infty$. Dotyczy to zwłaszcza bardzo istotnej części próbki po obu stronach granicy faz.

Idealnie prostokątnego kształtu impulsu nie da się zrealizować, a nawet uzyskanie impulsu trapezowego z uwagi na własności cieplne (głównie przewodnictwo) substancji organicznych praktycznie jest nieosiągalne. Impuls taki przypomina raczej kształtem sinusoidę (zwłaszcza przy wąskiej strefie ciekłej), przy czym rozkład temperatur wewnątrz substancji objętej impulsem (przy grzaniu zewnętrznym) również wykazuje pewien gradient w funkcji odległości

od osi próbki (oś x) (rys. 4b). Objawem tego jest odkształcenie powierzchni granicznej, faza stała — faza ciekła, która przestaje być płaska, a przybiera kształt zbliżony do elipsoidy obrotowej (rys. 4c). Wielkość odkształcenia mie-



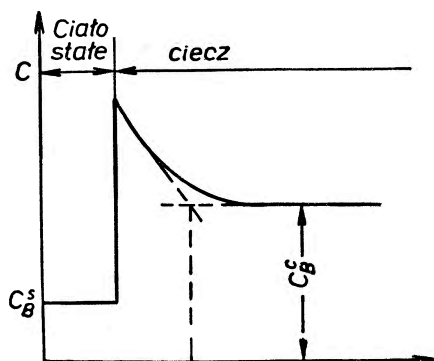
Rys. 4b. Układ rzeczywisty. T_s — temperatura strefy, T_t — temperatura topnienia, T_0 — temperatura otoczenia



Rys. 4c. Strefa ciekła zniekształcona

rzona stosunkiem długości osi elipsy, tj. $\varphi = \frac{2a}{2r} = \frac{a}{r}$ zależy w dużym stopniu od stosunku „podłużnego“ przewodnictwa ścianki do przewodnictwa substancji oczyszczonej, a więc od doboru materiału na pojemnik, w którym umieszczamy badaną ciecz. Celowo stosuje się tu substancje o małym przewodnictwie takie jak szkło, kwarc, teflon. Dodatkowym czynnikiem kształtującym profil impulsu temperaturowego (przy grzaniu zewnętrznym) może być stosowana często jedno- lub dwustronnie (po obu stronach grzejnika) strefa zimna, pozwalająca na zbliżenie kształtu impulsu do trapezu i redukcję strefy „przejściowej“. Redukcja strefy „przejściowej“ jest bardzo istotna z uwagi na efektywność procesu oczyszczania. Wiadomo, iż teoretyczny współczynnik rozdziálu k odbiega od k_{ef} obniżając wydajność procesu usuwania zanieczyszczeń. Na rozkład zanieczyszczeń istotny wpływ ma przebieg procesu dyfuzji w bezpośrednim sąsiedztwie granicy fazy. W warunkach idealnych ($D_c \rightarrow \infty$) proces dyfuzji w całej objętości fazy ciekłej jest dostatecznie szybki (w porównaniu z szybkością przesuwu strefy), aby stężenie zanieczyszczeń C^c w strefie było jednorodne i równe $C^c = C^s/k$. Obecność strefy „przejściowej“ o ograniczonej szybkości dyfuzji (z uwagi na niższą temperaturę a większą lepkość cieczy) powoduje niejednorodność stężenia zanieczyszczeń i zwolnienie procesu prze-

chodzenia domieszek z fazy stałej do ciekłej (rys. 5). Prowadzi to do nieregularności (osiowej) w rozmieszczaniu zanieczyszczeń w próbce oczyszczanej. Dodatkową niejednorodność (radialną) wprowadza wspomniany radialny gradient temperatur w fazie ciekłej, powodując tworzenie się tzw. rdzenia o zwięk-



Rys. 5. Rozkład składnika domieszkowego w pobliżu czoła krystalizacji [10]

szonej zawartości domieszek. Ograniczenie tych niepożądanych efektów związanych z występowaniem strefy przejściowej, jest możliwe przez:

- a) troskliwy dobór geometrii układu np. zmniejszenie grubości warstwy substancji oczyszczanej w kierunku radialnym,
- b) wymuszenie dodatkowego mieszania np. przez mechaniczne wstrząsanie pojemnika z próbką.

Przedstawiony wyżej obraz zjawiska występuje w przypadku, gdy energię cieplną dostarczamy z zewnątrz, wykorzystując własności przewodnictwa cieplnego ścianek naczynia.

Inny obraz pojawia się, gdy potrzebną do wytworzenia strefy ciekłej energię dostarczamy wykorzystując inne własności substancji np. prądy wirowe lub straty dielektryczne. Wtedy o rozkładzie temperatury wewnątrz próbki decydują w zasadzie własności samej substancji oczyszczanej. Nie będzie się również obserwować radialnego gradientu temperatury, ani efektów niejednorodności z nim związanych. Powstaje natomiast problem ograniczenia obszaru absorpcji w substancji oczyszczanej do niewielkiej objętości strefy ciekłej.

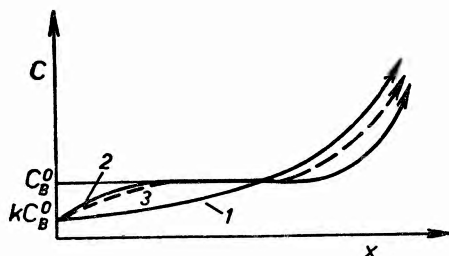
Podane na wstępie założenia postulują stałość objętości i to zarówno w fazie stałej, jak i ciekłej. Wiadomo jednak, iż wszystkie substancje wykazują rozszerzalność temperaturową jak również zmianę objętości przy przejściu fazowym (topnieniu). Związki organiczne wykazują tu znaczne zmiany objętości sięgające (np. antracenu), a nawet przekraczające (np. bezwodnik ftalowy) 25%. W zasadzie zmiana objętości nie wpływałaby na proces segregacji zanieczyszczeń, gdyby nie konieczność pozostawienia pewnej objętości „wolnej“ w pojemniku próbki przed jego zamknięciem. Nie pozostawienie takiej przestrzeni powoduje pękanie ścianek naczynia i zniszczenie pojemnika.

Rygorystyczne bardzo są założenia przyjęte dla strefy ciekłej. Winna ona mieć stały kształt i objętość oraz stałą prędkość przesuwu, a ponadto być w równowadze termodynamicznej z sąsiadującą fazą stałą. Szerokość strefy ciekłej o kształcie płaskiej warstwy nie powinna przekraczać dziesiątej części długości próbki. Trudność otrzymania i utrzymania strefy ciekłej takiego kształtu wystąpiła wyraźnie przy omawianiu zagadnienia formowania impulsu temperaturowego oraz tzw. „strefy przejściowej“.

Zajmijmy się dwoma pozostałymi cechami.

Objętość strefy ciekłej jako gromadzącej zanieczyszczenia nie może być zbyt mała w stosunku do objętości całej próbki.

Zbyt mała objętość strefy powoduje szybkie jej „nasylenie“ i małą efektywność oczyszczania, zwłaszcza przy stosunkowo dużym stężeniu domieszek i współczynniku rozdziału k silnie odbiegającym od jedności. W miarę wędrówki



Rys. 6. Krzywe rozkładu zanieczyszczeń w funkcji odległości od początku próbki [11]. 1 — przy idealnym wyrównaniu składu w strefie ciekłej, 2 — przy częściowym wyrównaniu składu drogą dyfuzji, 3 — przy częściowym wyrównaniu składu drogą dyfuzji i konwekcji

strefy przez próbkę stężenie zanieczyszczeń wewnątrz tej strefy rośnie, a to wpływa z kolei na zmianę temperatury krzepnięcia roztworu (wykresy na rys. 1) i innych jego własności cieplnych. W tej sytuacji konieczne jest regulowanie dopływu energii cieplnej dla zachowania stałej objętości strefy.

