

1. P

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM 25

ZESZYT 6

1974

ZARZĄD

Prezes honorowy

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ

czł. rzec. PAN

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN
Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Doc. dr MIECZYŚLAW FRĄCKOWIAK

Doc. dr WITOLD GIRIAT

Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK

Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI

Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr ALFONS KAWSKI (*Gdańsk*)

Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)

Doc. dr ANDRZEJ PAWLIKOWSKI (*Katowice*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Koszalin*)

Doc. dr ANDRZEJ OLEŚ (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr HENRYK MAŁECKI (*Łódź*)

Doc. dr JAN MOCHNIAK (*Opole*)

Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)

Prof. dr CZESŁAW JANKIEWICZ (*Rzeszów*)

Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)

Doc. dr STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)

Doc. dr hab. WACŁAW NAZAREWICZ (*Warszawa*)

Doc. dr BOLESŁAW MAKIEJ (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczęniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa)
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa),
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Przemysław Zieliński (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz (Warszawa), Zygmunt Ajduk (Warszawa)

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

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

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 3034+116 egz. Ark. wyd. 8,5. Ark. druk. 8 $\frac{1}{2}$
Papier m/gł. kl. III. 70×100, 80 g.
Oddano do składania w sierpniu 1974
Podpisano do druku w grudniu 1974
Druk ukończono w grudniu 1974
Zam. 758/74. S-61. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

*Dnia 13 października 1974 roku zmarł w Warszawie wielki
fyzyk polski*

Wojciech Rubinowicz

*Prezes honorowy Polskiego Towarzystwa Fizycznego, profesor
emerytowany Uniwersytetu Warszawskiego, członek rzeczywisty
Polskiej Akademii Nauk.*

Victor F. Weisskopf

Massachusetts Institute
of Technology
Cambridge, Massachusetts, USA

Znaczenie nauki *

The Significance of Science

Abstract: Three positions. Basic science and practical applications. Basic science and today's problems. The limitations of science. The intrinsic value of science. Obligations of the scientist. Epilogue.

1. Trzy stanowiska

Rozwój nauki i techniki w ostatnich stuleciach postępował bardzo szybko i miał ogromny zasięg. Przeniknął głęboko w całe życie społeczności ludzkiej; jakość życia uległa zmianie, nierzadko towarzyszyły temu poważne zakłócenia dotychczasowego stanu. Dziś nasza wrażliwość na problemy wynikające z tego szybkiego rozwoju bardzo się wyostrzyła; stanęliśmy w obliczu ważnych spraw związanych z rolą nauki w społeczeństwie.

Nauka ostro atakowana przez jednych, uważana jest za panaceum na wszelkie zło przez innych. Naszkicuję tu trzy rozpowszechnione i zarazem typowe poglądy.

Stanowisko pierwsze: W ostatnich dziesięcioleciach wiele dziedzin nauki rozrosło się nadmiernie; w badania naukowe, niewiele mające wspólnego z problemami praktycznymi, zaangażowano zbyt duże środki i zbyt wiele wysiłku ludzkiego. Należy popierać wyłącznie rozsądne badania naukowe, opłacalne w sensie możliwości zastosowań w przemyśle, prowadzone z myślą o zapewnieniu dobrobytu powszechnego, badania stosowane dla potrzeb medycyny czy obronności kraju. Nauka pojęta autonomicznie, mianowicie jako studium przyrody, cieszy się uznaniem zaledwie garstki ludzi i ma bardzo ograniczoną wartość

* Artykuł, zamieszczony w *Science*, 176, 138—146 (1972), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy — American Association for the Advancement of Science. Artykuł ukazał się również w wydawnictwie: *Physics in the Twentieth Century: Selected Essays*, MIT Press, Cambridge Massachusetts and London 1972.

społeczną. Poparcie dla tak rozumianej nauki powinno być zredukowane do znacznie skromniejszej skali.

Stanowisko drugie: Przeważająca ilość dzisiejszych badań naukowych jest szkodliwa społecznie, jest bowiem źródłem innowacji przemysłowych, które w większości doprowadziły do dalszego pogorszenia naszego środowiska, do nieludzkiego, skomputeryzowanego sposobu życia, niszczącego społeczną ośnowę naszego społeczeństwa. Jest szkodliwa, ponieważ prowadzi do jeszcze niebezpieczniejszego i bardziej niszczycielskiego zastosowania broni oraz do wojen unicestwiających i do dalszego rozwoju naszej społeczności w duchu świata Orwella 1984. W najlepszym przypadku na naukę traci się środki, które należałoby przeznaczyć na jakieś bezpośrednie, społecznie pożyteczne cele.

Stanowisko trzecie: Sposób ujęcia i rozwiązywania zagadnień, stosowany w naukach przyrodniczych i technicznych — tzw. metoda naukowa — okazała się niezmiernie skuteczna w rozwiązywaniu problemów, w wyjaśnieniu sytuacji, w wyświetlaniu zjawisk świata przyrody i w osiąganiu wyraźnie nakreślonych celów. Metodę tę zatem należy rozszerzyć na wszelkie problemy, przed którymi staje ludzkość, gdyż rokuje nadzieje w każdej dziedzinie ludzkich poczynań i ludzkich zainteresowań, podobnie jak to się dzieje w przypadku nauk przyrodniczych i technicznych.

Te trzy stanowiska w dużym stopniu wykluczają się wzajemnie. Wskazują drogę w trzech prawie różnych kierunkach. W tym eseju utrzymuję, że każde z tych stanowisk ma wąski i jednostronny punkt widzenia na rolę nauki w społeczności ludzkiej. Nauka wprzęgnięta jest w myśl i działanie człowieka na różne i często sprzeczne sposoby. Nauka musi współistnieć z innymi formami ludzkich pragnień, uczuć oraz samorealizacji człowieka. Nauka opiera się na bardzo fundamentalnym pragnieniu ludzkim, na wrodzonym człowiekowi dążeniu do poznania i zrozumienia świata, w którym żyje, i dążeniu do uzyskania wiedzy o siłach rządzących światem otaczającym. To pragnienie idzie w parze z dążeniem do poprawienia niepewnych warunków ludzkiego bytowania w niegościnnym środowisku naturalnym i we współzawodnictwie z innymi społecznościami ludzkimi. Człowiek pragnie wpływać na kształtowanie się materialnych i społecznych warunków życia, pragnie je zmienić za pomocą nabytej wiedzy i doświadczeń, które współcześnie płyną głównie z nauki. Tak to się dzieje, że pragnienia i dążenia nie zawsze prowadzą do działań służących zamierzonym celom, a zamierzone cele nie zawsze dają realne korzyści ludziom. Oto właśnie podstawowe elementy naszej dyskusji o roli nauki w sprawach ludzkich. W następnych trzech rozdziałach będziemy mówili o niektórych ograniczeniach trzech przytoczonych stanowisk. Kolejne rozdziały poświęcone są ogólniejszej ocenie sytuacji.

2. Nauki podstawowe a zastosowania praktyczne

Powróćmy do stanowiska pierwszego, do nadmiernych kosztów związanych z naukami podstawowymi. Stanowisko to oparte jest na przeświadczeniu, że większość badań naukowych jest mało ważna i pozbawiona znaczenia, o ile nie

uwzględnia zastosowań praktycznych. Banalem jest stwierdzenie, że tak technika jak medycyna zawdzięczają bardzo wiele badaniom przyrody, tzn. naukom podstawowym. Zbyteczne też chyba byłoby przypominanie tych wszystkich przykładów, które świadczą o tym, że nowoczesny przemysł i nowoczesna opieka nad chorym opiera się na wynikach wcześniejszych badań w zakresie nauk podstawowych. Nauki podstawowe nie są tak kosztownym luksusem, jeśli porównać ponoszone na nie koszty i płynące z nich korzyści. Ogólny koszt badań podstawowych od czasów Archimedesa po dzień dzisiejszy wynosi prawdopodobnie około 30 miliardów dolarów¹, czyli mniej niż dwunastodniowa wartość produkcji w Stanach Zjednoczonych, gdzie wszelkie przyrządy i maszyny są w dużym stopniu rezultatem wcześniejszych osiągnięć naukowych. Praktyczna wartość tych dziedzin czystej nauki, na pozór nie związana bezpośrednio z zastosowaniami, została wyraźnie przedstawiona przez H. B. G. Casimira. Zebrał on pewną ilość interesujących przykładów obrazujących postęp techniczny osiągnięty przez naukowców, którzy nie pracowali bynajmniej w wyraźnie określonym celu praktycznym [1].

Słyszałem stwierdzenie, jakoby rola badań akademickich w nowoczesnej technice była niewielka. Jest to chyba najbardziej ewidentny nonsens, na jaki zdarzyło mi się natknąć. Oczywiście można by zabawiać się w spekulacje czy ludzie bez przygotowania i bez prac w dziedzinie mechaniki falowej, czy teorii elektronów w ciałach stałych, mogliby byli wynaleźć tranzystory. Zdarzyło się jednak tak, że wynalazcy tranzystorów byli doskonale obeznani z kwantową teorią ciała stałego i dali nawet swój wkład w tę dziedzinę.

Można by zapytać czy podstawowe połączenia w komputerach mogłyby być skonstruowane przez ludzi, którzy po prostu pragnęli zbudować komputery. Tak się zdarzyło, że zrobili to w latach trzydziestych fizycy, którzy zatrudnieni byli przy liczeniu cząstek jądrowych, ponieważ interesowali się fizyką jądrową.

Można by postawić pytanie czy mielibyśmy energię jądrową z tej racji, że ludzie zapragnęli nowych źródeł mocy lub też, czy nagląca potrzeba posiadania nowych źródeł energii doprowadziłaby do odkrycia jądra.

Być może, tylko że nie stało się to w ten sposób, a natomiast znaleźli się tam małżonkowie Curie, Rutherford i Fermi i inni. Można by postawić pytanie, czy mógłby istnieć przemysł elektroniczny bez uprzedniego odkrycia elektronów przez ludzi takich jak Thompson i H. A. Lorentz. I znów odpowiedź brzmi — ale tak się nie stało.

Można by nawet postawić pytanie czy cewki indukcyjne w samochodach mogłyby być wyprodukowane przez przedsiębiorstwo, które pragnęły wprowadzić transport motorowy i czy wtedy natknięto by się na prawa indukcji. Cóż, kiedy prawo indukcji odkrył Faraday na wiele dziesiątków lat przedtem.

Albo wreszcie, czy ktoś dążąc do zapewnienia lepszej komunikacji mógłby był odkryć fale elektromagnetyczne? Nie zostały jednak odkryte w taki sposób.

¹ Ta liczba wynika z wykładniczego wzrostu wydatków z okresem podwojenia 10 lat opierając się na danych z ostatnich dwóch dziesięcioleci oraz na ostatnich wydatkach w wysokości 3×10^9 dolarów. Początek skali czasu jest nieistotny.

Odkrył je Hertz, który urzeczony był pięknem fizyki i który oparł swą pracę na teoretycznych rozważaniach Maxwella. Myślę, że trudno byłoby znaleźć wśród innowacji wieku XX choćby jeden przykład odkrycia świadczący o niezależności od osiągnięć nauk podstawowych.

Oto kilka przykładów potwierdzających fakt, że doświadczenie i obserwacje z pogranicza nauki wymagają technicznych środków przerastających aktualnie możliwości technologiczne. Dlatego też uczony w swym poszukiwaniu nowych dróg poznania zmuszony jest (i czyni to często z dobrym skutkiem) do przekroczenia technicznej bariery. Oto dlaczego wiele wynalazków ważnych z technicznego punktu widzenia miało swój początek nie w pragnieniu realizacji pewnego praktycznego celu, ale w dążeniu do wyostrzenia narzędzi służących do penetracji nieznanego.

Przytoczone przykłady zaczerpnięte zostały z historii rozwoju nauki. Często stwierdza się, że pewne dziedziny współczesnych nauk podstawowych są tak odległe od ludzkiego środowiska, że praktycznie ich zastosowanie wydaje się zupełnie nieprawdopodobne. W szczególności fizyka cząstek elementarnych i astronomia zaliczane są do tej kategorii. Te nauki dotyczą bardzo oddalonych przedmiotów, jako że mezony i bariony pojawiają się tylko wtedy, gdy poddamy materię działaniu bardzo wysokiej energii, na ogół nieosiągalnej na Ziemi, a istniejącej prawdopodobnie tylko w niewielu odległych miejscach we Wszechświecie.

Także fakt oddalenia czyni te nauki kosztownymi. Stworzenie w naszych laboratoriach warunków, które istnieją w odległej eksplodującej galaktyce, kosztuje dużo pieniędzy. Kosztowne jest budowanie instrumentów do badania granic Wszechświata. Argumentem przeciw tym naukom jest fakt, że dotyczą spraw bardzo odległych od naszego ludzkiego środowiska i mają tym samym mniejsze znaczenie.

Co to znaczy „środowisko człowieka”? Dziesięć tysięcy lat temu nie było metali w środowisku człowieka. Metale rzadko znajdowane są w przyrodzie w postaci czystej. Ale odkąd człowiek nauczył się wytwarzać je z rud, metale zaczęły odgrywać ważną rolę w naszym środowisku. Pierwszy kawałek miedzi musiał chyba wyglądać bardzo tajemniczo i nieprzydatnie. Rzeczywiście, przez dłuższy okres czasu człowiek używał go wyłącznie do celów dekoracyjnych. Ale konfrontacja tego nowego materiału ze światem człowieka dawała coraz więcej interesujących możliwości, doprowadzając w wyniku do dominującej roli metali w naszym otoczeniu. Stworzyliśmy metalowe otoczenie. Nazywamy nawet epoki historyczne mianem metali, charakterystycznych dla tych epok.

Innym przykładem może być elektryczność, rzadko występująca w przyrodzie w stanie jawnym; chyba że w wyładowaniach błyskawic i przy tarcie elektrostatycznym. Nie była ona ważną częścią ludzkiego otoczenia. Po długich latach ezoterycznych badań dotyczących bardzo drobnych efektów można było rozpoznać naturę zjawisk elektrycznych i ustalić, jak istotną rolę odgrywają w atomie. Wprowadzenie tych zjawisk do świata człowieka stworzyło zupełnie nowe środowisko, elektryczne środowisko, w którym dziś żyjemy, ze studziesięcio-

woltowymi gniazdkami w każdej ścianie. Najnowszym przykładem jest fizyka jądrowa. Początkowo badanie budowy jądra uważane było za czysto akademicką, specjalistyczną działalność, dotyczącą wyłącznie rozwoju nauki o wewnętrznej strukturze materii. Rutherford powiedział w r. 1939: „Jeśli ktoś oczekuje źródła energii z transformacji atomów, to snuje fantazje”. Jego konkluzja opierała się na tym samym rozumowaniu: zjawiska jądrowe są zbyt odległe od naszego ludzkiego środowiska. Prawdą jest, że poza rzadkimi przypadkami naturalnej promieniotwórczości, reakcje jądrowe muszą być wywołane sztucznie, nakładem dużych środków z użyciem wiązek cząstek jądrowych wysokiej energii. Większość zjawisk jądrowych na ziemi jest dziełem człowieka; w sposób naturalny występują tylko wewnątrz gwiazd. Ale i w tym przypadku wprowadzenie tych sztucznie wywołanych zjawisk do naszego świata doprowadziło do licznych powiązań: sztuczna promieniotwórczość zrewolucjonizowała wiele dziedzin medycyny, biologii, chemii i metalurgii, proces rozszczepienia na szczęście czy niestety — jest coraz potężniejszym źródłem energii. Zjawiska jądrowe są teraz ważną częścią ludzkiego środowiska.

Te przykłady wykazują słabość argumentu, jakoby pewne naturalne zjawiska były zbyt odległe, by mieć znaczenie dla środowiska człowieka. Prawa przyrody są uniwersalne, i w zasadzie każdy proces naturalny może być wytworzony na Ziemi przy sprzyjających okolicznościach. Nowoczesne instrumenty stwarzają kosmiczne środowisko w naszych laboratoriach, gdzie zachodzą procesy, które na ogół nie występują w środowisku ziemskim. Astronomia i fizyka cząstek zajmują się uprzednio nie znanymi i nie wyjaśnionymi zjawiskami. Istnieje wszelkie prawdopodobieństwo, że te naturalne zjawiska mogłyby być pewnego dnia odtworzone na Ziemi w tej czy innej postaci oraz zastosowane — miejmy nadzieję — w rozsądny sposób i dla pożytecznych celów. Dziś, wiązki pionów znalazły już zastosowanie w medycynie dając specjalne sposoby leczenia, których nie można było osiągnąć w żaden inny sposób. E. Purcell [2] kiedyś powiedział o zastosowaniach badań awangardowych, takich jak fizyka cząstek: „Przy naszej niewiedzy byłoby zarozumiałością wyłączyć możliwość ich pożytecznych zastosowań, podobnie jak byłoby nieodpowiedzialnością ich zagwarantowanie”.

Nie można podzielić różnych dziedzin wiedzy na ważne i nieważne w zastosowaniach praktycznych. Pierwotne dążenie nauki nie zmierza do zastosowań, lecz do uzyskania poznania przyczyn i praw rządzących procesami w przyrodzie. Ale lepsze zrozumienie tych procesów prawie zawsze prowadzi do możliwości wywierania wpływu na te procesy lub na inne, powiązane z nimi. Im bardziej nauka się rozwija, tym więcej odkrywa się związków między pozornie nie powiązаныmi procesami. Na przykład badanie tarczy słonecznej może prowadzić do lepszego zrozumienia własności silnie zjonizowanych gazów w polach magnetycznych, zagadnienia wielkiej wagi dla techniki. Te współzależności między nauką czystą a stosowaną są częścią wielostronnego zaangażowania nauki we wszelkie poczynania człowieka, począwszy od dążenia do pogłębienia wiedzy o środowisku aż po pragnienie jego ulepszeń i zapanowania nad nim.

3. Nauki podstawowe i problemy dnia dzisiejszego

Stanowisko drugie jest wyrazem szeroko przyjętej postawy, która każe nauce dźwigać odium powszechnej reakcji przeciw wzrastającym trudnościom życia współczesnego. Nie miejsce tu na szczegółowe analizowanie niebezpieczeństw współczesnej cywilizacji, której trudności związane są z wzrastającym tempem technicznej ekspansji, tempem, które dzisiaj chyba osiągnęło krytyczną wartość w czasie i przestrzeni. W odniesieniu do czasu, zmiany w naszym sposobie życia są teraz tak gwałtowne, że wyraźne różnice możliwe są do zaobserwowania w obrębie jednego pokolenia. Jest to nowe i niepokojące dla ludzkości zjawisko; doświadczenia starszego pokolenia nie są już tak przydatne przy rozstrzyganiu spraw życia codziennego, jak były niegdyś. Biorąc pod uwagę przestrzeń, wpływ techniki na nasze środowisko nie jest bynajmniej mały; części powierzchni ładu, wody, powietrza, które ulegają zmianie i mogłyby być zniszczone za sprawą człowieka, nie są tak nieznaczące w porównaniu z przestrzeniami nietkniętymi przez człowieka. Są to nieoczekiwane i niepokojące konsekwencje, z którymi nie umiemy jeszcze dać sobie rady. Ponieważ technika, a szczególnie stopień zmian technicznych, opiera się głównie na nauce, nie jest rzeczą zaskakującą, że na naukę spada odium z powodu tych trudności. Oczywistą reakcją na tę sytuację byłoby skazanie nauki na powolną śmierć, co prawdopodobnie zahamowałoby techniczne ulepszenia i dało trochę czasu na rozwiązanie problemów, które już stają przed nami, zamiast tworzenia nowych. Ostatnie cięcia w finansowaniu nauk odzwierciedlają w pewnym stopniu ten stosunek. Zamierzamy podważyć nie fakty, na których opiera się stanowisko drugie, ale wnioski wyciągane z tego stanowiska.