Wreszcie stałość prędkości przesuwu strefy oraz dobór jej wartości wiąże się bezpośrednio z warunkiem równowagi termodynamicznej obu faz. Proces rozpatrywany powinien być quasistatyczny. W przeciwnym wypadku nie nastąpi rozdział domieszek odpowiadający współczynnikowi k , innymi słowy rzeczywisty współczynnik rozdziału k_{ef} będzie zmieniał się w toku procesu oczyszczania, którego wydajność będzie malała. Jaką przeto prędkość należy dobierać? Prędkość przesuwu winna być mała i to tym mniejsza, im współczynnik dyfuzji danej substancji (w fazie ciekłej) jest mniejszy. Ponieważ (z grubsza) współczynnik dyfuzji zależy od masy cząsteczkowej substancji, przeto im większa masa cząsteczkowa tym mniejsza winna być szybkość przesuwu, aby stan układu w każdej chwili był jak najbardziej zbliżony do stanu równowagi termodynamicznej. Każda zmiana szybkości odbije się na chwilowej wartości współczynnika rozdziału k_{ef} , a to prowadzi do nieregularnego rozmieszczenia zanieczyszczeń wzdłuż próbki, a w efekcie przedłuża i pogarsza proces oczyszczania.

Interesujące i szczegółowe rozważania na temat wpływu braku równowagi termodynamicznej między fazami stałą i ciekłą roztworu w czasie jego krystalizacji, w odniesieniu do roztworów metalicznych można znaleźć w pracy [10].

Wyciągając wnioski z powyższej dyskusji można sformułować następujące dezyderaty pod adresem aparatury do strefowego oczyszczania:

1. Wytwarzać pożądany kształt pola temperaturowego.
2. Zapewniać właściwe i nie zmieniające się położenie osi podłużnej próbki względem pola temperatury.
3. Zapewniać „płynny“ przesuw próbki ze stałą dokładnie regulowaną prędkością.
4. Zapobiegać wtórnym kontaminacjom, jak również niejednorodnościom zniekształcającym właściwy proces oczyszczania.

Przegląd aparatury

Aparaturę do oczyszczania strefowego można podzielić według wielu cech jej właściwych, mniej lub bardziej interesujących odpowiedniego użytkownika. A więc z punktu widzenia

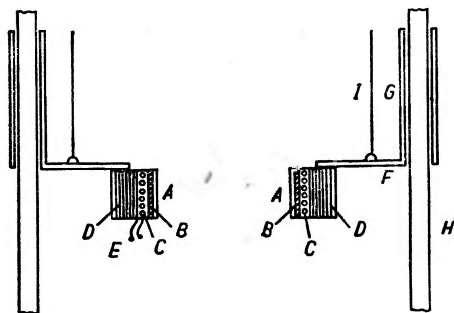
- ilości substancji oczyszczonej (mg, g, kg),
- temperatury topnienia substancji oczyszczonej (wysoka $\geq 50^\circ\text{C}$, średnia, niska $\leq -50^\circ\text{C}$),
- kształtu i usytuowania pojemnika (prostoliniowa-pionowa, prostoliniowa-pozioma, spiralna, śrubowa),
- ilości stref ciekłych prowadzonych równocześnie (jedno-, lub wielostrefowa),
- źródła energii cieplnej (element grzejny oporowy, napromiennik, grzejnik indukcyjny itp.),
- rodzaju napędu i sposobu regulacji prędkości (mechaniczny, elektryczny, z przekładnią pasową, ślimakową itp.),
- stopnia jej automatyzacji, samokontroli itp.

Do wszystkich jednak rozwiązań odnoszą się dezyderaty sformułowane pod koniec poprzedniego rozdziału.

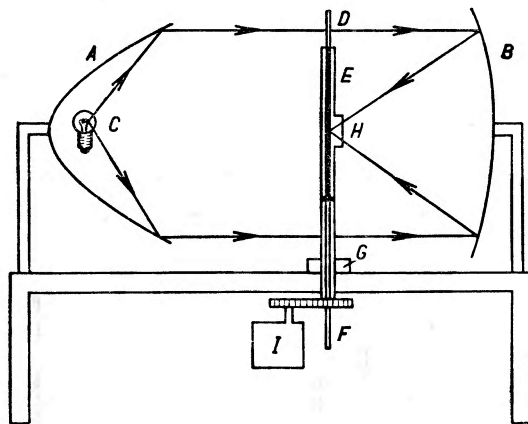
Pole temperatur determinują w zasadzie dwa elementy: temperatura T_0 otaczającego próbkę środowiska oraz strefy ciekłej T_s wytworzonej przez źródło ciepła¹. Temperaturą otoczenia jest, gdy to możliwe, temperatura pokojowa, jednak dla substancji o średniej lub niskiej temperaturze topnienia $T_t < 50^\circ\text{C}$ (patrz Tablica I, poz. 1 do 16) wprowadzany jest zwykle płaszcz z mieszaniną oziębiającą [12], lub aparatura przystosowana jest do umieszczenia jej w pojemniku zimna (lodówce) [13]—[16].

¹ Najkorzystniejszy jest następujący układ temperatur: $T_s = T_t + \Delta T = T_0 + 2\Delta T$, gdzie $\Delta T = 25 \div 50^\circ\text{C}$.

Grzejniki wytwarzające strefę ciepłą wykonuje się jako elementy oporowe (spirale) zasilane prądem zmiennym lub stałym o regulowanej mocy, umieszczone w odpowiednio ukształtowanej obudowie (rys. 7) [13], [14], [15], [17]. W pracach [18], [19] zastosowano włókno żarówki jako promiennik energii. Zasilanie autotransformatorowe pozwala na regulację mocy źródła. Ogniskowanie energii emitowanej na ograniczonej części objętości próbki uzyskuje się poprzez odpowiedni układ optyczny (rys. 8).



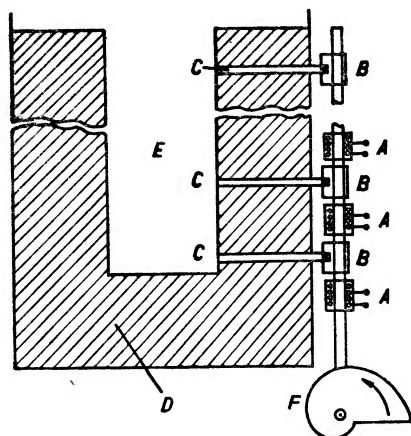
Rys. 7. Konstrukcja i detale grzejnika [17]. *A* — metalowy pierścień, *B* — izolacja azbestowa, *U* — element oporowy, *D* — taśma azbestowa, *E* — przewody grzejnika, *F* — wspornik, *G* — metalowa tulejka, *H* — prowadnica, *I* — ciągnio



Rys. 8. Układ „optyczny“ do topienia strefowego [19]. *A* — zwierciadło paraboliczne, *B* — zwierciadło sferyczne, *C* — lampa projekcyjna, *D* — szklana rura próbkowa, *E* — metalowa tuleja, *F* — pręt podnoszący naczynie, *G* — nagwintowany pierścień, *H* — filtr szklany, *I* — układ napędowy z przekładnią

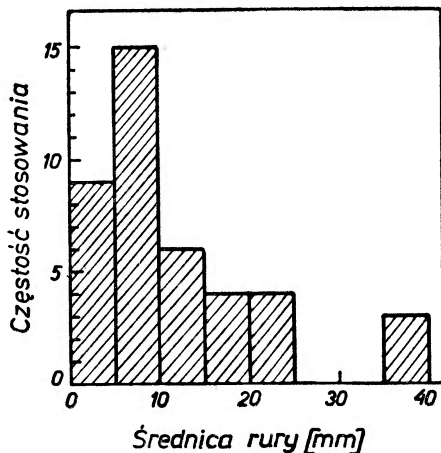
Czyniono próby zastosowania ogrzewania indukcyjnego lub wykorzystującego prądy wirowe [20], w tym również do substancji organicznych [21]. Poprawienie kształtu impulsu temperaturowego, a więc i kształtu strefy ciepłej uzyskuje się przez wprowadzenie dodatkowego chłodzenia w pobliżu grzejnika. Strefy zimne stosujemy jedno- lub dwustronnie [12], [22], jak również prze-

dzielamy nimi strefy ciekłe, w przypadku prowadzenia wielu stref równocześnie (rys. 9). Niekiedy dla utrzymania stałej szerokości strefy ciekłej niezbędna jest regulacja mocy grzejnika w miarę przesuwu strefy wzdłuż próbki. W tym celu włącza się automatycznie oporniki połączone szeregowo ze spiralą grzejną [12], [17]. Przy optycznym układzie grzejnym [18], [19] dla uformowania strefy obok ogniskowania wiązki stosuje się osłonę z rury stalowej z okienkiem w postaci filtru szklanego.



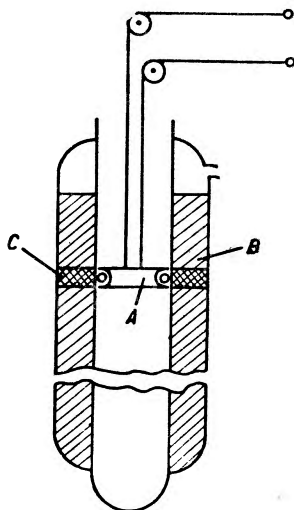
Rys. 9. Wielogrzejnikowy układ do oczyszczania strefowego [12]. *A* — grzejniki (strefy gorące), *B* — pierścienie chłodzące (strefy zimne), *C* — pręty układu chłodzącego, *D* — izolacja cieplna, *E* — substancja chłodząca, *F* — krzywka przesuwająca pojemnik z próbką

Wielkość pojemnika na substancję oczyszczaną jest bardzo różna i zależy od ilości substancji przeznaczanej do jednorazowego oczyszczania. Przy najmniejszych ilościach (0,1 do 10 g) długość rury wynosi 10—12 cm, a średnica



Rys. 10. Diagram częstości stosowania poszczególnych średnic rur na naczynia próbkowe [26]

2—6 mm ([19], [23], [24], [25]), duże aparaty (masa substancji rzędu kilograma) posiadają pojemniki o długości około 100 cm i średnicy 25—40 mm ([12], [17]). Zestawienie podające częstość stosowania różnych średnic przedstawiono na rys. 10 [26]. Większe średnice stosuje się dla substancji o większym przewodnictwie cieplnym. Czasem naczynie wykonujemy w kształcie rury toroidalnej [15] lub spiralnej [27], lub substancję oczyszczaną umieszczamy

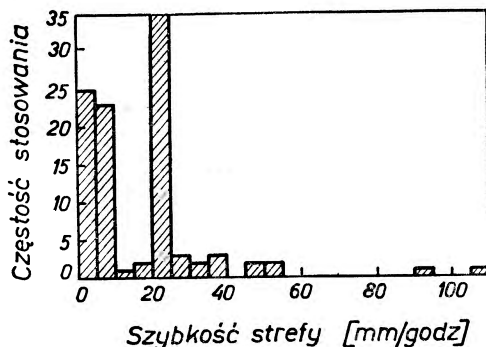


Rys. 11. Schemat aparatury do oczyszczania strefowego z pojemnikiem z rur współśrodkowych [13]. *A* — grzejnik, *B* — substancja oczyszczana, *C* — strefa ciekła

między dwoma współosiowymi cylindrami z grzejnikiem wewnątrz mniejszego cylindra (rys. 11) [13], [14]. Prostoliniowe pojemniki w aparaturach do oczyszczania substancji organicznych ustawia się na ogół w pozycji pionowej. Ustawienie poziome wobec małego napięcia powierzchniowego substancji organicznych prowadziłyby do wstecznej kontaminacji próbki cieczą wypływającą ze strefy stopionej. Pojemniki toroidalne i spiralne mają najczęściej oś poziomą i stosowane są wtedy, gdy aparatura w czasie pracy umieszczana jest w pojemnikach zimna [15].

Dla zapewnienia stałości (symetrii) względnego położenia grzejnika i naczynia z próbką niezbędne jest dokładne prowadzenie elementu ruchomego (np. grzejnika) względem nieruchomej części aparatury (w szczególności pojemnika z próbką). Chodzi tu o dokładne osiowy przesuw, o zapobieżenie wszelkim przesunięciom radialnym. Zapewnienie tych warunków uzyskuje się przez zaopatrzenie elementu ruchomego w specjalne prowadnice [17] (rys. 7). Jednakże to zagadnienie nie zawsze jest szczęśliwie rozwiązane (np. pozostawienie luzów radialnych przy zawieszeniu pojemnika lub grzejnika na ciągnie sprężystym). Problem ten wiąże się bezpośrednio z konstrukcją układu napędzającego i przekazującego napęd na element ruchomy.

Szybkości przesuwu tu stosowane są bardzo małe i sięgają jedynie sporadycznie 100 mm/godz. Najczęściej stosowane prędkości są jednak znacznie mniejsze, co ilustruje dobitnie wykres na rys. 12 [26]. Przy tak małych prędkościach trzeba stosować napędy wolnobieżne w połączeniu z układem transformującym w postaci różnego rodzaju przekładni. Jako napęd stosuje się



Rys. 12. Diagram częstości stosowania różnych prędkości przesuwu strefy [26]

mechanizmy zegarowe [13], [15], lub silniczki elektryczne (synchroniczne) [28] w połączeniu z układem przekazywania napędu (krzywką podnoszącą naczynie [12], drażkiem, na który nawija się cieżno od grzejnika [17] itp.). Regulację prędkości uzyskuje się głównie przez stosowanie przekładni [13], [28]. Należy zwracać uwagę na zapobieganie wszelkim niejednostajnościom przesuwu tak pochodzącym od mechanizmu napędowego (silnika), jak i urządzeń przekazyjących napęd (przekładni). Prędkość strefy można zwiększyć, gdy obok naturalnego mieszania (dzięki dyfuzji) wymusimy mieszanie dzięki prądom konwekcyjnym (gradient temperatury w obrębie strefy ciekłej), przez wstrząsanie, rotację itp. Na ogół większe prędkości stosujemy dla związków o małej masie cząsteczkowej.

Zbudowanie aparatury, w której substancja oczyszczana będzie całkowicie zabezpieczona od efektów wtórnych, zakłócających proces oczyszczania, a co za tym idzie, zmniejszających jego efektywność, jest niemożliwe. Toteż zdjęty po określonej ilości przejść strefy profil rozkładu zanieczyszczeń w próbce odbiega często znacznie od teoretycznie przewidzianego. Jednakże przez właściwe rozwiązania konstrukcyjne i celową eksploatację aparatury można uzyskać zadowalające rezultaty.

Zwróćmy na koniec uwagę na sposoby zapobiegania wtórnym zanieczyszczeniom. Gdy obserwujemy obecność zanieczyszczeń gazowych, a więc tendencję do tworzenia się pęcherzyków w objętości substancji oczyszczanej, to celowe jest rozpoczynanie procesu oczyszczania od dołu pojemnika i prowadzenie strefy ku górze. Przeciwnie, gdy pęcherzyki gazu nie tworzą się, a przy tym występuje znaczna zmiana objętości przy topnieniu albo występują zanieczyszczenia mechaniczne nierozpuszczalne, celowe jest rozpoczynanie procesu