Wezwanie do moratorium dla nauki opiera się na fakcie jej niepowstrzymanego, coraz dalszego postępu. Jedno odkrycie prowadzi do wielu dalszych i wydaje się rzeczą niemożliwą przeszkodzić w stosowaniu nowych wynalazków do celów w sposób niezamierzony destrukcyjnych (jak np. rozwój zatrującego środowisko przemysłu) oraz do bezpośrednio szkodliwych innowacji technicznych. Czy musimy zatem wyciągać wniosek, że jest rzeczą szkodliwą kontynuowanie dalszych wysiłków dla pogłębienia wiedzy i zrozumienia świata, w którym żyjemy?

Badania te powinny być cenne w każdym przypadku, bo na pewno nie jest lepiej, gdy wiemy mniej o świecie aniżeli, gdy wiemy o nim więcej. Niewiedza nie jest wartością sama w sobie; okrucieństwo jednego człowieka w stosunku do drugiego czy też bezmyślna eksploatacja człowieka i przyrody istniała na długo przed rewolucją przemysłową. Powstrzymać rozwój wiedzy naukowej nie znaczy uchronić przed jej nadużyciami; pozbawiłoby to nas nie tylko możliwości znalezienia nowych sposobów walki z tymi nadużyciami, ale także ważnego źródła poznania tak kulturowego, jak filozoficznego. Nowa wiedza naukowa nie jest ani dobra, ani zła; żadne z odkryć nie prowadziło wyłącznie do zastosowań o charakterze destruktywnym, z pominięciem zastosowań konstruktywnych. Nowy zasób wiedzy zwykle prowadzi do lepszego sposobu przewidywania kon-

sekwencji, a czasem także do możliwości zrealizowania czegoś uprzednio niewykonalnego. Stosowane bywa tak dla dobrych jak złych celów w zależności od struktury czynników decydujących w społeczeństwie; w tym względzie nauka i technika nie różnią się od innej ludzkiej działalności.

Dziś modne jest podkreślenie stron negatywnych postępu technicznego, przyjmując cechy pozytywne za same przez się zrozumiałe. Należy jednak pamiętać, że nauki medyczne przedłużyły dwukrotnie przeciętną długość życia, wyeliminowały wiele chorób, w różny sposób przyczyniły się do usunięcia lub złagodzenia cierpień. Dostarczyły środków dla skutecznej kontroli urodzeń. Tak zwana „zielona rewolucja” stworzyła możliwości wyzwolenia od głodu żyjących dziś ludzi. Jest to naukowo-techniczne osiągnięcie o doniosłym znaczeniu w historii ludzkości, mimo że sytuacja aktualna jest zaledwie częścią tego, co można było osiągnąć. Należy także pamiętać o rozwoju transportu, techniki budowania oraz źródeł energii, będących wynikiem nowoczesnej techniki i jej potencjalnych wielkich możliwości w realizacji poprawy jakości życia.

Rzecz w tym, że technika w zbyt wielu przypadkach nie osiągnęła celu. Przeciwnie, przyczyniła się do pogorszenia życia. Co prawda, medycyna zmniejszyła cierpienia, ale nowoczesna broń powoduje powszechny ból i cierpienie. Dzięki postępowi medycyny osiągnięty został znaczny spadek śmiertelności, powodując tym eksplozję demograficzną. Daleko jeszcze do skutecznego korzystania z dostępnych środków kontroli urodzeń. Błogosławieństwa współczesnej medycyny rozdzielone są nierównomiernie; brak odpowiedniej opieki lekarskiej dla ubogich w szeregu krajach prowadzi do wzrastających społecznych napięć. „Zielona rewolucja” zwiększyła dziesięciokrotnie dotychczasowe zaopatrzenie w żywność, ale podział jest tak nierówny, że głód nadal dokuca ludziom w wielu częściach globu; co więcej, masowe używanie nawozów sztucznych niszczy wiele wód z powodu zanieczyszczenia. Produkcja energii, spaliny maszyn stosowanych jako środki transportu i komunikacji zanieczyszczają atmosferę. Czyż stosując dla celów praktycznych naszą wiedzę o procesach zachodzących w przyrodzie nie możemy uniknąć szkodliwych skutków? Tak być nie powinno.

Biorąc pod uwagę względy społeczno-polityczne oraz względy techniczne znajdujemy dwie odrębne odpowiedzi. W niektórych przypadkach względnie techniczny nie nasuwa poważniejszych problemów. Najdrastyczniejszym przykładem negatywnych konsekwencji wykorzystania nowych technik jest ich stosowanie dla celów wojny i przemocy. Jedynym skutecznym sposobem zapobiegania wykorzystywaniu wyników naukowych dla rozwoju zbrojeń jest zmniejszenie zagrożenia wybuchem konfliktów zbrojnych oraz przeciwdziałanie im; z pewnością jest to problem społeczno-polityczny, którym zainteresowani powinni być zarówno uczeni, jak i ludzie spoza naukowych kręgów, nie jest to jednak sam w sobie problem nauk przyrodniczych. Pośród mniej drastycznych przykładów udreń technicznych, bardziej dobrotliwych, wymienić należy zagadnienia korków komunikacyjnych, wzrostu miast, a także niektóre, choć nie wszystkie, sprawy zanieczyszczenia środowiska naturalnego. W tych przypadkach znamy przyczyny kłopotów i wiemy jakie środki ostrożności należy

przedsięwziąć, by ich uniknąć. Ale nie wiemy jak przekonać ludzi, by zastosowali te środki ostrożności. Problem to zarówno polityczny, jak i społeczny: metody nauk przyrodniczych nie mogą tu być pomocne. Chyba tylko w tej mierze, że ukażą w możliwie jasny sposób konsekwencje takich czy innych działań. Dyskusja na temat tego czy istnieje możliwość rozwiązania tych politycznych i społecznych problemów wychodzi poza zakres tego eseju. Przyjmujemy jedyną możliwą postawę w tym dylemacie: zakładamy, że kiedyś uzyskamy w jakiejś formie rozwiązanie części tych problemów. Istnieje jednak także wiele szkodliwych skutków techniki, których przyczyny fizyczne nie są nam dostatecznie dobrze znane lub na które nie potrafimy znaleźć środków zaradczych. Do tej kategorii należy wiele szkodliwych oddziaływań industrializacji na środowisko, takich jak: produkcja dwutlenku węgla, długofalowe oddziaływanie na prądy atmosferyczne i warunki klimatyczne, wpływ urbanizacji na zdrowie, problem lepszych środków kontroli urodzeń i wiele innych. Tu nauka ma ogromne zadania: odkrycie, obserwację i wyjaśnienie niezbadanych zjawisk, związków oraz skutków. Te zagadnienia dotyczą naturalnego środowiska i dlatego w sposób konieczny zadają ważne pytania naukom przyrodniczym.

Jaką rolę odgrywają nauki podstawowe w tych wysiłkach? Sądzić by można, że tylko nauka stosowana ma tu zadanie do spełnienia, a badania „czyste”, które nie są zwrócone ku tym specyficznym problemom — nie są tu potrzebne. Mogą być nawet szkodliwe, jeśli zabierają utalentowanych ludzi i pochłaniają środki. To jest błędny punkt widzenia. Na charakter badań podstawowych składają się następujące elementy: zainteresowanie poznaniem przyrody, potrzeba obserwacji, klasyfikacji i odtwarzania zjawisk obserwowanych dla nich samych: pragnienie dotarcia w głąb przedmiotu za pomocą eksperymentu przyrodniczego z wykorzystaniem pomysłowości, umożliwiającej studiowanie zjawisk w specjalnych i niezwykłych warunkach — wszystko w celu znalezienia związków i zależności, przyczyn i skutków, praw i zasad. Ta postawa, typowa dla nauk podstawowych jest niezbędna w rozwiązywaniu palących problemów dnia dzisiejszego, ponieważ prowadzi ludzi do poszukiwania przyczyn i skutków w sposób systematyczny, niezależnie od wszelkich dalszych celów. Wiele kłopotliwych problemów dnia dzisiejszego wynika z nieprzewidzianych konsekwencji ludzkiego oddziaływania na środowisko, zakłócania naturalnego cyklu wypadków.

Skutki narastania rozwoju technicznego obejmą wkrótce całą powierzchnię Ziemi. Stajemy w obliczu skomplikowanej sieci fizycznych, chemicznych, biologicznych przyczyn i skutków częściowo tylko zrozumiałych. Dużo żmudnych badań podstawowych trzeba będzie przeprowadzić, nim te problemy będą mogły być rozwiązane w sposób skuteczny. Jeśli techniczne rozwiązania wprowadzane są w życie przed dokładnym rozeznaniem warunków, sytuacja, zmierzając do poprawy, może ulec pogorszeniu. Dlaczego w rozwijaniu, nauczaniu tego typu myślenia odczuwa się potrzebę badań podstawowych? Dlaczego nie można kształcić ludzi bezpośrednio, kierując ich do pracy nad palącymi problemami społecznymi? Ci, którzy o to pytają, porównują tę sytuację z nauczaniem młodo-

cianych greki i łaciny, by zapewnić im doświadczenie w uczeniu się języków obcych. Porównanie jest wadliwe. Najjaśniej wyraził to Polanyi [3]: „Metoda naukowa pomyślana była właśnie w celu wyświetlenia natury rzeczy, w starannie kontrolowanych warunkach i za pomocą surowszych kryteriów niż to ma miejsce w sytuacjach występujących przy rozwiązywaniu problemów praktycznych. Te warunki i kryteria mogą być odkryte tylko przy czysto naukowym zainteresowaniu sprawą, które z kolei może zaistnieć tylko w umysłach wychowanych w szacunku dla wartości naukowych. Takiej wrażliwości nie można dowolnie włączać dla celów nie związanych z wewnętrzną pasją”.

Są dwie strony tego argumentu: jedna dotyczy analizy sytuacji, a druga — poszukiwania sposobu jej poprawy. Postawa przyjęta przez naukę czystą daje najwyraźniejszy obraz faktów i problemów, którym trzeba będzie stawić czoła, rozwiązując dane zagadnienie, takie jak zanieczyszczenie powietrza, eksplozja demograficzna czy uboczne skutki usprawnień technicznych w naszym środowisku. W badaniach podstawowych chodzi o poszukiwanie zjawisk i powiązań we wszystkich możliwych kierunkach, podczas gdy w nauce stosowanej poszukiwania skierowane są w określonym celu. Co więcej, kiedy potrzebne są nowe techniki, a będą potrzebne — metoda nauk podstawowych skłania w stronę nowatorstwa, na niekorzyść znanych pomysłów, ponieważ problemy na styku dyscyplin, to właśnie takie, których nie można rozwiązywać za pomocą ustalonych metod. W badaniach podstawowych szkoli się grupa młodych mężczyzn i kobiet, nawykłych do rozwiązywania zjawisk nie wyjaśnionych i poszukiwania nowych dróg. Wyszukoleni w szczególnych warunkach pracy, gotowi są do sprostania wysokim wymaganiom w otwartym współzawodnictwie ze światowym środowiskiem naukowym. Zamiast ekspertów do spraw środowiska powinniśmy szkolić fizyków, chemików, geologów i biologów, zdolnych do rozwiązywania problemów dotyczących środowiska.

Skoro tylko zachodzi potrzeba realizacji praktycznych projektów w warunkach wyjątkowych, realizacji projektów, które wydają się niezwykle trudne lub wręcz nierealne, naukowcom pracującym w naukach podstawowych przypada rola decydująca. Większość przykładów pochodzi z lat dawniejszych i łączy się oczywiście z projektami wojennymi, takimi jak rozwój radaru czy bomby atomowej. Nie ma jednak wątpliwości, że te doświadczenia mogą być przeniesione dla celów bardziej konstruktywnych. Istotnie, wielu naukowców pracujących w dziedzinach podstawowych dało poważny wkład w rozwiązanie sprawy kontroli zbrojeń. Ich działalność zapoczątkowała dyskusje, które doprowadziły do powstrzymania prób bomb atomowych. Dziś przedstawiciele nauk podstawowych są głęboko zaangażowani w sprawę ochrony środowiska.

Istnieją jednak dwa zastrzeżenia: problemy dnia dzisiejszego na pewno wymagają zastosowania metod i wyników nauk przyrodniczych, ale nie można ich rozwiązać wyłącznie za pomocą tych metod. Jak już wcześniej wspomniano, są to problemy w dużym stopniu społeczne i polityczne, dotyczą zachowania człowieka w skomplikowanych i gwałtownie zmieniających się sytuacjach. Są to takie aspekty ludzkich doświadczeń, do których nie da się zastosować

metod stosowanych dzisiaj w naukach przyrodniczych. Widziane przez pryzmat tych nauk zjawiska wykazują wysoki stopień niestabilności i wielowymiarowości, do których to cech nie jest przystosowane dzisiejsze myślenie naukowe; dotychczasowa forma naukowego myślenia musi być tu zatem stosowana z ostrożnością.

Istnieje wielka pokusa, by przenieść metody, które były tak skuteczne w naukach przyrodniczych, do zagadnień społecznych i politycznych. Ale to niemożliwe w odniesieniu do najważniejszych problemów. W przyszłości mogą się rozwinąć metody rzeczywiście adekwatne. Naukowcy pracujący w dziedzinie nauk społecznych poświęcają tej sprawie wiele wysiłku.

Drugie zastrzeżenie dotyczy zapotrzebowania na naukowców, wyszkolonych w naukach podstawowych. Nie upieramy się, że wyłącznie ci, którzy przeszli przez szkołę nauk podstawowych, mogą rozwiązać nasze problemy. Dalecy jesteśmy od takiego stwierdzenia. Niezbędna jest współpraca ludzi różnych specjalności, naukowców z dyscyplin podstawowych i stosowanych, inżynierów, prawników, a nawet polityków. Argumentujemy tylko, że ludzie przeszkoleni w naukach podstawowych będą odgrywać ważną i niezastąpioną rolę. Są potrzebni, jednak sami nie sprostają zadaniom. Zapotrzebowanie na nich podkreśla jednak, jak ważne jest utrzymanie działalności w zakresie nauk podstawowych.

Dziś, utrzymanie nauk podstawowych w stanie żywotności jest trudniejsze niż było dawniej, byłoby trudniejsze nawet wtedy, gdyby finansowe poparcie było dziś równie hojne, jak dawniej. Powód jest całkiem naturalny. Sytuacja w świecie stała się tak poważna, że wielu uczonych lub potencjalnych uczonych uważa, że trudno zaprzętać sobie głowę nie wyjaśnionymi zjawiskami przyrody czy nie odkrytymi prawami, skoro jest tyle tak bezpośrednich spraw wymagających rozwiązania. Niektórzy uczeni sądzą, że doszliśmy do stanu wyjątkowego i powinniśmy na jakiś czas zatrzymać rozwój nauk podstawowych, jak to stało się w czasie drugiej wojny światowej. Ale dla Stanów Zjednoczonych wojna trwała tylko cztery lata, podczas gdy aktualny kryzys trwać będzie przynajmniej przez lat dwadzieścia. Jeśli unieruchomimy badania podstawowe, niedługo zabraknie nowego pokolenia pełnych zapału młodych naukowców dla sprostania próbom, wobec których ludzkość stanie w przyszłości.

4. Ograniczenia nauki

Motywacja antynaukowego nastawienia, wyrażonego w drugim stanowisku, związana jest z szeroko rozpowszechnionym krytycznym poglądem na naukę i jej sposoby myślenia. Pogląd ten ukazuje naukę jako przyziemną i nie-ludzką, usiłującą rozwiązać wszystko w kategoriach liczb, w ten sposób wyłączając i zaprzeczając irracjonalnym i emocjonalnym pierwiastkom w ludzkich doznaniach. Sądy wartościujące, rozróżnienia między dobrem a złem, osobiste uczucia, na to wszystko prawdopodobnie nie ma miejsca w nauce. Dlatego mówi się, że jednostronny rozwój naukowej postawy zdławił ważne

i wartościowe części ludzkiego doświadczenia; stworzył wyobcowane indywiduum w świecie opanowanym przez naukę i technikę, w którym wszystko zostało zredukowane do bezosobowych naukowych faktów.

Te argumenty są biegunowo różne od opinii zawartych w trzecim stanowisku, które twierdzi, że postawa naukowa uważana za racjonalną, nieuczuciową jest jedynym skutecznym sposobem na rozwiązywanie wszelkiego rodzaju ludzkich problemów. Wiele tej dzisiejszej niechęci przeciw nauce opiera się na przeświadczeniu, że naukowy punkt widzenia pomija czy nie jest w stanie wziąć pod uwagę niektórych bardzo istotnych elementów życia ludzkiego.

To szeroko rozpowszechnione przeświadczenie wydaje się niezgodne z domniemaniem o „doskonałej zupełności” („completeness”) nauki, które jest podstawą trzeciego stanowiska. Jest to domniemanie, że każde doświadczenie czy to wynikające ze zjawisk przyrody, czy też społeczne lub psychiczne jest potencjalnie możliwe do poddania naukowej analizie i naukowemu zrozumieniu. Naturalnie, wiele doświadczeń, a w szczególności natury społecznej i psychicznej, pozostaje dziś nadal niezrozumiałe dla nauki; utrzymuje się jednak, że w zasadzie nie ma granic naukowego poznania.

Sądzę, że zarówno zwolennicy, jak i przeciwnicy tego poglądu mogliby mieć rację, bo stoimy tu w obliczu typowej sytuacji „komplementarnej” [4]. System opisowy może być zupełny w tym sensie, że dla każdego doświadczenia można znaleźć logiczne miejsce w owym systemie, a mimo to pozostają ważne elementy, które w sposób zasadniczy nie mieszczą się w systemie. W fizyce najbardziej znanym przykładem jest komplementarność klasycznego opisu i kwantowych właściwości systemu mechanicznego. Klasyczny obraz atomu na przykład, to mały system planetarny elektronów biegnących wokół jądra po dobrze określonych orbitach. Ten pogląd nie może być obalony przez eksperyment: wszelkie próby dokładnego zaobserwowania pozycji elektronu w atomie za pomocą odpowiednich wiązek światła czy innych narzędzi, odnajdowałyby elektron jako rzeczywistą cząstkę, ale zniszczyłyby subtelną indywidualność stanu kwantowego, tak istotnego dla właściwości atomu. Klasyczna fizyka jest zupełna w tym sensie, że nigdy nie można było udowodnić jej pojęciowego błędu we własnych ramach, ale nie obejmuje ona nader ważnych zjawisk kwantowych. Istnieje bowiem różnica między pojęciem „zupełna”, a czymś, co można by nazwać „wszechobjmująca”.

Dobrze znana tendencja w nauce do przypisywania jej uniwersalności może także mieć stronę komplementarną. Istnieje naukowy sposób rozumienia każdego zjawiska, ale to nie wyklucza istnienia doświadczenia człowieka, które pozostaje poza sferą nauki. Zilustrujemy tę sytuację prostym przykładem: jak opisać sonatę Beethovena w kategoriach nauk ścisłych? Z punktu widzenia fizyki jest to zespół skomplikowanych quasi-periodycznych oscylacji ciśnienia powietrza; z punktu widzenia fizjologii jest to skomplikowany ciąg następujących po sobie nerwowych impulsów. Opis ten jest zupełny w kategoriach naukowych, ale nie zawiera tych elementów, które w tym zjawisku uważamy za najistotniejsze. Nawet głębokie psychologiczne studium nad tym, co czyni tak

interesującym przysłuchiwanie się sekwencjom tonów, nie może wyjaśnić bezpośredniego i natychmiastowego doświadczenia odbioru dzieła muzyki.

Takie komplementarne aspekty odnaleźć można w każdej sytuacji, związanej z człowiekiem. W sferze emocji, sztuki, etyki i osobistych związków istnieją przeżycia równie rzeczywiste jak wszelkie wymierne doświadczenie naszych pięciu zmysłów, na pewno wpływ tych przeżyć możliwy jest do poddania analizie naukowej, ale znaczenie ich i bezpośredniość odniesień może w takiej analizie ulec zagubieniu, podobnie jak to się dzieje z kwantowym charakterem atomu, gdy poddawany jest obserwacji.

Dziś na ogół nie nawykliśmy do myślenia tymi kategoriami, a to wskutek gwałtownego rozwoju nauki i wzrastającego powodzenia zastosowania metod naukowych do manipulowania naszym środowiskiem naturalnym w celu ułatwienia życia. Ilekroć w historii myśli ludzkiej jeden sposób myślenia rozwinął się z większą siłą, inne sposoby były niesłusznie pomijane, zdominowane przez wszechwładną filozofię, pretendującą do ogarnięcia wszelkiego zastanego ludzkiego doświadczenia. Przewaga myślenia kategoriami religijnymi w Europie w okresie średniowiecza jest na to oczywistym przykładem, przewaga myślenia kategoriami naukowymi dzisiaj, to inny przykład tego samego zjawiska. Ta sytuacja tkwi swoimi korzeniami w silnym ludzkim pragnieniu ustalenia wyraźnie nakreślonych, uniwersalnych zasad, zawierających odpowiedzi na wszystkie pytania. Zwykle jednak, natura ludzkich problemów jest tego rodzaju, że nie istnieją uniwersalnie obowiązujące zasady, bo każdy z tych problemów ma kilka aspektów.

Każdy z tych przykładów mówi o tym, jak wyzwolone zostały wielkie siły twórcze człowieka, i jak ich nadużycie, przesada oraz lekceważenie komplementarnych sposobów myślenia doprowadziły do ogromnych cierpień ludzi.

Te komplementarne strony ludzkiego doświadczenia odgrywają ważną rolę przy zastosowaniu nauki do celów praktycznych. Nauka i technika może nam dać środki, zapewnić metody zmierzające do zmniejszenia wysiłku przy pracy fizycznej, do przedłużenia życia, zwiększenia zasobów żywności, dotarcia na Księżyc czy przemieszczania się z miejsca na miejsce z szybkością naddźwiękową. Nauka i technika potrzebne są, by przewidzieć skutki takich działań w obrębie całego środowiska. Jednakże decyzje na temat: działać czy nie działać — opierają się na sądach, które wychodzą poza sferę nauki. Są głównie pochodnymi dwóch motywów: pragnienia poprawy warunków życia oraz dążenia do władzy i wywierania wpływu na innych ludzi. Występowanie tych silnych dążeń może być prawdopodobnie naukowo wytłumaczone ewolucją rodzaju ludzkiego, ale dążności te muszą być rozpatrywane jako rzeczywistość ludzkiego doświadczenia będąca poza sferą nauki. Nauka nie może dać nam odpowiedzi, która z tych dwu dążeń jest dobra, a która zła. Mając na myśli raczej pierwszą z nich Archibald Mc Leish wyraził to wierszem: „No equation can divine the quality of life, no instrument record, no computer conceive it, only bit by bit, can feeling man lovingly retrieve it” („Ani równanie nie jest w stanie wyrazić jakości życia, ani przyrząd jej zapisać, ani maszyna

cyfrowa pojąć — tylko czujący człowiek, pełen miłości, może stopniowo ją odnaleźć”).

Prawdziwe znaczenie nauki stałoby się jaśniejsze, gdyby zarówno ludzie nauki, jak i ludzie spoza jej kręgu, byli bardziej świadomi istnienia tych pozanaukowych aspektów. Gdyby ta sytuacja znalazła lepsze zrozumienie, przesady na temat nauki straciłyby swe podstawy i istotna wartość wzrastającej wiedzy o zjawiskach przyrody znalazłaby właściwszą ocenę.

5. Właściwa („intrinsic”) wartość nauki

Już w zaraniu kultury człowiek ciekaw był świata, w którym żyje i pragnął znaleźć dlań wyjaśnienie. Wyjaśnienia mają rozmaite formy: mitologiczne, religijne czy magiczne i obejmują zwykle wszystko od początku do końca. Mniej więcej 500 lat temu ciekawość ludzka zwróciła się przede wszystkim w kierunku szczegółowego eksperymentowania z przyrodą. Był to początek nauk ścisłych w dzisiejszym rozumieniu. Zamiast starać się osiągnąć bezpośrednio całą prawdę, otrzymać wyjaśnienie dotyczące całego Wszechświata, jego stworzenia i aktualnego kształtu nauka usiłowała uzyskać częściowe prawdy, w mniejszych wymiarach na temat pewnych, możliwych do zdefiniowania i w rozsądnych granicach — rozdzielnych grup zjawisk. Nauka rozwinęła się dopiero wtedy, gdy ludzie zaczęli powstrzymywać się od stawiania pytań ogólnych, takich jak: Z czego utworzona jest materia? Jak stworzono Wszechświat? Co jest istotą życia? Stawiali pytania ograniczone, na przykład: Jak spada przedmiot? Jak przepływa woda w rurze? itd. Zamiast stawiać pytania ogólne i otrzymywać ograniczone odpowiedzi, stawiali ograniczone pytania i znajdowali ogólne odpowiedzi. Z cudem graniczy fakt, że ten sposób postępowania dał wyniki; pytania, na które można było odpowiedzieć, stawały się coraz bardziej uniwersalne. Jak to kiedyś powiedział Einstein: „Najbardziej niezrozumiały jest fakt, że przyroda jest możliwa do zrozumienia (comprehensible)”.

Rzeczywiście, dziś można dać rozsądnie określoną odpowiedź na pytanie, z czego składa się materia. Zaczynamy rozumieć istotę życia i początki wszechświata. Tylko rezygnacja z bezpośredniego kontaktu z „jedną i absolutną prawdą”, tylko niekończące się wędrówki pośród różnorodności doświadczeń umożliwiły metodzie naukowej większą przenikliwość i dały nauce bardziej podstawowe poznanie. W wyniku uzyskano poznanie zasad ogólnych, takich, jak grawitacja, falowa natura światła, zachowanie energii, ciepło jako forma ruchu, elektryczne i magnetyczne pola, istnienie podstawowych jednostek materii (atomy i molekuly), żywa komórka, darwinowska ewolucja. Punkt kulminacyjny osiągnięto w wieku dwudziestym, wraz z odkryciem związków między czasem i przestrzenią przez Einsteina, odkryciem elektrycznej natury materii oraz zasad mechaniki kwantowej, dając odpowiedzi na pytanie, jak to się dzieje, że przyroda potrafi wytworzyć swoiste materiały, jakości, kształty,

barwy i struktury; wreszcie dzięki biologii molekularnej uzyskano nowy pogląd na istotę życia. Stworzono ramy dla ujednoczonego opisu i zrozumienia świata przyrody na poziomie kosmicznym i mikrokosmicznym oraz ewolucji świata, poczynając od bezładnej chmury wodoru, a kończąc na istnieniu życia na naszej planecie. Ten system wiedzy pozwala dojrzeć podstawowe związki między właściwościami jąder atomów, molekuł, żywych komórek i gwiazd; mówi nam za pomocą kilku stałych przyrody, dlaczego materia w jej różnych formach wykazuje właściwości, które obserwujemy. Naukowe poznanie nie jest zakończone; jest w stanie dalszego rozwoju, ale jego uniwersalny charakter i jego sukces w odkryciu podstawowych cech świata przyrody czynią zeń jedno z wielkich osiągnięć kultury naszej ery.

Jako część naszej kultury nauka ma wiele wspólnego ze sztuką. Nowe formy i idee powstają po to, by wyrazić związki człowieka z jego środowiskiem. Dziś jednakże wpływ nauki na społeczeństwo, na nasze życie i myślenie jest znacznie większy zarówno w dodatnim, jak i ujemnym sensie; w przeszłości bywało i tak, że sztuka miała podobny wpływ. Nauka jest wyłącznym wytworem naszych czasów.

Nauka różni się od współczesnych utworów artystycznych swym kolektywnym charakterem. Naukowe osiągnięcie może być wynikiem pracy jednego człowieka, ale znaczenie tego osiągnięcia polega na tym, że stanowi część jednego gmachu, wzniesionego wspólnym wysiłkiem dawnych i dzisiejszych pokoleń uczonych. Ten wysiłek był i jest dziełem uczonych całego świata; ich wkład nie odzwierciedla ich narodowego, rasowego czy geograficznego pochodzenia. Nauka jest naprawdę uniwersalnym ludzkim przedsięwzięciem. Te same pytania zadawane są przez wszystkich ludzi nauki; ta sama radość poznania jest ich udziałem, gdy odnajdują w strukturze przyrody nowy punkt świadczący o głębszej zależności. Wybór problemów, kierunki badań w naukach podstawowych mniej są uwarunkowane potrzebami i naciskami ekonomicznymi, społecznymi czy politycznymi, niż to na ogół się przypuszcza. Zdeterminowane są głównie przez możliwości, środki aparaturowe, które zapewniają możliwość obserwacji oraz przez wewnętrzną logikę samej nauki podstawowej. Inaczej to wygląda w naukach stosowanych i technice, które w sposób oczywisty są o wiele bardziej — choć nie zupełnie — zależne od wszelkiego rodzaju społecznego zapotrzebowania. Gwałtowny rozwój elektroniki stosowanej i akustyki podczas drugiej wojny światowej był z pewnością zdeterminowany potrzebami militarnymi. Ale wyjątki mamy w obu przypadkach: postęp w fizyce jądrowej i fizyce plazmy — w dużej mierze podstawowej gałęzi fizyki — został na pewno bardzo przyspieszony możliwościami zastosowań praktycznych do wytwarzania energii za pomocą rozszczepienia jądrowego lub fuzji, wynalazek tranzystora — przykład z fizyki stosowanej — nie był przyspieszony potencjalnymi możliwościami praktycznych zastosowań.

Trudno jest przeprowadzić rozróżnienie między podstawowymi i stosowanymi naukami i wszelkie tego typu rozważania mogą prowadzić do niebezpiecznych nadmiernych uproszczeń. Sukces nauk podstawowych pochodzi w poważnej

mierze z bliskiego współdziałania nauk podstawowych i stosowanych. Ten bliski związek, często w osobie tego samego uczonego, dostarczył narzędzi wysokiej jakości, bez których nie dokonano by wielu podstawowych odkryć.

Spółeczność naukowa jest bardziej międzynarodowa — lub trafniej — bardziej ponadnarodowa niż jakakolwiek inna grupa, ponieważ przechodzi do porządku nad narodowościowymi i politycznymi różnicami. Poprzez granice nawiązują łatwo osobiste kontakty ludzie pracujący nad tymi samymi problemami; nauka ma swój własny międzynarodowy język. Procentowo udział obcokrajowców w laboratoriach naukowych danego kraju jest prawdopodobnie większy niż w jakiegokolwiek innej ludzkiej sferze działania. Istnieje kilka międzynarodowych laboratoriów mogących się poszczycić wielkimi sukcesami, pośród których wymienić należy genewski CERN, wyróżniający się w dziedzinie fizyki wysokich energii, jako model dla przyszłych Zjednoczonych Stanów Europy. Międzynarodowe więzy nauki pomocne były nawet w pozanaukowych sprawach, np. na konferencjach Pugwash, podczas których uczeni zainicjowali wiele akcji, zmierzających do zjednoczenia świata, takich jak zakończenie prób z bombą atomową w atmosferze i rozpoczęcie rokujących nadzieje rozmów na temat kontroli zbrojeń.

Nauka ma szczególnie stosunek do tradycji i rewolucji. Jest zarazem tradycyjna i rewolucyjna. Mechanika Newtona oraz dynamika Faradaya i Maxwella nadal obowiązują i są żywe. Aktualne obliczenia orbit satelitarnych i fal radiowych opierają się na nich nadal. Takie rewolucje, jak teoria względności i teoria kwantów nie przekreśliły dawnych idei; wniosły do nich nieoczekiwane ograniczenia. Dawne idee jednak obowiązują w ramach tych ograniczeń po dzień dzisiejszy. Z drugiej strony w nauce obserwuje się silny pęd do nowości i inności. Techniczny postęp i nowatorskie sposoby myślenia są ustawicznie wprowadzane w celu zmiany sposobu pracy i opracowania nowych metod. Ale rewolucje naukowe nie polegają na zastępowaniu dotychczasowej wiedzy inną, lecz na jej rozszerzaniu; poza kilkoma wyjątkami, stare idee rozwijane są i interpretowane na bardziej uniwersalnej podstawie. Stare metody obserwacji nie okazały się błędne, lecz nie dość dokładne.

W wielu przypadkach intelektualna podstawa nauki może być przeciwstawiana niektórym negatywnym i destrukcyjnym tendencjom w myśleniu dzisiejszym; postawa naukowa oznacza zaangażowanie w działanie, w którym obserwujemy rzeczywisty postęp i uzyskujemy ustawicznie coraz głębsze poznanie świata przyrody. Daje to poczucie uczestniczenia w jedynym w swoim rodzaju przedsięwzięciu zespołowym, w budowie i doskonaleniu ogromnego intelektualnego gmachu, jednego z wielkich osiągnięć kultury współczesnej. Niewiele sporów toczy się wśród uczonych na temat ogólnej skali wartości — co jest znaczące i w jakich należy podążać kierunkach, chociaż występują różnice opinii na temat względnej ważności poszczególnych elementów.

Wiedza naukowa prowadzi do bliskiego stosunku człowieka z przyrodą, do bliższego kontaktu ze zjawiskami wynikającymi z głębszego jej zrozumienia. Głębsza wiedza o prawach i podstawowych procesach świata materii powinna

iść w parze z większym podziwem dla przyrody we wszystkich jej przejawach. Powinna wykazać, że prawie każda struktura minerału i z pewnością każdy przejaw życia są jedyne i niepowtarzalne. W ten sposób nauka uświadamia wagę i znaczenie każdej formy naturalnej, daje świadomość tego, jak wszechświat, atom, zjawiska życia współistnieją i tworzą jedność. Jest to ekologia w najszerszym tego słowa znaczeniu.

Wiele jest jeszcze fascynujących problemów; pytań z różnych krańców nauki, na które nie dano odpowiedzi. Nie jesteśmy jeszcze dość pomysłowi i sprawni, by poradzić sobie ze złożonością przyrody. Nawet struktura cieczy nie jest jeszcze dobrze zrozumiała. Żaden fizyk nie mógłby przewidzieć istnienia stanu ciekłego na podstawie naszej aktualnej wiedzy o właściwościach atomu. Złożoność materii ożywionej stwarza jeszcze większe problemy. Mimo wzrastającej wiedzy o fundamentalnych procesach reprodukcji i dziedziczenia, nadal wiemy bardzo mało o rozwoju organizmów, o funkcjonowaniu systemu nerwowego i praktycznie nie wiemy co się dzieje w mózgu, gdy myślimy czy też posługujemy się pamięcią. Czym głębiej penetrujemy złożoność żywych organizmów, strukturę materii czy rozszerzenie się Wszechświata, tym bardziej zbliżamy się do istotnych problemów filozofii przyrody. Jak to się dzieje, że powstaje złożona struktura rosnącego organizmu? Jakie jest znaczenie cząstek, z których składa się materia? Jakie jest pochodzenie materii? Jaka jest budowa i historia całego Wszechświata?

Potrzeba znalezienia odpowiedzi na te pytania oraz prowadzenie badań nad prawami i sensem zjawisk wśród zgietku wydarzeń jest główną dźwignią, a zarazem najważniejszym uzasadnieniem nauki. Te problemy mają może mało wspólnego z praktycznymi potrzebami społeczeństwa, ale będą zawsze ośrodkiem zainteresowania, bo dotyczą zagadnień: gdzie? skąd? co?, zagadnień całej materialnej egzystencji.

6. Obowiązki uczonego

Czy aktualna sytuacja nauki odpowiada idealnemu obrazowi, który został nakreślony? Na pewno wielu obserwatorów spoza środowiska naukowego, a nawet niektórzy uczeni sądzą, że jest inaczej. Problemy ludzkie, wynikające z ustawicznego rozwoju techniki są zbyt bliskie i zbyt groźne; przysłaniają znaczenie nauki podstawowej jako źródła głębszego poznania przyrody. Naukowiec musi śtanąć w obliczu skutków, wynikających z wpływu nauki na społeczeństwo; musi być świadom mechanizmów społecznych, które prowadzą do swoi-stego użytkowania i nadużywania wyników badań naukowych i musi starać się przeciwdziałać nadużyciom, a zwiększać korzyści płynące z odkryć naukowych. Czasem musi umieć przeciwstawić się presji społecznej, nakłanianiu go do uczestniczenia w działaniach, które uważa za szkodliwe. Nie jest to łatwe zadanie, jako że zagadnienia są natury społecznej, a motywacje często wzmocnione są korzyścią materialną i względami politycznymi. Stawia to uczonego

w samym środku życia i społecznych sporów politycznych. Z drugiej strony obowiązkiem uczonego jest stać na straży, być współtwórcą i obrońcą naukowej wiedzy i poznania. Tego wielkiego gmachu idei nie można opuszczać w okresie kryzysu; jest to trwała zdobycz i powszechna skarbnica ludzkości. Uczony, który dziś poświęca swój czas na rozwiązanie naszych społecznych i środowiskowych problemów, wykonuje ważną pracę. Ale równie ważną pracę wykonuje jego kolega, zajmujący się naukami podstawowymi. Nauki podstawowe są nam potrzebne nie tylko dla rozwiązania praktycznych problemów, ale dla urzeczywistnienia wielkiej ludzkiej dążności. Jeśli sam przedmiot nie budzi już zainteresowania, nie przyciąga naszych studentów, znaczy to, że nie sprostaliśmy naszym nauczycielskim zadaniom. Musimy uczynić ten świat porządnym i możliwym do życia, ale musimy też stworzyć wartości i idee, dla których by ludzie żyli i do których by dążyli.

Nie można porzucić sztuki i nauki w okresie kryzysu; przeciwnie, należy tym więcej wagi przydać tworzeniu celów i wartości. A rozszerzanie ludzkich horyzontów za pomocą poznawania świata, w którym żyjemy, jest wielką wartością.