Tablica I
Zestawienie substancji organicznych oczyszczanych strefowo

Substancja oczyszczana	Temp. topn. °C	Prędkość przesuw. mm/godz.	Ilość przejść	Długość strefy mm	Średn. rury mm	Długość rury cm	C z y s t o ś ć				Literatura
							Zanieczyszczenie	Określenie	Przed oczyszczeniem	Po oczyszczeniu	
Etanol	—115		4				woda	?	4.10 ⁻³	10 ⁻⁴	(14)
Metakrylan metylu	—50	300	10	8—9		80		?	8.10 ⁻³	5.10 ⁻⁴	
3-Metylopirydyna	—18	106	8		25	127		x	1,5.10 ⁻²	<10 ⁻³	
Piperydyna	—9	35					pirydyna	?	10 ⁻¹	<10 ⁻³	
4-Metylopirydyna	3,8	52	44		51	127		x	5.10 ⁻³	10 ⁻³	
Benzen	5,5	3	15				triofen	?	10 ⁻³	≤10 ⁻⁴	
Benzen	5,5	3	10				kwas octowy	?	2.10 ⁻²	≤10 ⁻³	
Benzen	5,5	50	5					x	6,3.10 ⁻³	<10 ⁻⁵	
Cykloheksan	6,5	25	6	8	37	14,5		?			
p-ksylen	13,5		6				o-ksylen	?	10 ⁻¹	5.10 ⁻³	
Węglan winylenu	22	25	3			38	chlor	?	5.10 ⁻²	5.10 ⁻³	
p-Bromotoluen	28		9				o-bromotoluen	?	2.10 ⁻²	2.10 ⁻⁴	
2-Metylonaftalen	35	52	108	20	20	4,5		?	>3.10 ⁻²	5.10 ⁻⁴	
Fenol	41	21	12	25	12	50	p-nitrofenol	?	2,5.10 ⁻²	2,5.10 ⁻⁶	
Fenol	41	25—50			6	30	czerwień metylowa	kolor	róż	bezbarwny	
4-Chloro-o-krezol	49	20	68	25	12	60		t. t.	40,9	48,7	
Benzofenon	51	2—3	90	10				x	4.10 ⁻²	<2.10 ⁻⁴	
Penta metylopirydyna-półwodziak	52	30		25	4	20					
Indol	53	25	20		51	127		x	5.10 ⁻³	10 ⁻³	
Alkohol stearylowy	59	1	7	5		11	alkohol cetylowy	w	1,2.10 ⁻¹	<5.10 ⁻³	
Oktadekanol-1	60	25	10		22,5	85		t. t.	58,1	60,1	
3,4-dwumetylofenol	65	2	17	20—30	20	43		t. t.	62,3	62,6	
Azobenzen	68	3	127	9				t. t.	66—68		
Kwas stearynowy	69	95	45				kwas oleinowy	w	1,5.10 ⁻¹	>10 ⁻²	
Dwufenyl	71	8	1	28	18	35		zapach		znikł	
Naftalen	80	38	7	51—127	38	127	antracen	w	2.10 ⁻³	<2.10 ⁻⁷	
Naftalen	80	32	5		2	15		w	10 ⁻³	<10 ⁻⁴	
Naftalen	80	3,7	30	38	10	30		x	2,7.10 ⁻²	9,5.10 ⁻⁶	
Naftalen	80	20	18		8	7	fiolet metylu	kolor	róż	jasny	
Naftalen	80	1,5	1	30	8	30	kwas benzoesowy	w	10 ⁻¹	<10 ⁻³	
Naftalen	80	20	18	14	5	15	fiolet metylu	w	10 ⁻³	2.10 ⁻⁷	
Naftalen	80	3	31	20				t. t.	94—96	3.10 ⁻⁴	
Naftalen	80	10		20		18	antracen		10 ⁻³	<10 ⁻⁶	
Naftalen	80	30		25	4	20					
Naftalen	80	17	6	30	12	45		t. t.	79,5	80,0	
9-Węglan metylu	89	25	60		38	127		x	3.10 ⁻³	5.10 ⁻⁵	
Dwubenzoil	95	2—3	45	15				x		2.10 ⁻⁴	
Acetamid	114	15	10		22,5	85		t. t.		114,8	

Kwas benzoesowy	122	25	7	38	38	?	7.10 ⁻³	3.10 ⁻⁴		
Kwas benzoesowy	122	25	1	14	5	15	naftalen	w	5.10 ⁻⁵	3.10 ⁻⁷
Kwas benzoesowy	122	25		3—5	2,5— —6,4	10—15		t. t.	119,5—121,5	121—121,5
Kwas benzoesowy	122	~10	274				kwas benzoesowy-d	x	2,4.10 ⁻²	1,7.10 ⁻³
β-Naftol	122	1,5	1	30	18	30		kolor		bezbarwny
β-Sitosterol	129	6,2	21		8	4		t. t.	124,5—129,5	127,5—129
Progesteron	130	6,2	21		8	4		t. t.	128—129	130—132
Cholestanol	142	6,2	20		8	6		w	10 ⁻²	~10 ⁻³
Cholesteryl	150	20	21		8	7	fiolet metylu	kolor	róż	jasny
Cholesteryl	150	6,2	17		8	6	kwas benzoesowy	w	10 ⁻³	~10 ⁻⁴
Cholesterol	151	9	10		22,5	85		t. t.		151—151,2
Piren	152	25		3—5	2,5— —0,4	10—15		t. t.	150—152	152
Testosteron	153	0,2	21		8	3,5		t. t.	152,5—154	152,7—154,2
Stigmasterol	164	0,2	21		8	3,5		t. t.	161—164	159—163
Dwutylosterol	177	0,2	34		8	6		t. t.	175—177	175—177,7
Hexosterol	187	0,2	18		8	6	2-etylosterol	t. t.	181—182,5	185,5—187
2-Fenylolndol	180		8		13	127		t. t.	188	189,1
Antraecen	220	25	18	38	38	122		?	1,9.10 ⁻³	5.10 ⁻³
Antraecen	220	25	10	3—5	2,5— —0,4	10—15		t. t.	217,5—221	219,5—220
Antraecen	220	25		25	10	70				
Antraecen	220	17	4	22	12	45		t. t.	210,5	220,5 (31)
Chryzen	251	25		3—5	2,5— —0,4	10—15		t. t.	248—249,5	250—250,5

t.t. — temperatura topnienia,

x — molowe stężenie zanieczyszczeń,

w — wagowe stężenie zanieczyszczeń,

?

* — do pozycji bez odnośnika literatura jak w pracy [20].

od góry i prowadzenie strefy w dół. Celowe wydaje się, dla przyspieszenia procesu, oczyszczanie podzielić na dwa lub kilka etapów [13], [29]. Po każdym z etapów odrzucać końce próbki, w których gromadzą się zanieczyszczenia. W każdym następnym etapie należy zmniejszać szerokość strefy, gdyż otrzymuje się lepsze warunki temperaturowe, a niezbędna pojemność strefy ciekłej maleje ze zmniejszeniem stężenia zanieczyszczeń.

Wyniki doświadczalne strefowego oczyszczania substancji organicznych

Niżej zamieszczono zestawienie wyników osiągniętych przy zastosowaniu metody strefowego oczyszczania do substancji organicznych (wg [26] z uzupełnieniami).

Jak łatwo zaobserwować, zestawienie to obejmuje głównie substancje o stosunkowo wysokiej temperaturze topnienia. Zaledwie pierwsza dziesiątka ma temperaturę topnienia niższą niż pokojowa.

Trudno ocenić wartość omawianej metody oczyszczania na podstawie przedstawionego zestawienia. Jest ono tak bogate a jednocześnie tak zróżnicowane, iż nie pozwala na generalną analizę i szersze uogólnienia. Jednakże potwierdza szerokie możliwości stosowania tej metody do substancji organicznych. Wydaje się, iż istotną korzyść może wyciągnąć jedynie ten, kto bezpośrednio zainteresowany jest stosowaniem metody strefowego oczyszczania do otrzymywania granicznie czystych substancji organicznych.

Zone Refining of Organic Substances

Abstract: The article contains a short review of the physical phenomena which appear during zone refining, together with elementary theory and a quantitative approach to the separation process in the case of a two-component system ($A+B$). Next, there are formulated the principal postulates which should be satisfied by the apparatus for zone refining of organic substances and the various designs of such apparatus are reviewed briefly. In conclusion, experimental results of applying the method of zonal melting for organic substances, found in the literature, are presented.

Literatura

- [1] W. G. Pfann, J. Metals, N. Y., **4**, 747 (1952).
- [2] F. W. Schwab, E. Wichers, J. Res. Nat. Bur. Stand., **32**, 253 (1944).
- [3] N. W. Lord, J. Metals, **11**, 1531 (1953).
- [4] K. S. Milliken, J. Metals, **7**, 838 (1955).
- [5] I. Braun, S. Marshall, Brit. J. Appl. Phys., **8**, 157 (1957).
- [6] I. Braun, Brit. J. Appl. Phys., **8**, 457 (1957).
- [7] L. Burris, C. H. Stockman, I. G. Dillon, J. Metals, **9**, 1017 (1955).
- [8] J. van den Boomgaard, Philips Res. Rep., **10**, 319 (1955).