Można i należy znacznie ulepszyć styl i charakter naukowego nauczania oraz badania. Gwałtowny wzrost naukowej działalności w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych wywarł wpływ nauczonych i studentów. Niektóre pozytywne cechy tego wzrostu zostały skażone; w wielu przypadkach nauka stała się organizacją do jak najszybszego produkowania nowych wyników. Zachodzą zmiany i ukazują się nowe perspektywy. Jedną z najbardziej niebezpiecznych stron dzisiejszego życia naukowego jest nadmierna specjalizacja. Istnieją rozmaite przyczyny, które ją powodują. Jedną jest przyspieszone tempo rozwoju nauki, które nie zostawia badaczowi dość czasu na zainteresowanie się innymi dziedzinami, nie związanymi bezpośrednio z jego własną. Dużo wysiłku kosztuje go utrzymanie się w czołówce, konieczność rywalizacji we własnej dziedzinie; nie dziwnego, że nie może poświęcić zbyt wiele czasu na cokolwiek innego. Inną przyczyną była stosunkowo łatwa osiągalność stanowisk badawczych we wszystkich dziedzinach; młody naukowiec zatem nie widział konieczności kształcenia się w dziedzinach wykraczających poza jego specjalność. Nasz system kształcenia nie produkował „fizyków”, produkował natomiast fizyków wysokich energii, fizyków ciała stałego, biochemików enzymów itp. W kwestionariuszu dotyczącym zatrudnienia, a rozesłanym przez National Science Foundation do fizyków z prośbą o określenie ich specjalności, znaleźć można typowy symptom tej choroby. Podział został posunięty do ostateczności. Wprowadzono np. podziały tego rodzaju: cząstki elementarne, hadron; cząstki elementarne, lepton; ciało stałe, właściwości magnetyczne; ciało stałe, właściwości optyczne... I ludzie usiłują znaleźć zatrudnienie dokładnie w poddziale swojej specjalności. Cóż za wąski horyzont i cóż za nudne życie — w tym samym poddziale fizyki na zawsze! Fizyk powinien być zainteresowany wszelkimi dziedzinami fizyki i powinien być gotów do zmiany dziedziny. Większość pozytywnych punktów widzenia na naukę wywodzi się z uświadomienia sobie jej szerokiego wachlarza,

jej ogólnego spojrzenia. Ta sama teoria kwantów rządzi elementarnymi cząstkami i fononami czy ekscytonami w ciele stałym. W nauczaniu nauk ścisłych musimy powrócić do podkreślenia jedności i uniwersalności nauki i powinniśmy wyzwolić się ze skłonności do produkowania rzemieślników — ekspertów w wyspecjalizowanej dziedzinie. Z pewnością musimy kształcić kompetentnych ekspertów, ale musimy także dążyć do scalania i ukazywania związków między różnymi dziedzinami nauki. To zadanie może być trudne z powodu poważnych wymagań, związanych z czasem i intelektualnymi możliwościami ludzi. Ale jest to bardzo wdzięczne zadanie pod każdym względem. Nauczyciel uzyska głębszą satysfakcję ze swej pracy, student znajdzie większą radość w swych studiach; jego wiedza będzie szersza, bardziej pomocna w jego przyszłej pracy i zapewni mu swobodniejszy wybór zatrudnienia.

I. I. Rabi [5] mówi to wyraźnie: „Nauka sama bardzo potrzebuje integracji i unifikacji. Istnieje jednak tendencja przeciwna ... Tylko od studenta bezpośrednio po dyplomie, biednej ofiary przeciążenia programów, można oczekiwać, że wie coś o każdej z dziedzin. Ponieważ liczba fizyków wzrasta, każda specjalność staje się bardziej samowystarczalna i zamknięta w sobie. Taka bałkanizacja oddala fizykę i w ogóle każdą naukę od naturalnej filozofii przyrody, która jest sensem i celem nauki.”

Szersze rozumienie wiedzy jako całości, ponad specjalizację zawodową, jest koniecznym warunkiem utworzenia się takiego stosunku do przyrody, który powinien być podstawową filozofią badacza. Jest to ów stosunek bliskości z Wszechświatem, z jego bogactwem i unikalnością, uczucie specjalnej odpowiedzialności w stosunku do przyrody, tu na Ziemi, gdzie mamy nad nią władzę zarówno konstruktywną, jak destruktywną. Głębsze zrozumienie przyrody, jako całości, nakłada na społeczność naukową obowiązek czujności i ostrzegania przed zamierzonymi czy niezamierzonym nadużyciem nauki i jej zastosowań. Innym destruktywnym elementem zakorzenionym wśród społeczności uczonych jest lekceważenie jasności i zrozumiałości przedstawiania wyników naukowych. To lekceważenie ujawnia się w publikacjach na różnych poziomach. Przyjmuje się często, że nieważna jest konstrukcja i język publikacji; jedynie ważna jest zawartość. Tzw. przeglądowe artykuły zrozumiałe są tylko dla ekspertów. Pisanie artykułów naukowych czy książek dla ogółu uważane jest za drugorzędne zajęcie i poza nielicznymi wyjątkami, które zasługują na uznanie, pozostawione jest literatom specjalizującym się w zagadnieniach naukowych, lecz nie wyszkolonym naukowo. Coś tu jest niedobrze. Jeśli ktoś jest głęboko przekonany o ważności swych myśli, powinien starać się je przekazać swym kolegom w możliwie najlepszej formie. W dziedzinie muzyki artysta-interpreter cieszy się wysokim poważaniem. Właściwe przekazanie sonaty Beethovena uważane jest za większą ucztę duchową, aniżeli skomponowanie pomniejszego utworu. Chyba możemy się tu czegoś nauczyć. Jasne i sugestywne przedstawienie poglądów współczesnej nauki warte jest więcej niż niejedna z tzw. oryginalnych prac badawczych, których przykłady spotykamy często pośród prac doktorskich, a przy tym prezentacja taka może wymagać więcej dojrzałości i inwencji. Nie-

którzy studenci mogą mieć więcej satysfakcji z wykonania pracy o charakterze interpretacyjnym — podobnie jak i niektórzy czytelnicy z jej przeczytania.

Ponadto, korzystny dla każdego uczonego jest wysiłek zmierzający do poważnego wyjaśnienia swej pracy laikowi czy uczonemu, pracującemu w innej dziedzinie. Zwykle bowiem, jeśli nie można wyjaśnić swej pracy komuś z zewnątrz, nie rozumie się jej po prostu samemu. Bardziej zespolony i uporządkowany wysiłek, obejmujący przedstawienie i upowszechnienie poglądów nauki, byłby celowy z wielu względów; stanowiłby potężne antidotum na nadmierną specjalizację; uwypukliłby to, co jest znaczące w aktualnych badaniach i czynił naukę bardziej integralną częścią dzisiejszej kultury. Znacznie więcej można by i powinno się zrobić w celu przybliżenia podstawowych idei inteligentnemu laikowi. Krzewienie wiedzy naukowej powinno być jednym z pierwszych obowiązków uczonego. Najważniejszym instrumentem rozpowszechniania pojęć i poglądów nauk podstawowych jest nauczanie. Młodzi ludzie powinni mieć więcej styczności z wynikami badań przyrodniczych, które są zdobyczą naszego wieku niż to ma miejsce aktualnie. Nie chodzi tu tylko o samo wyłożenie naukowych poglądów: naukowe wykształcenie musi obejmować aktywne włączenie do pracy badawczej. Studenci mogą przyswoić sobie ducha nauki tylko wtedy, gdy stają przed nie rozwiązanymi problemami, uczestniczą w procesie analizy faktów, poszukiwaniu dowodów, konstruowaniu i wypróbowaniu nowego ujęcia, nowej idei. Nawet na najniższym poziomie, w podstawowej i średniej szkole, działalność naukowa powinna odgrywać coraz większą rolę. Inteligentna zabawa, obejmująca proste zjawiska przyrody, sprzyja głębszemu poznaniu naszego naturalnego środowiska i daje radość odkrycia. Margaret Mead [6] wyraziła to w sposób niezwykle sugestywny:

„Każdy przedmiot mniej czy bardziej abstrakcyjny, ożywiony lub nieożywiony, mniej lub bardziej odległy od zwykłych ludzkich spraw, jest żywy i rośnie szybko wraz z uczącymi się o nim małymi dziećmi, głodnymi i spragnionymi wiedzy o świecie wokół nich. Dla dzieci rozumienie otaczającego je świata jest równie istotne jak pełna miłości czuła o nie troska, której potrzebę wyłącznie się podkreśla w XX wieku w dyskusjach na temat wychowania w okresie wczesnego dzieciństwa. Język nauki stanie się wówczas językiem naturalnym, używanym w życiu codziennym, językiem redundantnym o szerokim oddziaływaniu. Będzie głęboko zakorzeniony w rozmaitych ludzkich doznaniach, na różnych poziomach umiejętności”.

7. Epilog

Nauka powiązana jest ze społeczeństwem w rozmaity sposób. Istnieje szeroki wachlarz związków filozoficznych, społecznych i etycznych, za pośrednictwem których nauka oddziałuje na społeczeństwo oraz podlega jego wpływom. Znaczenie nauki staje się oczywiste, gdy obserwujemy, jak rozmaite, często sprzeczne, są sposoby jej oddziaływania w sprawach ludzkich.

Filozoficzne znaczenie nauki wynika z coraz to głębszego i pełniejszego zrozumienia i poznania działań przyrody. Gmach idei, który doprowadził do takiego rozumienia natury, wznoszony był przez ostatnie 300 lat i należy do najwymyślniejszych systemów myśli, jakie kiedykolwiek stworzone zostały przez człowieka. Jego wielka siła leży w zasadniczej prostocie koncepcji podstawowych. Z kilku prostych, choć subtelnych, praw natury wyłania się nieskończenie skomplikowana rozmaitość zjawisk.

Spoleczne znaczenie nauki wynika ze wzrastającej możliwości zmiany środowiska człowieka i jakości życia wskutek zastosowania wyników naukowych. Zmiany te bywały korzystne lub szkodliwe w zależności od mądrości i intencji tych, którzy je przeprowadzali. Wywarły głęboki i trwały skutek na społeczną strukturę społeczeństwa.

Etyczna wartość wypływa ze świadomości, że ewolucja życia i ludzi na Ziemi opiera się na nader delikatnej równowadze warunków fizycznych na tej planecie. Z tej świadomości płynie odpowiedzialność człowieka za ochronę i kontynuację wielkiego eksperymentu przyrody, którego powstanie wymagało wielu miliardów lat. Nauka podkreśla wspólnotę ludzkich istot w ich dążeniu do uzyskania racjonalnego zrozumienia działania przyrody i wspólnoty w obowiązku ochrony naturalnego środowiska; jednoczy ludzi w badaniach zmierzających do głębszego poznania w sferze pozostającej w dużej mierze poza wpływami podziałów politycznych i społecznych.

Nauka rości sobie prawa do uniwersalizmu. Przypuszcza się, że wszystkie zjawiska i wszystkie ludzkie doświadczenia będą zgodne z kontekstem praw przyrody i że są, lub prawdopodobnie będą, naukowo opisane lub wytłumaczone. Jednakże naukowa interpretacja doświadczeń ludzkich nie daje wyjaśnienia tych elementów, które uważane są za najbardziej znamienne, a obejmują doznania emocjonalne, takie jak uczucia czy sądy wartościujące. Są one decydujące przy podejmowaniu decyzji przez ludzi. Gdy zachodzi konieczność dokonania wyboru pomiędzy działaniami, podjęcia decyzji zespołowych czy indywidualnych, naukowe rozumowanie może i powinno dostarczyć informacji na temat możliwych do przewidzenia konsekwencji. Rzeczywista decyzja jednakże pozostaje poza sferą nauki; reprezentuje rodzaj rozumowania, który jest w sposób konieczny komplementarny w stosunku do myśli naukowej.

Nauka składa się z wielu działalności mających różnorodne cele i rozmaity charakter: z wielu nauk podstawowych z całą różnorodnością metod — od kosmologii do biologii — i z licznych nauk stosowanych, które się rozprzestrzeniają i obejmują coraz więcej ludzkich spraw. Nauka jest jak drzewo, którego pień tworzą nauki podstawowe, starsze — u dołu, nowsze — bardziej ezoteryczne — u samej góry, gdzie następuje rozrost i zdobywanie nowych obszarów. Gałęzie obrazują działalności stosowane. Niższe, większe, odpowiadają naukom stosowanym, które wyłoniły się z dawnych nauk podstawowych, wyższe, mniejsze, są wynikiem powstania i wzrostu młodszych nauk podstawowych. U wierzchołka pnia — granicy badań podstawowych — nie rozwinęły się jeszcze żadne gałęzie. Stosując ten obraz do nauk fizycznych umiejscowilibyśmy fizykę kla-

syczną, elektrodynamikę i fizykę ciepła w najniższej części pnia z szerokimi gałęziami, przedstawiającymi szerokie zastosowania tych dyscyplin. Nieco wyżej usytuowalibyśmy fizykę atomową z dobrze rozwiniętymi gałęziami, takimi jak chemia, nauka o materiałach, elektronika i optyka. Jeszcze wyżej znalazłaby się fizyka jądrowa z młodszymi gałęziami symbolizującymi promieniotwórczość, metody pierwiastków śladowych, zastosowania geologiczne i zastosowania astrofizyczne. Na górze, dotychczas bez gałęzi, umieścilibyśmy nowoczesną fizykę cząstek i kosmologię. Był czas, zaledwie sześćdziesiąt lat temu, kiedy fizyka atomowa była wierzchołkiem bez gałęzi.

Wszystkie elementy i wszystkie poglądy nauki są ze sobą zespolone. Nauka nie może rozwijać się, jeżeli nie dzieje się to za sprawą czystej nauki i dla samego poznania. Ostanie się, jeżeli będzie intensywnie i mądrze wykorzystana dla polepszenia ludzkiego życia, a nie jako instrument dominacji jednej grupy nad drugą. Egzystencja ludzka zależy od miłosierdzia i ciekawości. Ciekawość bez miłosierdzia jest nieludzka; miłosierdzie bez ciekawości jest nieskuteczne.

Literatura

- [1] Z referatu H. B. G. Casimira na Symposium on Technology and World Trade, National Bureau of Standards, US Department of Commerce, November 16, 1966.
- [2] Cytat z nie opublikowanego raportu dla Physics Survey Committee of the National Research Council, Washington 1971.
- [3] M. Polanyi, *Personal Knowledge*, University of Chicago Press, Chicago, Ill. 1958, p. 182.
- [4] Podobne poglądy wyraził Thomas R. Blackburn, *Science* 172, 1003 (1971).
- [5] I. I. Rabi, *Science the Center of Culture*, The World Publishing Co., New York 1971, p. 92.
- [6] Margaret Mead, *Closing the Gap Between Scientists and Others*, Daedalus 88, 1959, p. 139.

Źródło: tłumaczyła z angielskiego Wiesława Zielińska

Aage Bohr i Ben R. Mottelson

Instytut im. Nielsa Bohra w Uniwersytecie Kopenhaskim
i Nordycki Instytut Teoretycznej Fizyki Atomowej (NORDITA)
Kopenhaga

Wielopostaciowość struktury jądrowej *

The Many Facets of Nuclear Structure

Abstract: The many facets of nuclear structure are presented. The following problems associated with the treatment of the nuclear structure are considered: the nucleus as a quantal many-body problem, an interplay of the shell structure and nuclear deformations, heavy-ion reactions, the unified description of nuclear dynamics, the fine-grain structure of nuclear matter, the compound nucleus, direct interactions, isobaric analogue resonances, two-particle transfer reactions, rotational motions, and phase transitions induced by rotational perturbation. Connections between nuclear phenomena and different domains of quantal physics are pointed out.

Wstęp

Pięćdziesiąt lat temu jądro atomowe zostało dopiero co odkryte. Był to decydujący moment dla badania struktury atomów, które doprowadziło do powstania mechaniki kwantowej. Początkowo strukturą jądra nie zajmowano się. Jednakże, już wykrycie promieniowania emitowanego przez substancje radioaktywne wskazywało na bogactwo zjawisk jądrowych. Stopniowo stwierdzono, że różnice między promieniowaniem α , β i γ , jakie zostały zaobserwowane przez pionierów tego rodzaju badań, są objawem różnic, jakie występują między silnymi, słabymi i elektromagnetycznymi oddziaływaniami w jądrze, a jądro stało się narzędziem do badania symetrii i właściwości nowych oddziaływań, wychodzących poza ramy klasycznego świata grawitacji i elektromagnetyzmu.

Ponieważ jądro było poddawane coraz to głębiej sięgającym analizom, pojawiło się ogromne bogactwo często sprzecznych ze sobą faktów i z dziesię-

* Artykuł, zamieszczony w książce *Physics 50 Years Later*, wydanej pod redakcją Sannorna C. Browna przez National Academy of Sciences (Washington 1973) z okazji pięćdziesięciolecia Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy (przyp. red.).

ciolecia na dziesięciolecie powstawał coraz to pełniejszy obraz struktury jądra atomowego. Odkrycia lat trzydziestych dostarczyły szerokiego wachlarza podstawowych procesów jądrowych i wskazywały na złożoność i subtelność silnych oddziaływań. W czasie pierwszego dziesięciolecia powojennego fizycy jądrowi stanęli wobec badań całkiem nowego typu układu wielocząstkowego, w którym ruch nukleonów przejawia się zarówno w strukturze powłokowej, jak również w wibracji i rotacji. Następny okres przyniósł ogromną różnorodność elementarnych ruchów w jądrze, obejmującą drgania kształtu, korelacje par, izospin itd., został osiągnięty decydujący postęp w kierunku zrozumienia powstawania tych różnych rodzajów ruchu jako wyniku korelacji indywidualnych cząstek. Obecny rozwój idzie w kierunku rozszerzania badań na różnych frontach oraz poszukiwania nowych faktów dotyczących struktury jądra.

Jądro atomowe jako kwantowy problem wielu ciał

Badanie struktury jądrowej stanowiło część szerokiego programu kwantowego opisu układów z wieloma stopniami swobody. W pierwszej fazie teoria kwantów obejmowała zjawiska, które mogły być opisane przy pomocy kilku stopni swobody lub, jak w elektrodynamice, przez wprowadzenie zaburzenia w ruchu swobodnych kwantów. Takie zjawiska mogły być bezpośrednio opisane przez rozwiązanie podstawowych równań ruchu. Jednakże, przy badaniu układów wielu ciał, poczynając od makromolekuł i materii jako całości, a kończąc na silnie oddziałujących cząstkach elementarnych, sytuacja jest zupełnie inna. Strukturalne możliwości i różnorodność efektów korelacyjnych, które mogą występować w takim układzie jak jądro, są tak obszerne, że równanie Schrödingera w wielowymiarowej przestrzeni mogło stanowić tylko pewien drogowskaz; zasadniczym problemem było podjęcie właściwych idei i wybór odpowiednich stopni swobody do opisu obserwowanych zjawisk. Postęp w tej dziedzinie został osiągnięty poprzez konfrontację wielu różnych podejść, włączając teoretyczne badania różnych modeli, i ustalenie ogólnych praw symetrii. Ponadto zadziwiające odkrycia doświadczalne przyczyniały się do powstawania coraz to nowych kierunków badań.

Ze względu na wielopostaciową naturę układów jądrowych niemożliwe jest ich proste przedstawienie, lecz kilka przykładów zjawisk napotkanych na niektórych aktywnych frontach badań jądrowych może dać rozeznanie o kierunkach i perspektywach rozwoju tych badań.

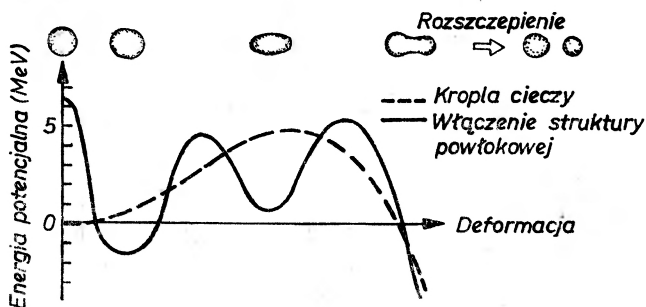
Współzależność struktury powłokowej i deformacji jądrowych

Przy badaniu dynamiki jądrowej stale powracającym i centralnym problemem jest osiągnięcie właściwego bilansu pomiędzy stopniami swobody niezależnej cząstki i kolektywnymi ruchami. Problem ten występuje dla wszystkich układów wielociałowych, lecz dla jądra, dla którego istnieje możliwość szcze-

głowego rozpatrywania indywidualnych stanów, przybrał on szczególnie konkretną formę.

Podwójna natura struktury jądrowej objawia się w bardzo prosty sposób w energii jądra rozważanej jako funkcji jego kształtu. Podczas gdy ogólne własności tej „funkcji energii potencjalnej” mogą być opisane przy pomocy makroskopowych własności materii jądrowej, takich jak napięcie powierzchniowe i energia elektrostatyczna, specyficzna geometria skwantowanych orbit indywidualnych nukleonów zawiera istotne efekty anizotropowe; uderzającą konsekwencją tego jest istnienie kształtów równowagi jądra odbiegających silnie od symetrii sferycznej.

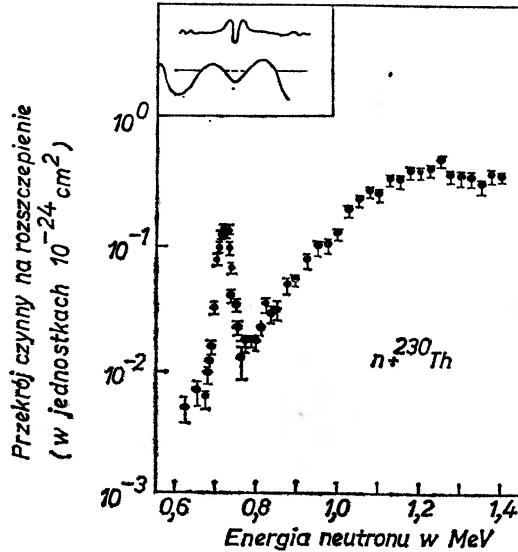
Ostatnio dokonane odkrycie metastabilnych stanów ciężkich jąder rozpadających się poprzez spontaniczne rozszczepienie przyczyniło się do powstania nowych perspektyw w badaniu efektu struktury powłokowej na jądrową energię potencjalną. Funkcja energii potencjalnej takiego jądra jest schematycznie przedstawiona na rys. 1. Krzywa przerywana reprezentuje tę funkcję otrzymaną



Rys. 1. Funkcja energii potencjalnej dla deformacji prowadzących do rozszczepienia. Na wykresie zilustrowano schematycznie jakościowe własności struktury bariery na rozszczepienie. Parametr deformacji wyznacza drogę w kierunku rozszczepienia, co jest zilustrowane przy pomocy odpowiednich kształtów jądra na górze rysunku. Kształty jądra w pierwszym i drugim minimum odpowiadają kształtom obserwowanym w stanach podstawowych i w stanach izomerycznych jąder w pobliżu uranu

z modelu kropłowego; występowanie maksimum — bariery na rozszczepienie — wynika, jak dobrze wiadomo, z istnienia, z jednej strony napięcia powierzchniowego, z drugiej strony odpychania elektrostatycznego. Skwantowane energie indywidualnych cząstek mają subtelniejszą zależność od kształtu i symetrii potencjału i powodują dosyć duże zmiany w funkcji energii potencjalnej. W szczególności, efekt powłokowej budowy daje podstawowy stan równowagi o ekscentryczności około 20 procent oraz drugie minimum przy dużo większych deformacjach w obszarze bariery na rozszczepienie. Występowanie drugiego minimum jest odpowiedzialne za istnienie stanów izomerycznych, które rozpadają się poprzez spontaniczne rozszczepienie z czasem życia krótszym niż czas życia stanu podstawowego o czynnik 10^{20} lub więcej. Ta własność funkcji energii potencjalnej ujawnia się w wielu zjawiskach w procesie rozszczepienia. Rys. 2

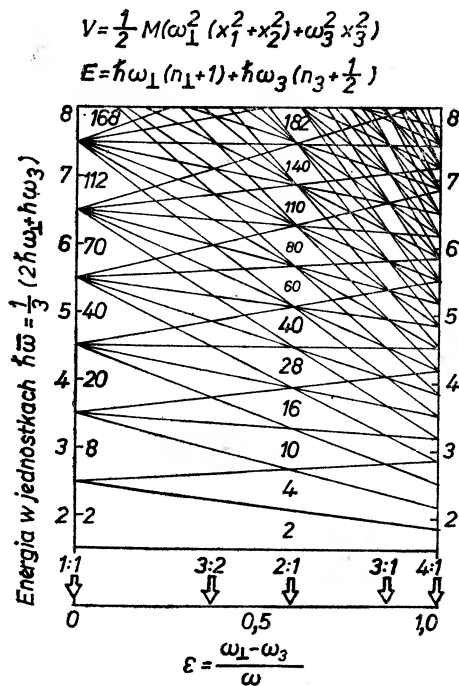
przedstawia przykład, w którym wyraźnie występuje rezonansowa struktura przekroju czynnego na rozszczepienie ^{230}Th pod wpływem szybkich neutronów. Rezonans występujący w obszarze progu można interpretować przy pomocy fal stojących ruchu wibracyjnego w drugim minimum; przypomina on rezonansowe przejście w interferometrze Fabry-Perota. Szereg trafnych interpretacji przyczyniło się do rozwoju spektroskopii wzbudzeń układów jądrowych w tej nowej fazie.



Rys. 2. Rezonans w funkcji progowej dla rozszczepienia ^{230}Th wywołanego przez neutrony. Na rysunku pokazano przekrój czynny na rozszczepienie jako funkcję energii neutronu (E. Lynn, wstępne dane, Earwaker i James, *Physics and Chemistry of Fission*, str. 249, IAEA, Wiedeń 1969). Wstawka na górze rysunku ilustruje interpretację zjawiska rezonansu przy pomocy półstatycznego stanu wibracyjnego w drugim minimum funkcji energii potencjalnej

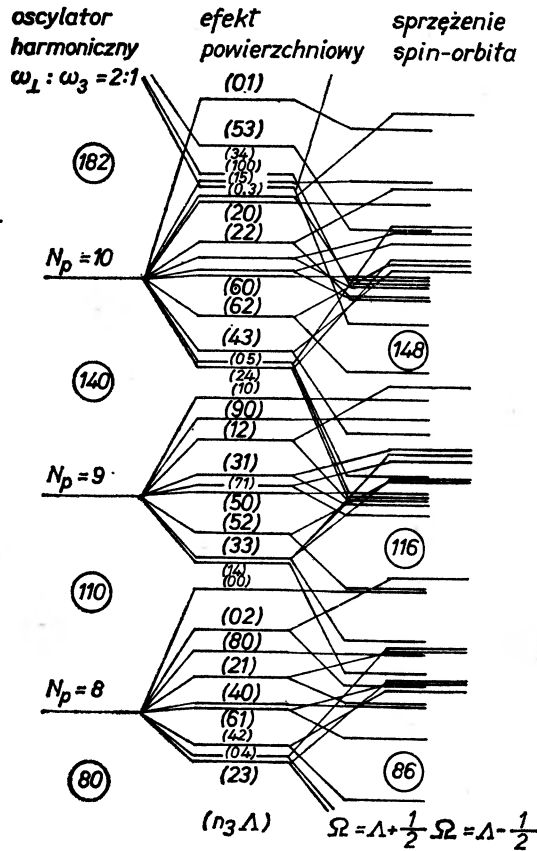
Występowanie silnie zdeformowanych jądrowych stanów metastabilnych, traktowanych jako stany izomeryczne kształtu, jest odbiciem szczególnej stabilności związanej ze strukturą powłokową. Naturę nowych powłok można w prosty sposób zrozumieć rozważając ruch jednej cząstki w sferoidalnie zdeformowanym potencjale oscylatora harmonicznego. Jak to przedstawia rys. 3, deformacja usuwa degenerację oscylatora harmonicznego, ale pojawiają się nowe wielkie powłoki (degeneracje) wtedy, gdy częstości oscylatora w różnych kierunkach mają stosunki częstości rotacyjnych. Szczególnie wyraźne efekty występują dla deformacji o stosunku częstości $\omega_{\perp} : \omega_{\parallel} = 2 : 1$; związane z nimi liczby nukleonów w zamkniętych powłokach wynoszą $N = \dots, 110, 140, \dots$. Potencjał jądrowy różni się od oscylatora harmonicznego swoją zależnością radialną, jak również występowaniem w nim znacznego oddziaływania spin-orbita. Jak to pokazuje rys. 4, włączenie tych efektów nie zmienia zasadniczych własności

oscylatorowej struktury powłokowej w potencjale typu 2:1, lecz modyfikuje liczby nukleonów charakterystycznych dla powłok zamkniętych do $N = \dots, 116, 148, \dots$. Liczba $N = 148$ odpowiada obszarowi liczb neutronów, dla którego obserwowane izomery kształtu są szczególnie trwałe.



Rys. 3. Struktura powłokowa odpowiadająca anizotropowemu harmonicznemu potencjałowi oscylatorowemu. Rysunek przedstawia jednocząstkowe poziomy energetyczne w funkcji deformacji, odpowiadające wydłużonemu osiowo symetrycznemu potencjałowi oscylatorowemu. Częstotliwości ω_s i ω_{\perp} odpowiadają równoległemu i prostopadłemu ruchowi względem osi symetrii, podczas gdy $\bar{\omega}$ oznacza średnią częstotliwość. Stany pojedynczej cząstki mogą być scharakteryzowane przez liczby kwantowe n_s i n_{\perp} , przy czym każdy poziom posiada degenerację $2(n_{\perp} + 1)$, wynikającą ze spinu i z degeneracji ruchu prostopadłego do osi. Dodatkowe degeneracje prowadzące do powstania wielkich powłok mogą występować wtedy, gdy stosunek częstotliwości $\omega_{\perp} : \omega_s$ jest równy stosunkowi liczb całkowitych. Deformacje odpowiadające najwyraźniejszym efektom struktury powłokowej są pokazane przy pomocy strzałek, przy których wypisano odpowiednio stosunki częstotliwości. Dla powłok o stosunku częstotliwości (1:1) (kształt sferyczny) i 2:1 podane są liczby cząstek odpowiadające konfiguracjom zamkniętych powłok

Odkrycie izomerów kształtu otworzyło nowe horyzonty dla koncepcji struktury powłokowej w kwantowym układzie wielu ciał i spowodowało powstanie zagadnienia: jakie ogólne warunki powinien spełniać potencjał, aby mogły występować znaczne odchylenia od jednorodności widma wartości własnych? W szczególności, zwrócono uwagę na ścisły związek między występowaniem struktury powłokowej w widmie kwantowym a występowaniem zdegenerowanej rodziny orbit periodycznych w odpowiednim ruchu klasycznym.

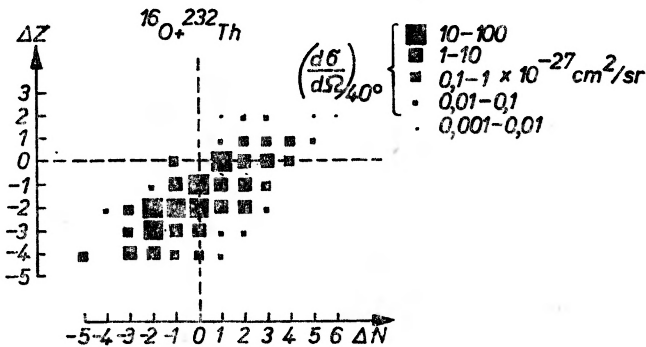


Rys. 4. Struktura powłokowa dla potencjału jądrowego o symetrii 2:1. Widmo pojedynczej cząstki, pokazane po lewej stronie rysunku, jest identyczne z widmem przedstawionym na rys. 3 i odpowiadającym stosunkowi częstości $\omega_{\perp} : \omega_s = 2:1$. Powłoki zostały oznaczone przy pomocy powłokowej liczby kwantowej $N_{powi} = n_s + 2n_{\perp}$. Poziomy widma przedstawionego na środku rysunku są rozszczepione na skutek odchylenia potencjału jądrowego z dobrze określoną powierzchnią od potencjału oscylatora harmonicznego. Poziomy zostały oznaczone przez składową Λ orbitalnego momentu na oś symetrii oraz przez liczbę kwantową n_s , która jest stałą ruchu. Każdy poziom jest czterokrotnie zdegenerowany, ponieważ energia jest niezależna od znaku Λ oraz od spinu. Widmo przedstawione po prawej stronie rysunku zawiera efekt dość silnego oddziaływania spin-orbita w potencjale jądrowym. Oddziaływanie to rozszczepia poziomy o składowej całkowitego momentu pędu $\Omega = \Lambda \pm 1/2$, w taki sposób, że uprzywilejowane jest równoległe ustawienie spinu i momentu orbitalnego ($\Omega = \Lambda + 1/2$). Jak widać, w ostatecznym widmie zachowane są wielkie powłoki, wynikające z potencjału oscylatora, chociaż liczby (podane w kółku) odpowiadające zamkniętym powłokom są zmienione, ponieważ kilka orbit o największym Λ i $\Omega = \Lambda + 1/2$ jest przesunięte do sąsiedniej niższej powłoki. Efekty zilustrowane na rys. 4 są całkiem podobne do efektów, które rządzą strukturą powłokową jąder sferycznych i prowadzą do liczb magicznych, 82, 126, ... — zamiast ciągu liczb 70, 112, które odpowiadają potencjałowi oscylatora (patrz rys. 3)

Oddziaływanie materii jądrowej jako całości (reakcje z ciężkimi jonami)

Badanie rozszczepiających się izomerów stanowi część dużo obszerniejszego programu zajmującego się stabilnością materii jądrowej jako funkcją liczby neutronów i protonów, jak również parametrów deformacji. Jedną z ciekawych perspektyw jest możliwość występowania wysp metastabilnych jąder o liczbach masowych dużo większych niż te, które były znane dotychczas albo jąder posiadających zupełnie inny stosunek niż to ma miejsce w znanych jądrach, pomiędzy liczbami neutronów i protonów.

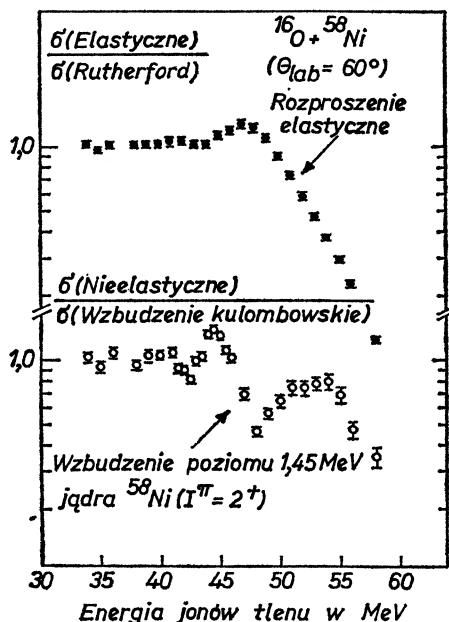
Część wielowymiarowej przestrzeni podlegającej eksperymentowi uległa znacznemu rozszerzeniu dzięki możliwości badania reakcji wywołanych zderzeniami ciężkich jonów. Jak to już wykazały pierwsze doświadczenia, podobne do tych, które zostały zilustrowane na rys. 5, takie reakcje prowadzą z dużym prawdopodobieństwem do przekazu wielu cząstek pomiędzy oddziaływającymi jądrami. Obecna dyskusja dotyczy warunków fizycznych, które określają liczbę przekazywanych nukleonów, naturę występującego prądu oraz stopień, w jakim jest zachowana równowaga statystyczna podczas reakcji.



Rys. 5. Przekaz wielu nukleonów w reakcjach wywołanych przez jony tlenu. Na rysunku przedstawione są natężenia reakcji odpowiadających przekazowi ΔN neutronów i ΔZ protonów od jądra targetu do padającego jądra tlenu (A. G. Artukh, V. V. Avdeichikov, J. Erö, G. F. Gridnev, V. L. Mikheev, V. V. Volkov, J. Wilczyński, *Nucl. Phys.* A160, 511 (1971)). Najbardziej prawdopodobne przekazy prowadzą do zwiększenia stosunku liczby masowej do ładunku dla jądra-pocisku, co można zrozumieć jako tendencję do bardziej jednorodnego rozkładu nadmiaru neutronów

Reakcje między ciężkimi jądrami dostarczają również możliwości badania takich cech materii jądrowej jak budowa powierzchni jądrowej. Przykład na rys. 6 przedstawia elastyczny przekrój czynny, jak również nieelastyczne wzbudzenie oscylacji kształtu, rozważane w funkcji padającej energii. Półklasyczna natura procesów zderzenia pozwala odnieść tę energię do odległości najmniejszego zbliżenia, a oscylacje w przekroju czynnym są czułą miarą oddziaływań, które odgrywają rolę w styicznym oddziaływaniu.

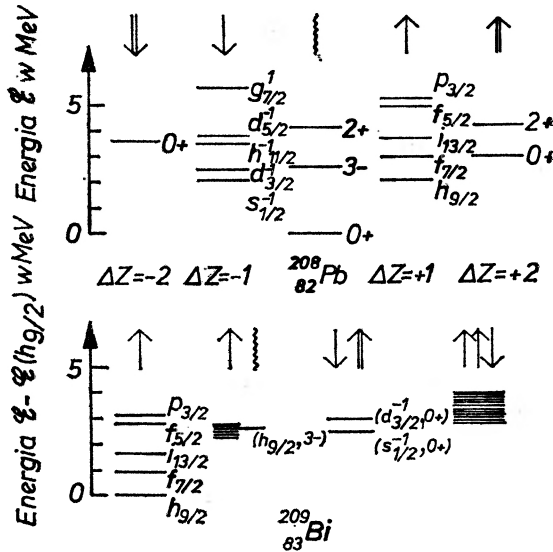
Ostatnio rozpoczęto badania z jądrami dużo cięższymi niż te, które występowały w przytoczonych przykładach. Okazało się, że jesteśmy na progu całej nowej dziedziny badań jądrowych zajmujących się materią jądrową pod ciśnieniem. Z badaniami takimi mogą tylko równać się krańcowe fazy ewolucji kosmicznej, takie jak tworzenie się gwiazd neutronowych.