- [9] Birman, J. Appl., **26**, 1195 (1955).
- [10] I. I. Nowikow, W. S. Zołotoriewskij, *Dentritnaja likwacja w spławach*, Izd. Nauka, Moskwa 1966.
- [11] C. Elbaum, Progr. Metal Phys., **8**, 204 (1959), tłumaczenie rosyjskie: Uspekhi Fiz. Nauk, **79** (1963).
- [12] J. H. Beynon, R. A. Saunders, Brit. J. Appl. Phys., **11**, 128 (1960).
- [13] H. Rock, *Naturwissenschaften*, **43**, 81 (1956).
- [14] J. Terlecki, J. Sułocki, I. Poliwko, Acta Phys. Polon., **26**, 1251 (1964).
- [15] J. Sułocki, Sz. Mackiewicz, Zesz. Nauk. WSP Gdańsk (Mat. Fiz. Chem.), **4**, 35 (1964).
- [16] H. C. Wolf, German Patent 1015804 (1957).
- [17] E. F. G. Herington, R. Handley, A. I. Cook, Chem. Ind. (London), 292 (1956).
- [18] R. Handley, Manufacturing Chemist, **27**, 451 (1956).
- [19] R. Handley, E. F. G. Herington, Chem. Ind. (London), 304 (1956).
- [20] R. Brunsz, J. Jun, W. Piekarczyk, Przegląd Elektroniki, **12**, 598 (1965).
- [21] J. Sułocki, E. Kaniewski, *praca nie publikowana*.
- [22] M. J. Joncich, D. R. Bailey, Analyt Chem., **32**, 1578 (1957).
- [23] J. N. Sherwood, S. J. Thomson, J. Sci. Instrum. (GB), **37**, 242 (1960).
- [24] A. P. Ronald, Analyt Chem., **31**, 964 (1959).
- [25] A. L. Brown, K. R. Buck, Chem. Ind. (London), 1347 (1961).
- [26] W. R. Wilcox, R. Friedenberga, N. Back, Chem. Rev., **64**, 187 (1964).
- [27] E. W. Berg, *Physical and Chemical Metodes of Separation*, Mc. Graws — Hill Co, N. Y. (1963).
- [28] E. F. G. Herington, Endeavour, 191 (1960).
- [29] H. Schildknecht, U. Hopf, Z. Anal. Chem., **193**, 401 (1963).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Mgr Kazimierz Frankiewicz

Katedra Fizyki
Politechniki Krakowskiej

Demonstracyjny przyrząd do pomiaru współczynnika przewodnictwa cieplnego złych przewodników ciepła metodą stanu ustalonego

W nowoczesnym budownictwie ważną rolę odgrywają nie tylko odpowiednie własności wytrzymałościowe, ale także dobre własności termoizolacyjne użytych materiałów. Znajomość współczynnika przewodnictwa cieplnego dla danego materiału, lub umiejętność jego pomiaru wchodzi w zakres wykształcenia inżyniera budowlanego. Z tą myślą zbudowano w Katedrze Fizyki Politechniki Krakowskiej przyrząd do demonstracji na wykładach łatwej metody pomiaru tej wielkości.

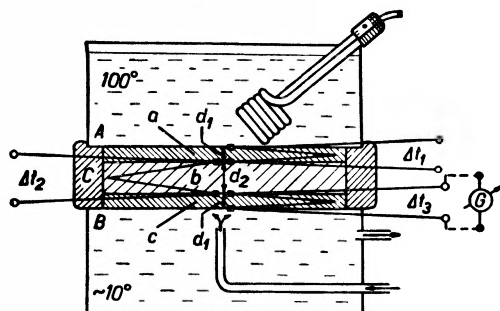
Opis przyrządu i metoda pomiaru

Przekrój poprzeczny przyrządu przedstawia rys. 1. W skład przyrządu wchodzi: 1) płytka kołowa badanego materiału (b) o grubości d_2 równej 2—4 cm i średnicy 15—20 cm, 2) dwie płytki z miękkiej gumy (a i c) o grubościach d_1 — 0,4—0,7 cm, tej samej średnicy co płytka b , 3) zasobnika ciepła A , w postaci naczynia miedzianego lub aluminiowego o średnicy nieco większej niż płytki, wypełnionego wodą utrzymywaną w stanie wrzenia za pomocą grzałki elektrycznej, 4) odbiornika ciepła B — naczynia podobnego do A , lecz zamkniętego od góry płytką z tego samego metalu, przez które przepływa strumień wody wodociągowej, 5) trzy termopary miedź—konstantan, których spojenia umocowane są po obu stronach każdej płytki, pozwalają wyznaczyć różnice temperatury po obu ich stronach. Końce termopar podłączono do gniazdek, osadzonych parami na płycie ebonitowej i oznaczonych odpowiednio I, II, III. Jako wskaźnika różnicy temperatur używano galvanometru zwierciadlanego o czułości prądowej 10^{-8} A/mm, umieszczonego w sali wykładowej i umożliwiającego odczytanie wychylenia przez całe audytorium.

Strumień ciepła przechodzi od zasobnika ciepła A przez krążek gumowy a , badaną próbkę b , krążek gumowy c do odbiornika ciepła B . Aby ograniczyć do minimum rozpraszanie strumienia ciepła na boki, krążki gumowe i próbkę owija się grubą warstwą termoizolatora C . Warstwa ta może być wykonana z ligniny, umieszczonej w długim płóciennym worku. Przy dobrej izolacji spadki temperatur na płytkach gumowych a i c powinny być niemal jednakowe. Różnica wskazań termopar I i III może być miarą rozpraszania ciepła na boki.

Co najmniej na godzinę przed demonstracją należy włączyć grzałkę i wodę w zasobniku ciepła utrzymywać w stanie wrzenia, a przez odbiornik ciepła przepuszczać strumień wody wodociągowej. W tym celu w bocznej ścianie naczynia B są wykonane dwa otwory na doprowadzanie i odprowadzanie wody.

Od momentu wrzenia wody notujemy co 10—15 minut wskazania termopary I i III (Δt_1 i Δt_3) aż do ich ustalenia się. Czas ten przy podanych wyżej grubościach krążków wynosi około 40 minut, jeżeli naczynie na początku doświadczenia zostanie wypełnione wrzącą wodą. Czas ustalania się temperatur rośnie z rosnącą grubością płytki b .



Rys. 1

W czasie doświadczenia ubywa wody w zbiorniku ciepła na skutek parowania. Straty te należy uzupełniać dolewaniem wrzącej wody, aby warunki termiczne przez cały czas doświadczenia były jednakowe.

Prawidłowość działania wykonanego przyrządu można sprawdzić kładąc krążki gumowe bezpośrednio na sobie (po wyjęciu próbki) w ich zwykłych położeniach, a następnie zmieniając ich kolejność. Wychylenia galwanometru proporcjonalne do Δt_1 i Δt_3 nie powinny zależeć od kolejności ułożenia płytek.

Zasada pomiaru

Przyjmijmy następujące oznaczenia: Δt_1 — spadek temperatury na płytce a , Δt_3 — spadek temperatury na płytce c , Δt_2 — spadek temperatury na próbce badanego materiału b , k_1 — współczynnik przewodnictwa cieplnego gumy (lub innego materiału), której wartość jest znana, k_2 — współczynnik przewodnictwa cieplnego badanego materiału.

Strumień ciepła przepływający przez jednostkę powierzchni $\frac{dQ}{d\tau} = k \frac{\Delta t}{d}$ jest w stanie ustalonym jednakowy dla każdego krążka. Zatem:

$$k_1 \frac{\Delta t_1}{d_1} = k_2 \frac{\Delta t_2}{d_2}$$

skąd

$$k_2 = k_1 \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} \cdot \frac{d_2}{d_1}.$$

Ponieważ wychylenia plamki świetlnej galwanometru α (liczone np. w działkach) są proporcjonalne do różnic temperatur na spojeniach, zatem:

$$k_2 = k_1 \frac{a_1}{a_2} \cdot \frac{d_2}{d_1}.$$

Jeżeli po ustaleniu się temperatur okaże się, że $\Delta t_1 \neq \Delta t_3$ i tym samym $a_1 \neq a_3$ dzięki rozpraszaniu strumienia ciepła na boki, przyjmujemy jako spadek temperatury na płytkach gumowych średnią arytmetyczną a_1 i a_3 .