Rys. 6. Elastyczne i nieelastyczne rozproszenie ^{16}O na ^{58}Ni . Przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne dany jest w jednostkach przekroju czynnego Rutherforda na rozpraszanie dwóch ładunków punktowych. W rozpraszaniu nieelastycznym występuje pierwszy stan wzbudzony jądra ^{58}Ni , który to stan można w przybliżeniu opisać jako kwadrupolową oscylację powierzchni; przekrój czynny na takie wzbudzenie dany jest w jednostkach przekroju czynnego na wzbudzenie przez pole elektryczne jądra tlenu, zakładając, że jądro-pocisk nie przenika w jądro targetu. Dane doświadczalne zostały wzięte z pracy: F. Videbaek, I. Chernov, P. R. Christensen, E. E. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1072 (1972). Przekrój czynny przedstawiony na rysunku odpowiada ustalonemu kątowi rozpraszania równemu 60° w układzie laboratoryjnym i pokazany jest jako funkcja energii padającego jonu. Z powodu małej długości fali ciężkich pocisków, proces ten można opisać przyjmując, że jądra-pociski poruszają się wzdłuż klasycznych trajektorii i że energie początkowe oraz kąt rozpraszania dają dokładnie określoną odległość najmniejszego zbliżenia. Dla energii poniżej 45 MeV, odległość ta przewyższa zasięg, na którym oddziaływania jądrowe są efektywne i przekrój czynny pokazany na rysunku w zastosowanej skali jest bliski jedności. Obszar energii od około 45 MeV do 50 MeV odpowiada zderzeniom, w których oddziaływania jądrowe **zaczynają** odgrywać znaczną rolę. Istnieje jeszcze pewna niejasność w analizie obserwowanych oscylacji, prawdopodobnie istnieje interferencja pomiędzy jądrowymi siłami przyciągającymi a odpychającym oddziaływaniem elektrostatycznym występującym w styczonym oddziaływaniu. Interferencja ta prowadzi do zmniejszenia kąta odchylenia (co przejawia się w zwiększeniu przekroju czynnego rozpraszania na jednostkę kąta bryłowego) i zmniejszenia prawdopodobieństwa wzbudzenia. Dla jeszcze mniejszych parametrów zderzenia silne oddziaływania jądrowe prowadzą do gwałtowniejszych reakcji, a prawdopodobieństwo, że jądro tlenu wyjdzie nienaruszone, zmniejsza się gwałtownie wraz ze wzrastającą energią (dla ustalonego kąta rozpraszania)

Wzbudzenia elementarne; ujednoczony opis dynamiki jądrowej

Dzięki dużemu doświadczeniu, jakie zostało zdobyte w eksperymentalnym badaniu widm jądrowych, możliwa stała się głębsza analiza koncepcji elementarnych wzbudzeń. Przykłady elementarnych wzbudzeń odpowiadających konfiguracji powłok zamkniętych jądra ^{208}Pb przedstawione zostały na rys. 7

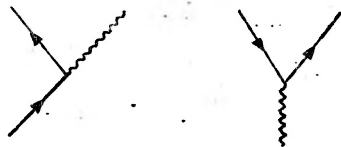


Rys. 7. Wzbudzenia elementarne w odniesieniu do stanu podstawowego jądra ^{208}Pb . Widma jąder w pobliżu ^{208}Pb mogą być opisane przy pomocy wzbudzeń elementarnych w odniesieniu do stanu podstawowego ^{208}Pb , odpowiadającego zamkniętym powłokom neutronowym i protonowym i dla wzbudzeń grających rolę „stanu próżniowego”. W górnej części rysunku pokazano wzbudzenia fermionowe odpowiadające dodaniu lub usunięciu pojedynczego protonu ($\Delta Z = +1$ lub $\Delta Z = -1$) i wzbudzenia bozonowe odpowiadające skorelowanym parom protonów ($\Delta Z = \pm 2$), jak również wzbudzenia kolektywne samego jądra ^{208}Pb . Ostatni typ kwantów może być wyrażony przy pomocy koherentnych wzbudzeń cząstka-dziura dających w przybliżeniu gęstość oscylacji, odpowiadającą gęstości drgań powierzchniowych. Skala energii przyjęta na rysunku zawiera wyraz liniowy w ΔZ , tak dobrany, że najniższe wzbudzenia pojedynczej cząstki lub pojedynczej dziury ($h_{9/2}$, $s_{1/2}^{-1}$) mają tę samą wartość. Dodatkowo wzbudzenia elementarne, nie pokazane na rysunku, odpowiadają zmianom liczby neutronów ($\Delta N = \pm 1$, ± 2). Na dolnej części rysunku przedstawiono niskoenergetyczne widmo ^{209}Bi . Oprócz wzbudzeń jednocząstkowych pokazanych po lewej stronie, widmo zawiera poziomy odpowiadające sprzężeniu pojedynczej cząstki ze wzbudzeniem kolektywnym. Konfiguracja $(h_{9/2}, 3^-)$ daje multiplet stanów o całkowitym momencie pędu $3/2$, $5/2$, ..., $15/2$, który to multiplet został zidentyfikowany w obszarze energii kilkuset keV. Konfiguracja odpowiadająca dziurze i kwantowi skorelowanej pary $I^\pi = 0^+$ dają tylko po jednym poziomie. Przy energii wzbudzenia około 3 MeV, jak to pokazane jest po prawej stronie rysunku, występuje gęste widmo stanów dwucząstkowych, jednodziurowych

(w górnej części). Stany pojedynczej cząstki lub pojedynczej dziury ujawniają się szczególnie w procesach, w których jeden nukleon zostaje dodany lub odrzucony ze stanu podstawowego ^{208}Pb . Rys. 7 przedstawia zaobserwowane po-

ziomy pojedynczego protonu dla $^{209}_{83}\text{Bi}$ ($\Delta Z = +1$) oraz poziomy pojedynczej dziury w powłoce protonowej dla $^{207}_{81}\text{Tl}$ ($\Delta Z = -1$). Poziomy są oznaczone zgodnie z konwencją stosowaną w spektroskopii atomowej. Stany kolektywne odpowiadające oscylacjom kształtu w ^{208}Pb charakteryzują się dużym prawdopodobieństwem wzbudzeń w procesach elektromagnetycznych i w nieelastycznym rozpraszaniu. Podczas gdy oscylacje kształtu mogą być rozłożone na wzbudzenia cząstka — dziura, inny typ wzbudzeń kolektywnych odpowiada dodaniu lub odrzuceniu skorelowanej pary cząstek. Rysunek pokazuje zidentyfikowane kwanty tego typu odpowiadające parom protonów. (Patrz na przykład stany 0^+ w $^{206}_{80}\text{Hg}$ ($\Delta Z = -2$) i w $^{210}_{84}\text{Po}$ ($\Delta Z = +2$)).

Elementarne wzbudzenia stanowią podstawową bazę, którą można się posługiwać przy analizie pełnego widma stanów wzbudzonych. Dla przykładu w dolnej części rys. 7 przedstawione widmo ^{209}Bi zawiera stany jednocząstkowe, jak również stany odpowiadające kombinacji pojedynczej cząstki lub pojedynczej dziury ze wzbudzeniami bozonowymi jądra ^{208}Pb .



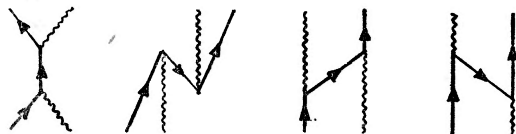
Rys. 8. Sprzężenie cząstka-wibracja. Diagramy Feynmana przedstawiają podstawowe sprzężenie pomiędzy cząstką i ruchem kolektywnym, wynikające ze średniego potencjału jednocząstkowego wytworzonego przez kolektywny ruch wibracyjny. Pierwszy diagram przedstawia rozproszenie cząstki z emisją kwantu wibracyjnego (fononu), drugi diagram przedstawia przejście fononu w parę cząstka-dziura

Opis przy pomocy niezależnych wzbudzeń elementarnych stanowi przybliżenie, które jest ograniczone przez współzależność różnych kwantów. W jądrze analiza tych współzależności może być oparta na średnich polach potencjalnych wytworzonych przez ruch kolektywny; takie dynamiczne pola są uogólnieniem znanego statycznego potencjału samouzgodnionego. Dynamiczne pola dostarczają sprzężenia pomiędzy ruchem indywidualnych cząstek i kolektywnymi ruchami (patrz rys. 8), które to sprzężenie odgrywa podobną rolę w jądrze, jak sprzężenia cząstka-fonon lub cząstka-plazmon w skondensowanych ośrodkach.

Systematyczne badanie sprzężenia cząstka-wibracja prowadzi do jądrowej teorii pola, którą obecnie stosuje się przy interpretacji szybko gromadzących się faktów dotyczących wielu efektów sprzężeń pomiędzy elementarnymi ruchami włączając anharmoniczność w ruchu kolektywnym i efekty polaryzacyjne prowadzące do renormalizacji ładunku i momentów magnetycznych cząstek.

Okazuje się, że przy pomocy takiej teorii pola można w sposób konsystentny rozpatrywać problem nadmiaru stopni swobody, co zdawało się paradoksalnym faktem w badaniu dynamiki jądrowej. Występowanie takiego nadmiaru stopni

swobody jest nieuniknione przy opisie układu takiego jak jądro, gdzie ruchy kolektywne stanowią manifestację tych samych podstopni swobody, co wzbudzenia jednocząstkowe. Jako ilustrację tego punktu widzenia rys. 9 pokazuje diagramy Feynmana pierwszego rzędu dla oddziaływania pomiędzy pojedynczą cząstką a kolektywnymi oscylacjami kształtu, jak to ma miejsce np. w multiplemie ($h_{9/2}, 3^-$) dla ^{209}Bi (patrz rys. 7). Fakt, że konfiguracja cząstkowa również pojawia się jako składowa w rozwinięciu „cząstka-dziura” wzbudzeń wibracyjnych, znajduje odzwierciedlenie w oddziaływaniu wymiennym reprezentowanym przez ostatni diagram.



Rys. 9. Energia oddziaływania cząstki i fononu. Podstawowe sprzężenie cząstka-wibracja (patrz rys. 8), działające w drugim rzędzie, daje energię oddziaływania cząstki i kwantu wibracyjnego, jak to jest pokazane na rysunku przy pomocy czterech diagramów Feynmana. Ta energia oddziaływania przyczyniła się na przykład do rozszczepienia multipletu ($h_{9/2}, 3^-$) w widmie ^{209}Bi (patrz rys. 7). Efekty reprezentowane przez diagramy na rys. 9 obejmują renormalizację fononu w obecności cząstki, jak również konsekwencje identyczności cząstek i bozonowych stopni swobody

Można zauważyć, że cztery diagramy przedstawione na rys. 9 są całkowicie równoważne diagramom opisującym rozpraszanie Comptona. W istocie, rzucającą się w oczy cechą widma wielocząstkowego układu jądrowego jest to, że kwanty wibracyjne, chociaż są całkowicie złożone ze wzbudzeń cząstkowych, objawiają się dokładnie tak samo w postaci wzbudzeń elementarnych jak w elektrodynamice fotony.

Drobnociarnista struktura materii jądrowej; mezonowe stopnie swobody

Od początku istnienia fizyki jądrowej istniał problem interpretacji gęstości w stanie równowagi i energii wiązania materii jądrowej przy pomocy sił działających między nukleonami. Okazało się, że problem ten wymaga dużo głębszej analizy niż to przedtem przypuszczano, nie tylko z powodu złożoności silnych oddziaływań, lecz również z powodu wielu subtelnych efektów korelacyjnych, które mogą być wynikiem kolektywnych własności wielociałowych układów.

Szeroki rozwój tej dziedziny jest częściowo wynikiem odkrycia ogromnej różnorodności wzbudzeń kolektywnych wytwarzanych przez średnie pola o różnych symetriach oraz częściowo jest spowodowany rozwojem bazy doświadczalnej pozwalającej wnikać w drobnociarnistą strukturę materii jądrowej. W tym celu pęd przekazywany musi być porównywalny lub większy od pędu Fermiego, co można osiągnąć w rozpraszaniach cząstek o wysokich energiach.

Wysokoenergetyczne cząstki, które stały się dostępne dla badania jądra, mogą również wzbudzać wewnętrzne stopnie swobody nukleonów; tak więc otwiera się tu nowa dziedzina fizyki silnych oddziaływań. Badania na tym froncie rzuca światło na dynamikę jądrową z nowego punktu widzenia i mogą przyczynić się do ujawnienia nowych aspektów elementarnych kwantów, występujących jako składowe w układzie silnie oddziałujących cząstek.

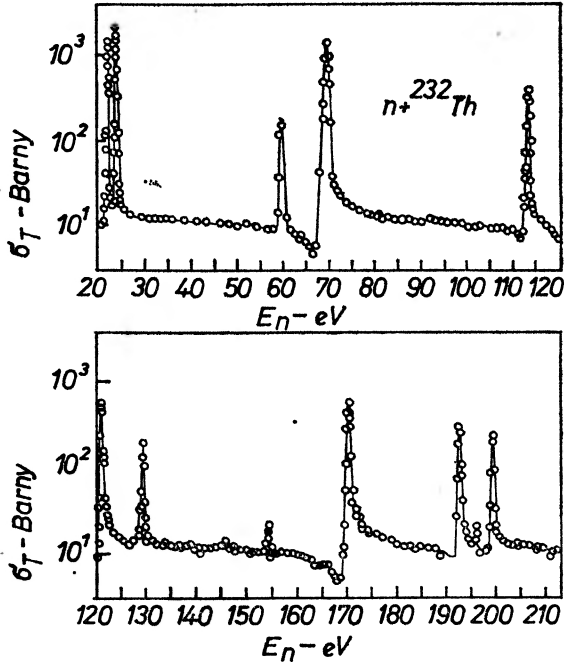
Zagadnienie elementarności pojawia się w innym świetle, gdy jądra rozważane są w szerszym kontekście widm hadronowych. Ciekawą własnością silnych oddziaływań jest to, że prowadzą one do układów związanych licznych barionów, lecz energie wiązania tych układów są tak małe, że korzystnie jest rozważać je jako zbiory złożone z określonej liczby neutronów i protonów. W analogicznym problemie elektrodynamiki kwantowej istnienie atomów i skondensowanej materii, dających się opisać jako nierelatywistyczne układy wielu ciał, jest odbiciem małej wartości stałej subtelnej struktury. Można tu zadać pytanie: gdzie znajduje się mała liczba w strukturze, która podlega silnym oddziaływaniom?

Jądro złożone; statystyka stanów kwantowych

Większość z dostępnych sposobów badania widm jądrowych pozwala rozróżnić pojedyncze poziomy w obszarze niskich energii, gdzie wchodzi w grę stosunkowo mało kwantów wzbudzenia. Jednakże, cały rozwój fizyki jądrowej może w decydujący sposób być uzależniony od istnienia małego okienka w obszarze energii wiązania neutronu, wewnątrz którego reakcje z powolnymi neutronami dostarczają możliwości analizy o znacznie większej zdolności rozdzielczej. Już najwcześniejsze doświadczenia z powolnymi neutronami wykazały, całkiem niespodziewanie, istnienie gęstego widma rezonansowego. Odkrycie to doprowadziło do poznania silnego sprzężenia między ruchem padającego neutronu i wieloma stopniami swobody jądra-tarczy. Oddziaływanie to prowadzi do utworzenia się złożonego układu o czasie życia bardzo długim w porównaniu z okresami jednocząstkowymi.

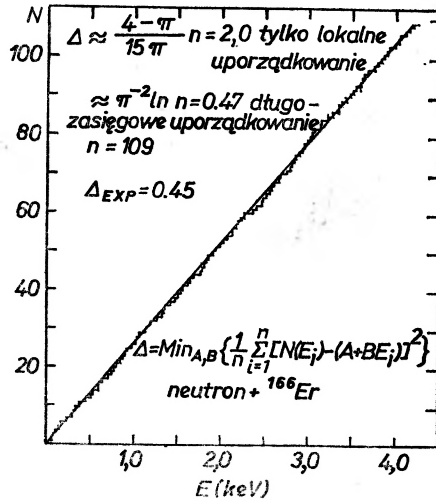
Wyniki, jakie osiągnięto przy badaniu neutronowych widm rezonansowych, zostały przedstawione na rys. 10, gdzie pokazano całkowity przekrój czynny dla neutronów padających na ^{232}Th w obszarze energii do 200 eV. Informacje dostarczone przez dane tego typu doprowadziły do nowych koncepcji równowagi statystycznej i do powstania pojęcia przypadkowości na poziomie indywidualnych stanów kwantowych układu wielu ciał. Model, który był zazwyczaj stosowany, określa przypadkowość w sprzężeniach różnych stopni swobody przy pomocy zbioru elementów macierzowych niezmienniczego względem transformacji wybranej bazy. Takie sformułowanie prowadzi do przewidywań dotyczących rozkładu stanów własnych i szerokości poziomów ze względu na rozpad. Przy pomocy pomiarów sprawdzano słuszność tych przewidywań. Tak więc, odpychanie pomiędzy sąsiednimi poziomami o tym samym spinie i pa-

rzystości daje małe prawdopodobieństwo znalezienia gęsto położonych poziomów. To krótkozasięgowe (*short-range order*) uporządkowanie zostało potwierdzone doświadczalnie w ciągu następnego dziesięciolecia. Teoria przewiduje również dość subtelnej natury uporządkowanie długiego zasięgu (*long-range order*), które dopiero niedawno zostało potwierdzone przez doświadczenia takie, jak zilustrowane na rys. 10. Wyniki badania uporządkowania długiego zasięgu są pokazane na rys. 11, który przedstawia stopień odchyień obserwowanej kolejności poziomów w porównaniu z jednorodnym rozkładem. Podczas gdy roz-



Rys. 10. Rezonanse w rozpraszaniu powolnego neutronu. Rysunek przedstawia całkowity przekrój czynny dla neutronów padających na ^{232}Th ; rezonanse odpowiadają metastabilnym stanom jądra złożonego ^{232}Th , wszystkie te stany mają całkowity moment pędu $I = 1/2$ i dodatnią parzystość. Dane doświadczalne pochodzą z kompilacji: Neutron Cross Sections, Sigma Center, Brookhaven National Laboratory, BNL 325, Suppl. 2, Brookhaven, New York 1964. Patrz również (nowsze dane): F. Rahn, H. S. Camarda, G. Hacken, W. W. Havens, Jr., H. I. Liou, J. Rainwater, M. Slagowitz, S. Wynchank, *Phys. Rev.* **6C**, 1854 (1972)

kład poziomów z uwzględnieniem tylko uporządkowania krótkiego zasięgu daje średnią kwadratową odchyień wzrastającą liniowo wraz z liczbą poziomów, włączenie długozasięgowych oddziaływań między poziomami, reprezentowanych przez przypadkowe sprzężenia, daje dużo wyższego stopnia uporządkowanie, dla którego średnia kwadratowa odchyień zależy tylko logarytmicznie od liczby poziomów. Obecne wysiłki zmierzają w kierunku zidentyfikowania ograniczeń w koncepcji przypadkowości sformułowanej wyżej; ograniczenia te wynikają z dokładniejszej analizy stopni swobody zawartych w widmie jądrowym.



Rys. 11. Długozasięgowe uporządkowanie w widmie energetycznym jądra złożonego. Rysunek przedstawia liczbę poziomów N o spinie i parzystości $1\pi = 1/2^+$, które to poziomy zostały zaobserwowane dla energii neutronów aż do danej wartości E (H. L. Liou, H. S. Camarda, S. Wynchank, M. Slagowitz, G. Hacken, F. Rahn, J. Rainwater, *Phys. Rev.* **5C**, 974 (1972)). Średnie kwadratowe odchylenia Δ od jednorodnego rozkładu poziomów (odpowiadającego na rysunku prostej linii) porównano z przewidywaniami opartymi na modelu (uporządkowanie lokalne), w którym rozpatruje się tylko efekt odpychania między sąsiednimi poziomami i na modelu (uporządkowanie długiego zasięgu), w który włączony jest efekt odpychania bardziej odległych od siebie poziomów poprzez macierz przypadkowości, która jest hermitowska i niezmiennicza ze względu na odwrócenie czasu

Funkcja mocy; oddziaływanie bezpośrednie

Wytworzenie się równowagi statystycznej prowadzącej do kwantowej przypadkowości subtelnej struktury rezonansowej wymaga czasu, który jest dostatecznie długi na to, aby oddziaływania pomiędzy elementarnymi wzbudzeniami mogły być efektywne. Ta skala czasowa ujawnia się poprzez szerokość funkcji mocy (albo grubą strukturę rezonansową), która wskazuje na to, że czas życia elementarnych wzbudzeń $\tau_{\text{oddz.}}$ odpowiada zazwyczaj energiom rzędu 1 MeV. Taki czas życia, chociaż o wiele rzędów mniejszy niż okres życia jądra złożonego $\tau_{\text{j. złoż.}}$ jest porównywalny z czasem $\tau_{\text{p. cz.}}$ potrzebnym na przejście nukleonu poprzez jądro

$$\tau_{\text{p. cz.}} \ll \tau_{\text{oddz.}} \ll \tau_{\text{j. złoż.}}$$

$$(\Delta E \sim 10 \text{ MeV}) \quad (\Delta E \sim 1 \text{ MeV}) \quad (\Delta E \sim 10 \text{ eV})$$

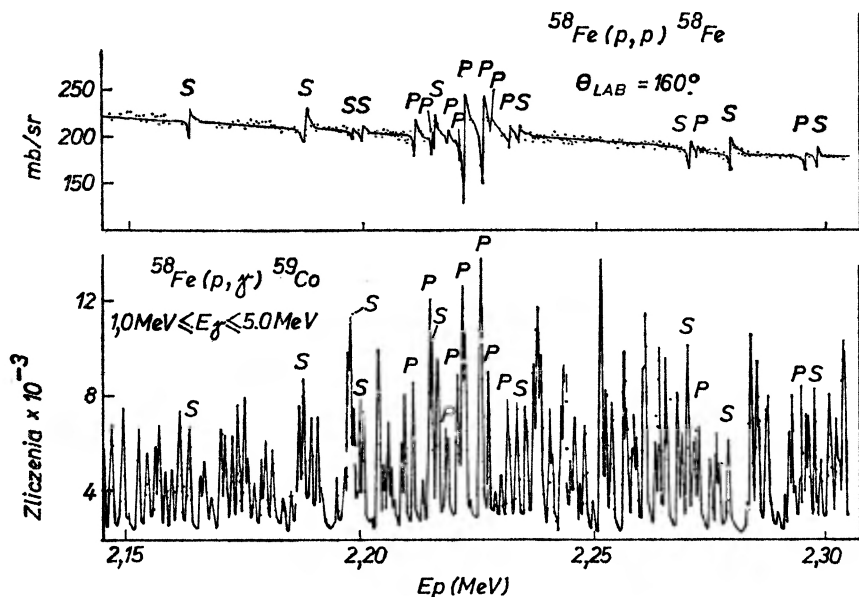
W reakcjach jądrowych przeto występują również efekty obejmujące tylko jeden lub kilka stopni swobody (oddziaływania „bezpośrednie”). Możliwość ba-

dania procesów zachodzących w obszarze czasowym lub energetycznym obejmującym 6 rzędów wielkości (poczynając od czasów jednocząstkowych do okresów charakterystycznych dla jądra złożonego) stwarza szanse na szczegółowe badanie różnych poziomów złożoności i stopnia, w jakim koncepcje oddziaływań bezpośrednich i jądra złożonego stanowią dwa ekstrema.

Izobaryczne rezonanse analogowe

Funkcje mocy o szczególnie długim czasie życia mogą wynikać z symetrii albo z innych własności dynamicznych, które prowadzą do prawie dobrych liczb kwantowych. Rys. 12 przedstawia przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne protonów na ${}^{58}_{26}\text{Fe}_{32}$. Znaczna zdolność rozdzielcza uzyskiwana w takich doświadczeniach pozwala na badanie gęstego widma wynikającego z interferencji rozpraszania rezonansowego z rozpraszaniem kulombowskim. Obserwuje się nałożoną na pojedyncze poziomy jądra złożonego grubą strukturę, która może być przypisana niezależności ładunkowej silnych oddziaływań, wyrażającej się w zachowaniu całkowitego izospinu. Poziomy jądra złożonego mają izospin $T = 5/2$, taki sam jak izospin stanu podstawowego jądra ${}^{59}_{27}\text{Ca}$ utworzonego przez dodanie protonu do ${}^{58}_{26}\text{Fe}$; lecz w badanym zakresie energii występuje dodatkowo pojedynczy stan o $T = 7/2$, który ma tę samą (stosunkowo prostą) strukturę wewnętrzną co stan podstawowy ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ (izobaryczny stan analogowy). Jeżeli w jądrze nie byłoby żadnych oddziaływań rozróżniających neutrony i protony, izospin byłby całkowicie zachowany i stan o $T = 7/2$ ujawniałby się w widmie ${}^{59}_{27}\text{Co}$ jako pojedynczy wyraźny poziom. Jednakże siły kulombowskie, które działają między protonami, powodują rozmycie własności stanów o $T = 7/2$ między sąsiednie stany o $T = 5/2$ jądra złożonego. Dolna część rys. 12 przedstawia przekrój czynny na wychwyty radiacyjny protonów na ${}^{58}\text{Fe}$. Proces ten jest nawet bardziej czuły dla badania stanów jądra złożonego w kilku kanałach momentu pędu i parzystości niż rozpraszanie protonów, lecz niezbyt reaguje na izobaryczne stany analogowe.

Rozkład mocy izobarycznych stanów analogowych otrzymany przy rozpraszaniu protonów ma szerokość tylko około 20 keV, co dowodzi małości oddziaływań elektromagnetycznych w porównaniu z silnymi oddziaływaniami. Analiza funkcji mocy obejmuje problem łamania symetrii spowodowanego dobrze określonym członem w hamiltonianie; zagadnienie to nie jest jednak trywialne, ponieważ mamy tu do czynienia z zaburzeniem aktualnych stanów fizycznych układu wielociałowego, a dzięki długiemu zasięgowi sił elektromagnetycznych całkowity potencjał kulombowski w ciężkich jądrach nie jest mały w porównaniu z potencjałem jądrowym. Dopiero po odkryciu ostrych izobarycznych poziomów analogowych okazało się, że efekt łamania symetrii jest słaby. To nieoczekiwane odkrycie dostarczyło spektroskopistom jądrowym nowego potężnego narzędzia badań.



Rys. 12. Gruba struktura w rezonansowym rozpraszaniu protonów związana z występowaniem izobarycznych stanów analogowych. Górna część rysunku przedstawia elastyczny przekrój czynny na rozpraszanie protonów na jądrze ^{58}Fe w funkcji energii padającego protonu. Tło reprezentuje nierezonansowe rozpraszanie, wynikające głównie z oddziaływania kulombowskiego między jądrem-pociskiem, a jądrem-targetem. Rezonanse odpowiadają metastabilnym stanom jądra złożonego ^{59}Co . Dla rozważanych energii protonów wyraźnie odcinają się od tła rezonanse związane z rozpraszaniem fali s ($l = 0, I^\pi = 1/2^+$). Rozpraszanie fali p , zgodnie ze względnymi wagami statycznymi, powinno dać trzy razy więcej rezonansów niż rozpraszanie fali s , lecz rezonanse fali p są osłabione z powodu zmniejszonej zdolności przenikania poprzez barierę kulombowską, co spowodowane jest efektem odśrodkowym. Dlatego też, w przedstawionym doświadczeniu nie wykryto większości rezonansów fali p . Znalaziono jednak wysokie rezonanse fali p w wąskim przedziale energii około $E_p = 2,22$ MeV; ten efekt grubej struktury może być związany z przybliżonym zachowaniem izospinowej liczby kwantowej. Jądro targetu $^{58}\text{Fe}_{32}$ ma całkowity izospin $T = 3$ (najmniejsza wartość równa składowej izospinu $M_T = 1/2$ ($N-Z$) = 3). Podobnie wszystkie nisko leżące poziomy jądra złożonego $^{59}\text{Co}_{32}$ mają $T = 5/2$. Pierwszy stan z $T = 7/2$ należy do tego samego multipletu izospinowego, co stan podstawowy jądra $^{59}\text{Fe}_{33}$ z $I^\pi = 3/2^-$; energia odpowiedniego stanu w ^{59}Co (izobaryczny stan analogowy) może być otrzymana przez dodanie energii kulombowskiej (≈ 8 MeV) związanej z przejściem neutronu w proton wewnątrz jądra. Energia ta odpowiada dokładnie energii padającego protonu (rys. 12), dla której obserwowane są rezonanse fali p . Gdyby kwantowa liczba izospinowa była dokładnie zachowana, izobaryczny stan analogowy dawałby silny pojedynczy rezonans o $I^\pi = 3/2^-$, co wynika z prostej wewnętrznej struktury tego stanu; rzeczywiście, znany jest fakt, że stan podstawowy jądra ^{58}Fe może być jakościowo opisany jako stan utworzony przez dodanie cząstki z powłoki $p_{3/2}$ do rdzenia ^{58}Fe . Szerokość protonowa izobarycznego stanu analogowego ma przeto wartość odpowiadającą rezonansowi fali p dla pojedynczej cząstki w potencjale. Przeciwnie, stany o $T = 5/2$ są stanami jądra złożonego o wielu silnie sprzężonych ze sobą stopniach swobody, co znajduje wyraz w dużej gęstości poziomów i małej szerokości ze względu na rozpad z emisją cząstki. Naruszenie symetrii izospinowej przez oddziaływania elektromagnetyczne (szczególnie przez siły elektrostatyczne) powoduje, że własności izobarycznego stanu analogowego o $T = 7/2$ są rozmyte wśród bliskich stanów jądra złożonego

Kolektywne stopnie swobody w jądrowym polu par (reakcje przekazu dwóch cząstek)

Kolektywne stopnie swobody związane z wibracjami kształtu i gęstości są znane z układów klasycznych. Bardziej specyficzne, kwantowe stopnie swobody związane ze spinem, izospinem i liczbą nukleonów wnoszą do dynamiki jądrowej nowe wymiary. Badania ogromnej różnorodności ruchów kolektywnych, które mogą się mieścić w tych wymiarach, zostały dopiero zapoczątkowane, lecz wydaje się, że posiadają znaczne perspektywy.

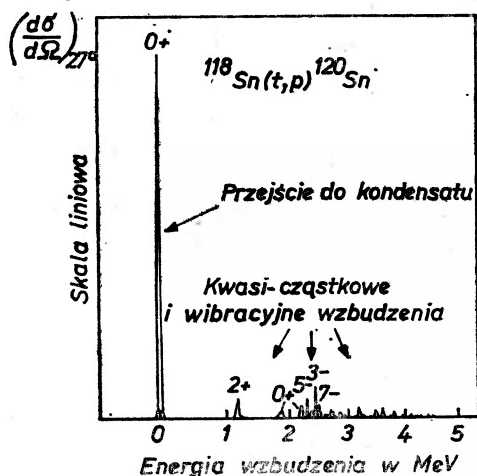
Ruch kolektywny, którego kwanty związane są z liczbą nukleonów, odpowiada jądrowemu efektowi kojarzenia w pary. Już we wczesnym stadium fizyki jądrowej okazało się, że efekt ten stanowi systematyczną cechę własności jądrowych. Rażąco różnice energii wiązania jąder o parzystych i nieparzystych liczbach nukleonów znajdują drastyczny wyraz w różnej zdolności na rozszczepienie parzystych i nieparzystych izotopów uranu. Jednakże nie od razu rozpoznano kolektywny aspekt efektu korelacji par i jego daleko idących konsekwencji dla wielu własności jądrowych.

Reakcje przekazu dwóch nukleonów dostarczyły potężnego narzędzia do badania jądrowych korelacji par nukleonowych. Rys. 13 przedstawia przykład reakcji (t, p) na ^{118}Sn , w której do jądra-tarczy dodana jest para neutronów. W widmie dominuje przejście do stanu podstawowego ^{120}Sn ; dla tego przejścia zmierzony przekrój czynny jest o jeden do dwóch rzędów większy niż przekrój czynny, który odpowiadałby przekazowi dwóch neutronów — każdego na określoną orbitę w jądrze. Taki efekt wzmocnienia jest odzwierciedleniem faktu, że w izotopach Sn wiele neutronów w częściowo zapełnionych powłokach tworzy kondensat zawierający skorelowane pary neutronów, podobnie do kondensatu par elektronowych w nadprzewodniku. Rzeczywiście, proces przekazu można porównać z przejściem par elektronowych pomiędzy nadprzewodnikami w złączy Josephsona.

W jądrze o zamkniętych powłokach (tak jak w izolatorze) nie ma żadnej możliwości korelacji w pary, a także żadnej kondensacji. Jednakże dodanie cząstek lub dziur może spowodować powstanie skorelowanych par, które dadzą elementarne wzbudzenie, tak jak to przedstawiono wyżej. Kolejne dodawanie albo usuwanie par prowadzi do widma przypominającego widmo wibracyjne,

(o $T = 5/2$), z których każdy wymaga wzmocnionej mocy rezonansu fali p . Dolna część rys. 12 przedstawia wydajność procesu wychwytu protonu wraz z emisją promieniowania gamma. Dzięki temu, że nie ma silnego nieresonansowego tła, proces ten jest nawet bardziej czułym detektorem rezonansów jądra złożonego niż rozpraszanie elastyczne. Wskaźniki s i p oznaczają rezonansowe $l = 0$ i $l = 1$, które zostały również ujawnione w procesie rozpraszania (górna część rysunku); jak można się spodziewać, proces wychwytu nie jest czuły na strukturę izobarycznych stanów analogowych. Całkowita gęstość obserwowanych w procesie (p, γ) poziomów odpowiada w przybliżeniu oszacowanej na podstawie obserwowanego rozkładu rezonansów fali s w procesie (p, p) , gęstości rezonansów fali s i fali p . Dane doświadczalne przedstawione na rys. 12 pochodzą z pracy W. C. Peters, G. F. Mitchell i E. G. Bilpuch (w druku). (Wyrażamy wdzięczność dr. Bilpuch za udostępnienie tych wyników przed ich opublikowaniem.)

jak to pokazuje rys. 14, gdzie przedstawione są wibracje pary neutronowej o momencie pędu równym zero dodanej lub odrzuconej z jądra ^{208}Pb o zamkniętych powłokach. W widmie odpowiadającym dodaniu lub odrzuceniu pary cząstek z konfiguracji zamkniętych powłok istnieją dwa rodzaje kwantów, które odpowiadają dwóm liczbom kwantowym wypisanym na rys. 14 przy każdym poziomie. Strzałki na rys. 14 wskazują na doświadczalnie zaobserwowane silne

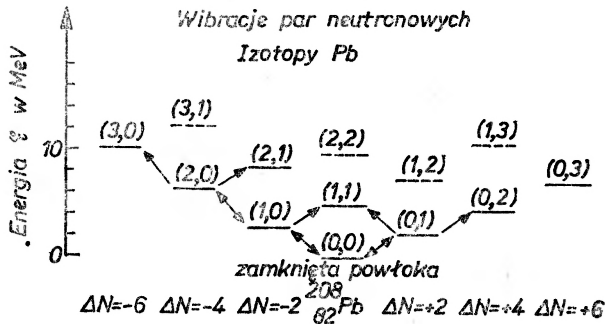


Rys. 13. Proces przekazu dwóch cząstek w jądrach Sn. Rysunek przedstawia przekrój czynny na przekaz dwóch neutronów padającego trytu ($t = {}^3\text{H}$) do targetu ^{118}Sn (J. H. Bjerregaard, O. Hansen, O. Nathan, L. Vistisen, R. Chapman, S. Hinds, *Nucl. Phys.* A110, 1 (1968)). Przekaz występuje jako „bezpośrednie” oddziaływanie o rozkładzie kątowym charakterystycznym dla przekazanego momentu pędu. Przekroje czynne przedstawione na rysunku odnoszą się do protonów emitowanych pod kątem 27° w odniesieniu do kierunku padającej wiązki; kąt ten odpowiada maksimum w rozkładzie kątowym dla przekazanego momentu pędu równego zeru. Przeście do stanu podstawowego odpowiada przekazowi pary skorelowanych neutronów o momencie pędu i parzystości 0^+ . Proces ten ulega dalszemu silnemu wzmocnieniu z powodu obecności w jądrze targetu dużej liczby skorelowanych par utworzonych z neutronów w częściowo zapelnionych powłokach (konfiguracje zamkniętej powłoki odpowiadają liczbom neutronów równym 50 i 82). Wzmocnienie to stanowi efekt kwantowy związany z identycznością kwantów (czynniki bozonowy; patrz podpis pod rys. 14). Występowanie wielu bozonów w określonym stanie kwantowym wiąże się z występowaniem kondensatu, a korelacje par w jądrze mają podstawowe własności wspólne z własnościami kondensatu par elektronowych w nadprzewodnikach i cząstek ${}^4\text{He}$ w nadciekłym helu. Z powodu skończonego rozmiaru jądra, które jest małe w porównaniu z zasięgiem korelacji par, w jądrach nie mogą występować super-prądy (lecz mogą one występować w nadciekłej materii w gwiazdach neutronowych)

przejścia w procesach przekazu dwóch neutronów z utworzeniem stanów podstawowych parzystych izotopów Pb ($(n, 0)$ i $(0, n)$) jak również pewnych stanów wzbudzonych typu $(n+1, 1)$ występujących przy energiach wzbudzenia 5—6 MeV.

Widmo wibracyjne, przedstawione na rys. 14, należy do rodziny stanów kolektywnych występujących w różnych jądrach. Ruch wibracyjny jest związany

z oscylacjami pola, pola par, które kreuja dwa nukleony. Oscylacje te nie występują w zwykłej przestrzeni, lecz odpowiadają innym wymiarom, włączając tak zwaną przestrzeń cechowania. Operator liczby nukleonów, który w przestrzeni cechowania występuje jako moment pędu, odgrywa zazwyczaj bierną

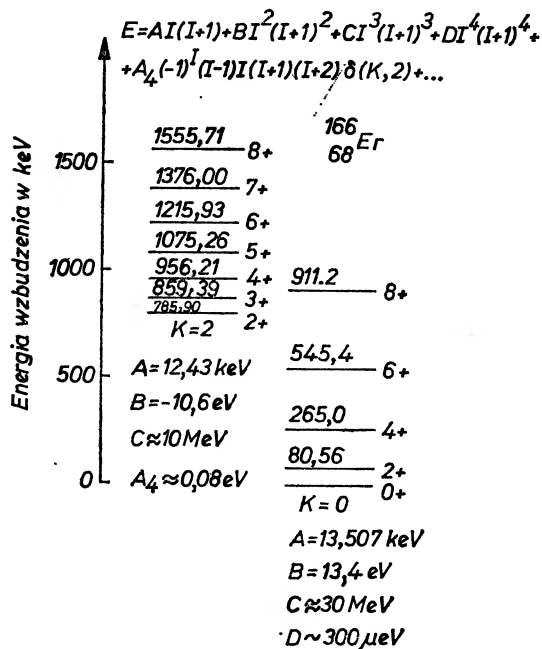


Rys. 14. Wibracje par neutronowych w odniesieniu do stanu podstawowego ^{208}Pb . Rysunek przedstawia widmo wzbudzeń zawierających kwanty odpowiadające dodaniu lub odrzuceniu skorelowanej pary neutronów o momencie pędu i parzystości 0^+ (porównaj rys. 7). Poziomy w wibracyjnym widmie par są oznaczone przez liczbę kwantów par odrzuconych i par dodanych. Poziomy $(n, 0)$ i $(0, n)$ odpowiadają stanom podstawowym parzystych izotopów Pb. Skala energetyczna zawiera wyraz liniowy w ΔN , który został dobrany w podobny sposób jak dla wzbudzeń z różnymi ΔZ na rys. 7. Obserwowane poziomy zostały przedstawione jako linie ciągłe. W przybliżeniu harmonicznym (przy zaniechaniu oddziaływania między kwantami) energia byłaby liniową funkcją liczby kwantów, lecz na obserwowane położenia poziomów wpływają efekty oddziaływania, które mogą być w przybliżeniu opisane przy pomocy formy kwadratowej liczby kwantów. Przerywane linie oznaczają przewidziane wzbudzenia wibracyjne par o energiach, które zostały policzone uwzględniając oddziaływania oszacowane na podstawie obserwowanych poziomów. Wibracje par charakteryzują się dużymi przekrojami czynnymi w procesach przekazu dwóch neutronów, wzmocnienie to świadczy o korelacji neutronów w indywidualnych kwantach. Kiedy występuje kilka identycznych kwantów, prawdopodobieństwo przejścia dla procesów $n \leftrightarrow n-1$ zawiera dodatkowy czynnik n (czynnik bozonowy). Obserwowane przejścia (t, p) i (p, t) , oznaczone na rysunku przez strzałki, potwierdzają kolektywny charakter wibracyjnych wzbudzeń par

rolę, jako stała ruchu, która związana jest z regułą wyboru wydzielającą zjawiska, w których zachowana jest określona liczba nukleonów. W jądrowym efekcie korelacji par mamy jednak do czynienia ze zjawiskami, które wiążą ze sobą stany o różnej liczbie nukleonów. Występują więc tu operatory (takie jak orientacja pola par w przestrzeni cechowania) dopełniające do operatora liczby nukleonów. W procesach przekazu operatory te są bezpośrednio mierzone, tak więc nowe wymiary ujawniają się w zupełnie realny sposób.