Przykład pomiaru:

Materiał próbki: gips (dobrze wysuszony).

Grubość płytki gipsowej $d_2 = 1,99$ cm.

Grubość płytek gumowych $d_1 = 0,50$ cm.

Współczynnik przewodnictwa cieplnego gumy:

$$k_1 = 0,00035 \frac{\text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{sek} \cdot \text{stop}}, \quad \alpha_1 = 38 \text{ działek}, \quad \alpha_2 = 115,2 \text{ działek}, \quad \alpha_3 = 37 \text{ działek}.$$

Stąd:

$$k_2 = k_1 \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \cdot \frac{d_2}{d_1} = 0,00035 \frac{37,5}{115,2} \cdot \frac{1,99}{0,50} \frac{\text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{sek} \cdot \text{stop}} = 0,00046 \frac{\text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{sek} \cdot \text{stop}}.$$

Jeżeli nie znamy współczynnika przewodnictwa cieplnego gumy, możemy uzyskać tylko wartości względne. Materiały izolacyjne twarde mniej nadają się na płytki porównawcze, ponieważ powierzchnia badanych próbek materiałów budowlanych jest zazwyczaj chropowata i wówczas rzeczywista powierzchnia styku jest znacznie mniejsza od powierzchni próbki.

G. H. A. Cole: **Dynamika płynów. Wprowadzenie do teorii przepływów z małymi prędkościami i teorii fal o małej amplitudzie.** Z języka angielskiego przełożył Jacek Mączyński. PWN, seria „Małe Monografie PWN“, Warszawa 1964, str. 282

Jak wskazuje podtytuł książki Cole'go, jej przedmiotem jest dynamika przepływów płynów z małymi prędkościami i teoria fal w płynach o małej amplitudzie. W traktowaniu tych zagadnień autor wychodzi w różnych miejscach książki poza przedmiot klasycznej hydrodynamiki wprowadzając do teorii hydrodynamicznej elementy termodynamiki, rozważając zależności różnych zjawisk hydrodynamicznych od temperatury. Cztery pierwsze rozdziały książki zawierają teorię płynów idealnych, a mianowicie wyprowadzenie równań płynu idealnego, teorię ruchu bezwzirowego z zastosowaniem ruchów płaskich płynów do teorii falowania cieczy i do teorii fal akustycznych. Rozdział piąty omawia zjawiska lepkości płynów, a więc wyprowadzenie równań Naviera-Stokesa i omówienie wniosków, wynikających z tych równań. Rozdział szósty poświęcony jest zjawiskom przenoszenia ciepła i rozszerzalności cieplnej płynów. W rozdziale siódmym omówione jest prawo podobieństwa hydrodynamicznego. Autor podaje tu definicje tzw. liczb bezwymiarowych w ogólnych zjawiskach przepływu hydrodynamicznego płynu lepkiego, odbywającego się z udziałem transportu ciepła i pod wpływem różnego rodzaju sił. Omówione jest też zastosowanie prawa podobieństwa do badań na modelach. W rozdziale ósmym przedstawiona jest teoria laminarnej warstwy przyściennej Prandtla i rola tej warstwy przy opływaniu ciał. Następnie autor zajmuje się w rozdziale dziewiątym przepływami turbulentnymi, przedstawiając procedurę uśredniania wielkości fluktuujących i wyprowadzając równanie ruchu turbulentnego, równanie energii oraz wnioski z nich. Ostatni rozdział poświęcony jest przedstawieniu zasad magneto hydrodynamiki.

Książka ma charakter raczej monografii niż podręcznika. Część książki, poświęcona zasadom hydrodynamiki zawiera wiele interesujących uwag, ale pewne pojęcia podstawowe są wprowadzone w sposób nie całkiem zrozumiały, a może mylący dla początkującego czytelnika; poza tym wprowadzenie niektórych wzorów podstawowych nie zostało dostatecznie jasno uzasadnione. Dlatego czytelnikowi nie znającemu hydrodynamiki trudno byłoby uczyć się z tej książki. Książka zawiera wiele ciekawych problemów i zastosowań hydrodynamiki oraz uwzględnia, zwłaszcza w ostatnich pięciu rozdziałach, również wyniki nowych badań. Jednak i tu nasuwa się pewna uwaga krytyczna: odnośniki do literatury na końcu książki nie są dostatecznie dokładne. Spis literatury zawiera same podręczniki i monografie, nie ma w nim niestety odnośników do prac oryginalnych wspomnianych w tekście. A nawet w odnośnikach do podręczników i monografii nie podano rozdziałów czy stron, na których omawiane jest dane zagadnienie. Mimo tych niedociągnięć *Dynamika płynów* Colego będzie przydatna fizykom i technikom, zajmującym się hydrodynamiką przepływów i fal, głównie z powodu zwięzłości i umiejętności przedstawienia wielu zagadnień w stosunkowo niedużej książce.

Bronisław Średniawa

Jay Orear: **U podstaw fizyki.** Tłumaczył z języka angielskiego Z. Majewski, PWN, Warszawa 1966, str. 360

Wykład podstaw fizyki przez J. Oreara, którego polski przekład ukazał się ostatnio nakładem PWN jest fascynującą lekturą dla każdego, kto kiedykolwiek próbował nauczania fizyki i zna, choćby pobieżnie, związane z tym trudności.

Autor omawia wszystkie najważniejsze działy tzw. fizyki czystej (zastosowania praktyczne są prawie zupełnie pominięte w tekście, chociaż wiele przykładów i zadań odnosi się do praktycznych sytuacji), począwszy od mechaniki poprzez naukę o elektryczności aż do teorii względności i mechaniki kwantowej. Książka kończy się krótkim omówieniem zasad naszej współczesnej wiedzy o cząstkach elementarnych.

Atrakcyjność wykładu polega przede wszystkim na bardzo nowoczesnym ujęciu nawet najbardziej tradycyjnych tematów, co autor osiąga poprzez umiejętne wykorzystanie przykładów, jak również poprzez bardzo obfity i starannie dobrany materiał ilustracyjny. Większość zdjęć (w szczególności świetne fotografie stroboskopowe) ogląda się z prawdziwą przyjemnością. Jeżeli dodać do tego dużą jasność wykładu, otrzymamy obraz niemal idealnej książki popularno-naukowej, którą można śmiało polecić każdemu, kto chce zapoznać się z elementami fizyki, a nie posiada odpowiedniego przygotowania matematycznego.

Jeszcze jedna zaleta tego opracowania wydaje mi się warta podkreślenia. Książka nie pozostawia wrażenia, że obecna wiedza fizyczna stanowi niezmienną, zamkniętą całość. Wręcz przeciwnie — na każdym kroku przejawia się myśl, że przedstawione prawa fizyczne są tylko przybliżone i że jedynie weryfikacja eksperymentalna może nas przekonać o ich słuszności. Autor — sam aktywnie pracujący w dziedzinie badań nad cząstkami elementarnymi — podkreśla element zmienności w naszym poglądzie na prawa fizyczne, gdzie ciągle jedne prawdy są zastępowane przez inne, w miarę postępu naszych umiejętności obserwacyjnych i dedukcyjnych.

Na zakończenie chciałbym wspomnieć, że książka jest bardzo starannie wydana, a tłumaczenie wydaje mi się również na dobrym poziomie. Jedyne drobne zastrzeżenie: wolałbym osobiście, aby zawarte w książce limeryki przetłumaczono w bardziej „limerykowym“ stylu.

Andrzej Białas

Matej Rákos: Základy merani slabomagnetických látok (Podstawy pomiarów slabomagnetycznych materiałów), język słowacki, Vydavateľstvo Slovenskej Akadémie Vied, Bratislava 1965, 248 stron, 136 rysunków

Wobec wielkiej ilości prac ukazujących się z miesiąca na miesiąc w każdej dziedzinie fizyki, nadzwyczaj przydatne zadanie spełniają dobre monografie przeglądowe. Wprowadzając one czytelnika w daną dziedzinę, stanowią przegląd jej obecnego stanu i służą jako klucz do literatury oryginalnej. Takie właśnie zadanie spełnia książka pt. *Podstawy pomiarów slabomagnetycznych materiałów* napisana przez znanego specjalistę w tej dziedzinie, profesora Uniwersytetu im. P. J. Safarika w Koszycach, dr Mateja Rákoša.

Książka rozpoczyna się wstępem zawierającym zarys teorii paramagnetyzmu, diamagnetyzmu i zjawisk, na których opierają się metody pomiarów. Z kolei następuje przegląd wszystkich dotychczas znanych metod pomiaru podatności magnetycznej. Autor przedstawia je w pewien uporządkowany sposób, a więc znajdujemy tu metody oparte na zasadzie obserwacji siły osobno dla ciał stałych i płynów, metody oparte na innych zasadach nierezonansowych, metody znajdujące zastosowanie w bardzo wysokich i w bardzo niskich temperaturach, metody oparte na zasadzie magnetycznego rezonansu jądrowego i elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Ponadto autor omawia metody pomiaru anizotropii magnetycznej i metody pomiaru efektu giromagnetycznego. Osobny rozdział poświęcony jest zastosowaniom w chemii, geologii i mineralogii.

W omawianiu poszczególnych zagadnień autor ogranicza się do jasnego przedstawienia istoty rzeczy podając równocześnie odnośniki do literatury, w której czytelnik może znaleźć interesujące go szczegóły. Dzięki temu i dzięki ogromnej ilości zawartego materiału infor-

macyjnego książka profesora Rákosa posiada charakter encyklopedyczny. Będzie ona nieocenioną pomocą dla tych, którzy potrzebują wstępnego zapoznania się z interesującym ich zagadnieniem lub którzy pragną dokonać wyboru odpowiedniej metody pomiarowej. Ponieważ dotychczasowe monografie o ciałach para- i diamagnetycznych poświęcone były głównie zagadnieniom chemicznym (magnetochemia), a nie poruszały spraw techniki pomiarowej, przeto omawiana książka wypełnia istotną lukę w literaturze światowej. Podobieństwo języków słowackiego i polskiego sprawia, że z książki profesora Rákosa łatwo mogą korzystać polscy fizycy, chemicy i inżynierowie.

Jacek Hennel

Nagroda Nobla

Nagrodę Nobla z fizyki za rok 1966 Królewska Szwedzka Akademia Nauk przyznała Alfredowi Kastlerowi, profesorowi Ecole Normale Supérieure za „odkrycie i rozwinięcie metod badań optycznych rezonansu hertzowskiego atomów“.

Prace Kastlera otworzyły nową gałąź badań nazwaną elektroniką kwantową. Zjawiska przez niego obserwowane zachodzą w atomach poddanych działaniu stałego pola magnetycznego, oscylacji elektromagnetycznych o częstości radiowej i jednocześnie pobudzeniu optycznemu. Przy odpowiednim doborze częstości zmiennego pola elektromagnetycznego można osiągnąć rezonans między częstością precesji larmorowskiej a odstępem częstości między zeemanowskimi składowymi linii widmowych. Prowadzi to do tak zwanego pompowania optycznego, to jest do zwiększenia obsadzenia jednego ze stanów zeemanowskich, czyli do określonej orientacji wzbudzonych atomów.

Prof. Kastler parokrotnie odwiedzał Polskę i łączy go z optykami polskimi ściśle stosunki. W jego laboratorium odbywali staż naukowy prof. T. Skaliński i doc. K. Rosiński. Polskie Towarzystwo Fizyczne przed kilku laty nadało Alfredowi Kastlerowi godność członka honorowego.

Pomnik ku czci państwa Curie

W Jachymowie został odsłonięty pomnik ku czci Marii Skłodowskiej Curie i Piotra Curie. Jak dobrze wiadomo, ruda, z której państwo Curie wyodrębnili po raz pierwszy polon i rad pochodziła z kopalni ołowiu w Jachymowie. Napis na płycie z różowego marmuru głosi: „W uranie pochodzącym z tego miejsca Piotr i Maria Curie wykryli pierwiastek rad, aby służył

sprawie ludzkości. Dzięki pracy górników uczeni mogli wyzwolić siły radioaktywne, przywracające zdrowie tysiącom ludzi“.

Odsłonięcie pomnika poprzedziły odczyty i pokaz filmu *Madame Curie*. Uroczystościom przewodniczył Otto Hahn (Nagroda Nobla 1945).

Półprzewodniki w silnych polach magnetycznych

W ramach planu współpracy pomiędzy Akademiami Nauk Bułgarii, Czechosłowacji, Polski, Rumunii, NRD, Węgier i ZSRR odbyła się w dniach od 23 do 25 listopada 1966 r. w Leningradzie międzynarodowa konferencja naukowa, poświęcona badaniom właściwości półprzewodników w silnych polach magnetycznych oraz technice otrzymywania tych pól. W obradach konferencji, oprócz licznej grupy specjalistów radzieckich (około 100 osób), brali udział fizycy z Czechosłowacji, NRD, Polski i Węgier. Na czele czteroosobowej delegacji polskiej stał prof. L. Sosnowski. Uczestnicy radzieccy byli przedstawicielami głównie instytutów w Leningradzie, Moskwie i Swierdłowsku — trzech ośrodków produkujących w technice i zastosowaniu silnych pól magnetycznych. Organizacją konferencji zajmował się zespół fizyków z Instytutu Półprzewodników Akademii Nauk ZSRR w Leningradzie pod bezpośrednim kierownictwem dyrektora tego Instytutu, prof. Regla.

Tematyka konferencji obejmowała trzy główne grupy zagadnień: badanie zjawisk transportu w półprzewodnikach w obecności silnych pól magnetycznych, badanie zjawisk magnetooptycznych w silnych polach oraz otrzymywanie i technika silnych pól magnetycznych. Zgłoszono około 20 referatów zarówno o charakterze przeglądowym, jak i bardziej szczegółowym, przedstawiających dorobek poszczególnych ośrodków w ciągu ostatnich kilku lat. Referat

przeglądowy o teorii zjawisk transportu w kwantujących polach magnetycznych wygłosił prof. Anzelm, stronę eksperymentalną tego zagadnienia przedstawił prof. Szalýt (obaj z Instytutu Półprzewodników w Leningradzie). Referaty szczegółowe dotyczyły, między innymi, rezonansu magnetofofonowego i spinofonowego w półprzewodnikach, oscylacji siły termoelektrycznej i magnetooporu, metod wyznaczania struktury pasmowej. Referat przeglądowy poświęcony międzypasmowym zjawiskom magnetoptycznym w półprzewodnikach przygotowany został przez dr Aronowa i dr Zacharczenijewą (Leningrad). Referaty szczegółowe poświęcone były teorii zjawisk elektro-magnetoptycznych w półprzewodnikach, efektowi Faradaya oraz optycznym zjawiskom magnetoplazmowym.

Powszechne zainteresowanie wzbudziła grupa referatów dotyczących techniki otrzymania silnych pól magnetycznych, tym bardziej, że ośrodki radzieckie mogły przedstawić duże osiągnięcia w tej dziedzinie. Głównym referentem był tutaj kierownik zakładu silnych pól magnetycznych w Instytucie Fizyki Akademii Nauk w Moskwie — prof. Karasik. Przedstawiono dotychczasowe osiągnięcia oraz zamierzenia na przyszłość. Omawiano problemy związane z techniką elektromagnesów z nadprzewodzącym uzwojeniem, z budową elektromagnesów „konwencjonalnych“ oraz z techniką silnych pól impulsowych. Wartości pól uzyskiwanych w elektromagnesach o uzwojeniu nadprzewodzącym są rzędu 100—120 kilo gausów. Szukanie rozwiązań technicznych (technologia drutów nadprzewodzących, układy zabezpieczające), pozwalających na uzyskanie znacznie większych pól w tego typu elektromagnesach, uznano za niecelowe i nieopłacalne. Będzie się raczej dążyło do rozpowszechnienia już osiągniętych rozwiązań w różnych laboratoriach fizycznych. Powszechnie wyrażono opinię, że droga do skrajnie silnych stałych pól magnetycznych prowadzi poprzez elektromagnesy wielkiej mocy. W ZSRR, ze względu na bogate zasoby energetyczne, uznano tę właśnie drogę za najwygodniejszą i najbardziej opłacalną. Obecnie fizycy radzieccy dysponują stałym polem magnetycznym o natężeniu 700 kilo gausów,

a w niedalekiej przyszłości planuje się budowę w okolicy Krasnojarska (gdzie znajdują się poważne rezerwy energetyczne) elektromagnesu, w którym będzie można uzyskać pola o natężeniu miliona gausów.

Równoległe z obradami konferencji toczyły się rozmowy przedstawicieli Akademii Nauk Czechosłowacji, NRD, Polski, Węgier i ZSRR oraz przedstawicieli zainteresowanych instytutów na temat współpracy naukowej i wymiany doświadczeń w zakresie fizyki i chemii półprzewodników.

Zastosowania techniki próżniowej w przemyśle półprzewodnikowym

W dniach od 6 do 8 października 1966 r. odbywało się w Paryżu II Międzynarodowe Kolokwium na temat zastosowań techniki próżniowej w przemyśle półprzewodnikowym. Organizatorem Kolokwium było Francuskie Towarzystwo Inżynierów i Technologów Próźni. Dyskusje toczyły się wokół następujących tematów: destylacja pod próżnią krzemu i innych półprzewodników, wyciąganie kryształów pod próżnią, dyfuzja domieszek do półprzewodników w tak zwanej metodzie „zamkniętej ampule“, uzyskiwanie warstw epitaksjalnych pod próżnią, czyszczenie, dehydracja i odtlenianie gazów, uzyskiwanie kontaktów elektrycznych metodami naporowywania pod próżnią (termo-ewaporacja) i w gazie (jono-ewaporacja), bombardowanie elektronowe jako metoda stapiania półprzewodników.

Rentgenowskie fotografie słońca

Zespół fizyków francuskich, kierowany przez panią Yvette Cauchois, dokonał próby wykonania fotografii rentgenowskiej Słońca. Wykorzystano do tego lot rakiety francuskiej Veronique A. G. I, wyrzuczonej na Saharze w dniu 6 kwietnia 1966 r. Fotografie dla różnych zakresów długości fal promieniowania X uzyskano w trzech kamerach z okienkiem z węgla lub z berylu, lub z aluminium. Porównanie z fotografią wykonaną w świetle widzialnym zdaje się wskazywać, że promieniowanie X pochodzi z obszarów Słońca o największej jasności.

Tandem w Yale

Jesienią 1966 r. rozpoczął działanie w Laboratorium Struktury Jądrowej Uniwersytetu w Yale akcelerator Van de Graaff typu Emperor. Jest to dwustopniowe urządzenie tandemowe przyspieszające protony do energii 23,5 MeV, przy prądzie około 10 μ A. Podobnie jak w innych akceleratorach typu Van de Graaffa uzyskuje się tu wąską wiązkę o ściśle kontrolowanej energii. Można więc przyspieszać jony dowolnych jąder od wodoru do uranu, o ile tylko daje się uzyskać jony ujemne. Jony mogą być wstrzykiwane do akceleratora z dwóch źródeł jednocześnie. Emperor ma 48 m długości i waży 180 ton. Koszt budowy wyniósł ponad 3 miliony dolarów, a koszt aparatury, na której będą prowadzone badania przy pomocy tego akceleratora — 2 miliony dolarów.

Nauczanie fizyki na uniwersytetach

Ostatnio ukazała się wydana przez UNESCO, a opracowana pod auspicjami Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej książka *L'enseignement de la physique dans les universités*. Materiały do tej książki, opracowane przez Komisje do spraw Nauczania Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, zostały dostarczone przez Czechosłowację, Francję, NRF, USA i ZSRR.

Celem książki jest przyjęcie z pomocą krajom szybko rozwijającym się w opracowywaniu programów nauczania fizyki na szczeblu uniwersyteckim oraz umożliwienie krajom posiadającym szerokie tradycje naukowe uzyskania informacji na temat metod nauczania fizyki, stosowanych w innych krajach. Uwzględnione są następujące zagadnienia: przygotowanie do uniwersyteckich studiów w dziedzinie fizyki i warunki przyjęcia na wyższe uczelnie, rola fizyki w kształceniu nauczycieli, inżynierów i innych specjalistów nie-fizyków, kształcenie fizyków na uniwersytetach do pierwszego stopnia naukowego, studia fizyczne dla uzyskania wyższych stopni naukowych, badania naukowe na uniwersytetach w dzie-

dzinie fizyki, specjalne programy kursów wieczorowych itp., udoskonalenia w nauczaniu fizyki.

Journal of Computational Physics

Academic Press w Nowym Jorku rozpoczęła wydawanie kwartalnika *Journal of Computational Physics*, poświęconego aspektom obliczeniowym problemów fizycznych. Redaktorami są Berni J. Alder, Sidney Fernbach i Manuel Rotenberg.

Chinese Journal of Physics

Amerykański Instytut Fizyki przystąpił do wydawania angielskich tłumaczeń czasopisma *Acta Physica Sinica*, wydawanego w Pekinie. Tłumaczenie nosić będzie tytuł *Chinese Journal of Physics*.

David Richardson (1907—1966)

Dnia 1 sierpnia 1966 r. zmarł David Richardson, wybitny autorytet w zakresie siatek dyfrakcyjnych.

Richardson, urodzony w Stanie New Jersey, uzyskał w r. 1930 dyplom inżyniera chemika na Uniwersytecie Cincinnati, następnie studiował medycynę na Uniwersytecie Bostońskim, a w r. 1937 ukończył studia fizyki stosowanej w MIT. Przez następne lata prowadził badania w dziedzinie spektroskopii. Od 1947 r. pracował w firmie Bausch & Lomb, gdzie miał powierzone kierownictwo badań w dziedzinie siatek dyfrakcyjnych.

R. H. Boyer (1932—1966)

Dnia 1 sierpnia 1966 r. został zastrzelony podczas zamieszek na Uniwersytecie Stanu Texas Robert Hamilton Boyer, znany ze swych prac w dziedzinie ogólnej teorii względności.

R. H. Boyer urodził się 11 grudnia 1932 r. w Johnstown w Pensylwanii. Studiował matematykę i fizykę w Carnegie Institute of Technology. Przez kilka lat był w Oxfordzie, gdzie pracował nad mechaniką kwantową pod kierunkiem H. Daviesa. Doktoryzował się w 1957 r. na podstawie pracy o teorii zjawiska fotoelektrycznego. Od 1961 r. był wykładowcą matematyki stosowanej na Uniwersytecie w Liverpoolu.

Zajmował się przede wszystkim ogólną teorią względności — relatywistycznym ruchem brył sztywnych, teorią obracających się układów grawitacyjnych, ogólnymi właściwościami obracających się mas cieczy, wniósł też znaczny wkład do lepszego zrozumienia ścisłych rozwiązań równań polowych Einsteina. W lecie tego roku współpracował przez pewien czas z J. Plebańskim w Meksyku.

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr ANIELA WOLSKA

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu
Doc. dr HALINA CHĘCIŃSKA
Dr TOMASZ HOFMOKL

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Doc. dr ALFONS KAWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Opole — Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK
Szczecin — Dr WIKTOR NOWAK
Toruń — Doc. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr STANISŁAW PRZESTALSKI

TREŚĆ

W. F. Libby — Określanie wieku metodą izotopów a historia pisana (<i>tłum. T. Piech</i>)	3
J. Bara — Prawdopodobieństwo bezdrutowej emisji i absorpcji jądrowej promieniowania gamma	13
K. Sobczyk — Rozpraszanie fal na powierzchniach nierównych. Część I. Zagadnienia deterministyczne	29
J. Sułocki, E. Kaniewski — Strefowe oczyszczanie substancji organicznych .	43

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

K. Frankiewicz — Demonstracyjny przyrząd do pomiaru współczynnika przewodnictwa cieplnego złych przewodników ciepła metodą stanu ustalonego	59
---	----

RECENZJE

G. H. Cole — Dynamika płynów. Wprowadzenie do teorii przepływów z małymi prędkościami i teorii fal o małej amplitudzie (B. Średniawa)	63
Jay Orear — U podstaw fizyki (A. Białas)	63
Matej Rákos — Zakłady merani słabomagnetycznych latok (J. Hennel)	64

KRONIKA	67
-------------------	----

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.