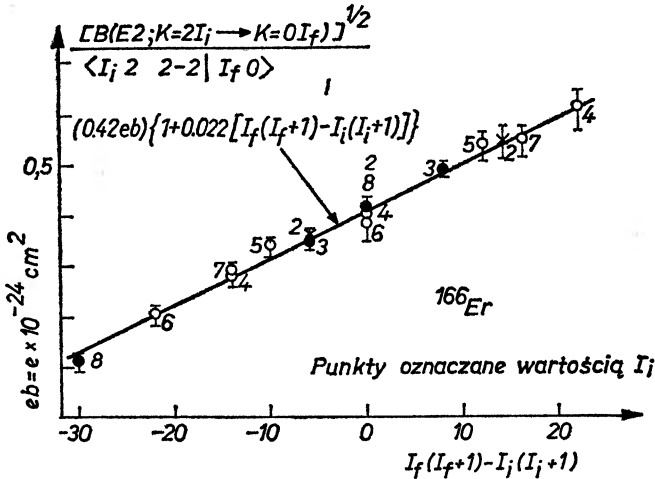
Widma rotacyjne

Występowanie ruchu rotacyjnego jest podstawową własnością układów fizycznych odgrywającą decydującą rolę w rozwoju pojęć dynamicznych, poczynając od mechaniki nieba, a kończąc na widmach cząstek elementarnych.



Rys. 15. Pasma rotacyjne dla ^{166}Er . Rysunek przedstawia obserwowane poziomy energetyczne należące do dwóch najniższych pasm rotacyjnych jądra ^{166}Er , badane przy pomocy nieelastycznych wzbudzeń i procesów radioaktywnego rozpadu (C. W. Reich, J. E. Clime, *Nucl. Phys. A159*, 181 (1970); patrz również C. H. Lederer, J. M. Hollander, I. Perlman, *Tabelle isotopów*, wyd. VI, John Wiley i Sons, Inc., New York 1967). Każdy poziom energetyczny jest oznaczony przez całkowity moment pędu i parzystość I^π , a pasma są oznaczone przez liczbę kwantową K , która reprezentuje składową całkowitego momentu pędu na wewnętrzną oś symetrii. Deformacja kolektywna jądra pojawia się bezpośrednio w silnych przejściach pomiędzy składowymi pasma. Elektryczne kwadrupolowe przejścia tego typu są kilkaset razy silniejsze niż przejścia jednocząstkowe. Ponadto prawdopodobieństwa przejść E2 wewnątrz pasma są zgodne z wyrażeniami otrzymanymi na podstawie prostego modelu geometrycznego (podobnymi do związków znanych dla widm pasmowych osiowo symetrycznych molekuł). Kształt jądra jest w przybliżeniu sferoidalny o symetrii osiowej i niezmienniczy ze względu na odbicia. Taka deformacja reprezentuje tylko częściowo rozwiniętą anizotropię (wewnętrzne łamanie symetrii rotacyjnej), a rotacyjne stopnie swobody są odpowiednio zredukowane. Tak więc z osiowej symetrii wynika brak kolektywnych rotacji względem osi symetrii, a każda rotacyjna rodzina zawiera tylko jedną sekwencję stanów kwantowych o ustalonej wartości K . (Pasma o $K = 2$ jądra ^{166}Er ma charakter bardziej wzbudzeń wibracyjnych niż rotacyjnych). Z niezmienniczości kształtu jądrowego względem rotacji o 180° wokół osi prostopadłej do osi symetrii wynika, że operacja ta jest własnością ruchu wewnętrznego i prowadzi do reguły wyboru $I = 0, 2, 4, \dots$, dla pasma o $K = 0$ jądra ^{166}Er . Energie obserwowanych poziomów mogą być wyrażone przy pomocy szeregow potęgowych względem rotacyjnego momentu pędu. Postać takiego rozłożenia, dana w górnej części rysunku, wynika z symetrii deformacji. Współczynniki rozwinięcia określone przy pomocy doświadczalnych wartości energii podane są dla każdego pasma. Widać, że kolejne współczynniki zmniejszają się o czynnik 10^3 , a więc dla momentów pędu występujących na rysunku zbieżność szeregu jest szybka (stopień zbieżności jest podobny do tego jaki ma miejsce dla molekuły H_2)

Już w okresie powstawania spektroskopii jądrowej postawiono pytanie czy jądra atomowe posiadają widma rotacyjne. Skwantowany ruch rotacyjny był znany z widm molekularnych, zaś atomy stanowiły przykład skwantowanych układów, które nie wykazują kolektywnych ruchów obrotowych. Z początku dy-



Rys. 16. Natężenie przejść elektrycznych kwadrupolowych między pasmami rotacyjnymi. Rysunek przedstawia zmierzone zredukowane prawdopodobieństwa przejść elektrycznych kwadrupolowych $B(E2)$ dla przejść pomiędzy składowymi pasmami $K = 2$ i pasma $K = 0$ dla ^{166}Er pokazanymi na rys. 15 (C. J. Gallagher, Jr., O. B. Nielsen, A. W. Sunyar, *Phys. Lett.* **16**, 298 (1965); C. Gunther, D. R. Parsignault, *Phys. Rev.* **153**, 1297 (1967)). Rozwinięcie podobne do tego, jakie było stosowane dla energii (rys. 15), lecz z uwzględnieniem własności tensorowych operatora $E2$, prowadzi do wyrażenia na $(B(E2))^{1/2}$, które zawiera współczynnik Clebscha-Gordana (czynnik geometryczny) pomnożony przez szereg potęgowy momentów I_i i I_f stanu początkowego i końcowego. Wiodący człon w tym rozwinięciu jest stałą liczbą, a następny wyraz jest liniowy w $I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1)$. Okazuje się, że dane doświadczalne są dobrze odtwarzane przez te dwa wyrazy. Człony zależne od momentu pędu w rozwinięciu dla energii i dla elementów macierzowych można interpretować przy pomocy sprzężenia między pasmami wywołanego przez siły Coriolisa i siły odśrodkowe. Tak więc człon proporcjonalny do $I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1)$ w wyrażeniu na element macierzowy $E2$ wynika ze sprzężenia między pasmami $K = 2$ i $K = 0$; nawet bardzo małe domieszki wywołane tym sprzężeniem mogą znacznie wpływać na przejścia $E2$ między pasmami, ponieważ te domieszane amplitudy zawierają silnie wzmocnione elementy macierzowe $E2$ charakterystyczne dla przejść wewnątrz pasma; z tego też faktu wynika względnie duża wartość wyrazu proporcjonalnego do $I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1)$ na rys. 16. Człony wyższego rzędu nie mają podobnego wzmocnienia i dlatego można przypuszczać, że są dużo mniejsze

skusja tego tematu była jednak krępowana przez mniemanie, że ruch rotacyjny albo jest własnością wszystkich jąder, albo w ogóle jest wykluczony oraz przez przypuszczenie, iż momenty bezwładności mają klasyczną wartość, tj. taką jaką występuje dla sztywnego rotatora.

Wykrycie jądrowej struktury powłokowej przyczyniło się do powstania teorii opartej na ruchu pojedynczej cząstki. Istnienie takiej teorii sugerowało, iż kolektywna rotacja nie występuje. Jednakże nowa sytuacja powstała z chwilą,

gdym stwierdzono, iż struktura powłokowa może prowadzić do kształtów równowagi nie posiadających symetrii sferycznej. Stąd się jasne, że taka kolektywna deformacja, która określa orientację układu jako całości, powinna być związana z rotacyjnymi stopniami swobody. Wynikła jednak potrzeba badania rotacji układów kwantowych, które nie posiadają (tak jak molekuly) sztywnej albo półsztywnej budowy.

Przykład występowania pasm rotacyjnych w widmie jądrowym jest przedstawiony na rys. 15, gdzie pokazane zostały dwa najniższe pasma zaobserwowane w ^{166}Er . Liczby kwantowe momentu pędu i parzystości stanów występujących w pasmach rotacyjnych sugerują, że mamy tu do czynienia z deformacją o symetrii osiowej i z niezmienniczością względem odbić przestrzeni i czasu. Energie można przedstawić jako szeregi potęgowe momentu pędu; szeregi takie są szybkozbieżne dla wartości momentu pędu występujących w przykładzie przedstawionym na rysunku.

Podobne rozwinięcia mogą być dokonane dla elementów macierzowych operatorów tensorowych odpowiadających przejściom elektromagnetycznym, rozpadowi β , przekazowi cząstek itd. Dla przykładu na rys. 16 przedstawiono elektryczne kwadrupolowe (E2) elementy macierzowe między dwoma pasmami ^{166}Er przedstawionymi na rys. 15. Analiza zilustrowana na rys. 15 i 16 opierała się tylko na symetrii deformacji. Widzimy, jak taka analiza dostarcza właściwych ram dla szczegółowej interpretacji jądrowych widm rotacyjnych.

Uogólniony ruch rotacyjny

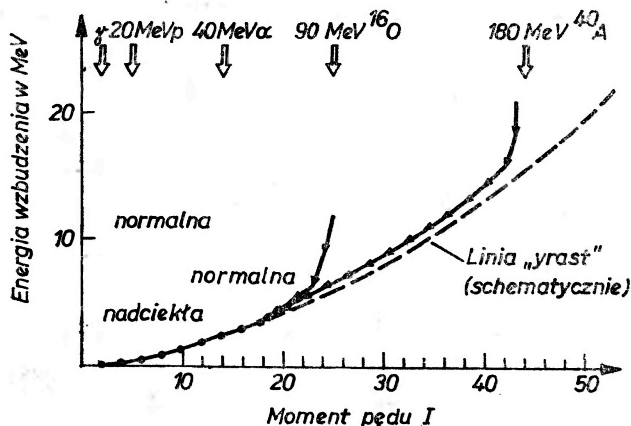
Odkrycie deformacji i jej stopnia łamania symetrii jako centralnego elementu w definicji rotacyjnych stopni swobody otwiera nowe perspektywy dla uogólnionych widm rotacyjnych związanych z deformacjami w wielu wymiarach włączając przestrzeń izospinu, przestrzeń cechowania, jak również przestrzeń momentu orbitalnego. Otrzymane widmo o strukturze pasm rotacyjnych może obejmować rodziny stanów o liczbach kwantowych odpowiadających wewnątrznie łamanym symetriom, przy czym mogą istnieć zależności pomiędzy liczbami kwantowymi odnoszącymi się do różnych przestrzeni.

Trajektorie Reggego, które odgrywają istotną rolę w teorii prądów, zajmującej się badaniem budowy hadronów, mają własności przypominające widma rotacyjne, lecz jak dotąd nic nie wiadomo o naturze deformacji, która mogłaby być związana z orientacją wewnętrznej struktury hadronu.

Ośrodki skondensowane w nadciekłych układach fermionów posiadają statyczną deformację pola par fermionowych, a procesy dodawania lub odrzucania pary ze skondensowanego ośrodka powodują powstanie ruchu rotacyjnego w przestrzeni cechowania. Proces przekazu dwóch neutronów wiążący stany podstawowe parzystych izotopów Sn (rys. 13) jest przykładem wyżej opisanego wzbudzenia rotacyjnego. Natężenie takiego przejścia jest miarą deformacji pola par (nazywanej również parametrem uporządkowania (*order parameter*)).

Przejścia fazowe wywołane przez zaburzenie rotacją; obszar „yrast”

Bardzo szczegółowe badania jądrowego ruchu rotacyjnego w znanej nam z codziennego życia przestrzeni trójwymiarowej dostarczyły całej masy informacji dotyczących zależności budowy jądra od rotacji średniego pola zdeformowanego, w którym poruszają się nukleony. W szczególności, dzięki tym badaniom odkryto główny efekt nadekłości w kolektywnym prądzie rotacyjnym i odpowiednie momenty bezwładności.

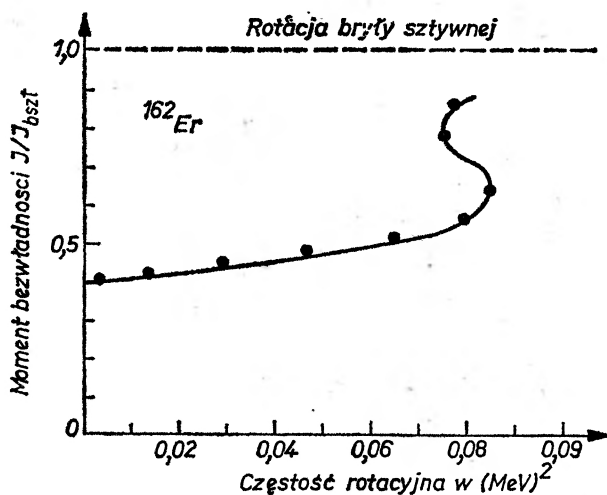


Rys. 17. Widmo jądrowe w funkcji momentu pędu. Rysunek przedstawia schematycznie pewne ważne punkty załamania linii reprezentującej widmo jądrowe w funkcji momentu pędu I (wartości energii zostały dobrane tak, aby odpowiadały jądru o liczbie masowej $A \approx 160$). Najniższy stan o danym momencie pędu będzie nazywany poziomem „yrast”. Część linii „yrast” odpowiadająca małym momentom pędu ($I \leq 18$) odnosi się do znanych poziomów jądra ^{162}Er (patrz rys. 18); próbnie przedłużenie linii „yrast” oparte zostało na założeniu, że dla każdego momentu pędu moment bezwładności obracającego się jądra jest taki sam, jak dla sztywnego rotatora. W obszarze powyżej linii „yrast” gęstość poziomów wzrasta gwałtownie wraz z energią (patrz na przykład rys. 11). Stany o niskiej energii i małym momencie pędu charakteryzują się silną korelacją par typową dla fazy nadekłości. Można spodziewać się, że wraz ze wzrastającym momentem pędu i energią korelacje te stają się mniej efektywne i że układ przejdzie do „normalnej” fazy. Strzałki na górze rysunku pokazują wartość momentu pędu jaka zostaje wniesiona do jądra-tarczy w styczonym oddziaływaniu z odpowiednim jądrem-pociskiem. W typowej reakcji początkowo utworzone jądro złożone znajduje się w wysokim wzbudzonej stanie, który „oziębia się” poprzez kolejne emisje neutronów. Wyparowane neutrony są lekkie i posiadają małą energię (temperatura jądrowa wynosi około 1 MeV), tak więc unoszą bardzo mało momentu pędu. Kiedy układ posiada energię wzbudzenia względem linii „yrast” mniejszą niż energia separacji neutronu (≈ 5 MeV), następny rozpad zachodzi poprzez kąską promieni gamma, prowadzące ewentualnie do linii „yrast” w obszarze $I \approx 20$

Zaburzenia w wewnętrznej budowie jądra wywołane rotacją powiększają się gwałtownie wraz z momentem pędu; tak więc otwiera się tu nowa dziedzina badań związana z możliwością przekazywania do jądra takich dużych ilości momentu pędu, aby jego struktura ulegała znacznym zmianom.

Na rys. 17 przedstawione zostało schematycznie widmo jądrowe w funkcji momentu pędu. Stany o najniższej energii dla danego momentu pędu tworzą tak

zwaną linię „yrast”. W tym obszarze widma, jądro, pomimo że jest silnie wzbudzone, może być rozważane jako jądro „zimne”, ponieważ większość całkowitej energii wzbudzenia jest zużyta na wytworzenie momentu pędu. Dostępne wiązki ciężkich jonów dostarczają potężnego narzędzia dla produkcji stanów jądrowych o 20, 50 a być może i 100 jednostkach momentu pędu. W tym obszarze momentu pędu można napotkać w strukturze jądra wiele różnych przejść fazowych, takich jak zanik nadciekłości (analogiczny do likwidacji nadprzewod-



Rys. 18. Moment bezwładności jądra ^{162}Er w funkcji częstości rotacyjnej. W widmie rotacyjnym energia jest gładką funkcją momentu pędu; na podstawie obserwowanych energii można oszacować częstość rotacyjną, która jest pochodną energii względem momentu pędu. Przedstawiona na rysunku częstość rotacyjna ω_{rot} została otrzymana przez liniową interpolację w zmiennej $I(I+1)$ między następującymi po sobie składowymi pasma rotacyjnego. Moment bezwładności \mathcal{J} otrzymano w podobny sposób (z kanonicznej definicji) jako stosunek momentu pędu do częstości rotacyjnej. Rysunek przedstawia obserwowane momenty bezwładności jako funkcję ω_{rot}^2 dla pasma rotacyjnego opartego o stan podstawowy dla jądra ^{162}Er (A. Johnson, H. Ryde, S. A. Hjorth, *Nucl. Phys.* **A179**, 753 (1972)). Dla małych częstości rotacyjnych moment bezwładności \mathcal{J} jest z dużą dokładnością liniową funkcją ω_{rot}^2 . Nieregularne zmiany momentu bezwładności \mathcal{J} , jak to widać na rysunku, występują dla $I \approx 16$ i prawdopodobnie odpowiadają dużym zmianom w naturze ruchu rotacyjnego

nictwa przez pole magnetyczne), utratę symetrii osiowej (efekt związany ze zjawiskami niestabilności w obracających się gwiazdach), jak również całą różnorodność różnych procesów rozszczepienia wywołanych przez siły odśrodkowe. W innych wypadkach efekty kwantowe odpowiadające budowie powłokowej mogą prowadzić do nieciągłości linii yrast, związanych z maksymalnym wydłużeniem momentów pędu cząstek wewnątrz każdej półłoki. Już pierwsze spojrzenie na obszar o $I \approx 15 \hbar$ do $20 \hbar$ daje nam obraz nowych ciekawych zjawisk, co zilustrowane zostało na rys. 18, który przedstawia momenty bezwładności jako funkcję częstości rotacyjnej wzdłuż linii yrast jądra ^{162}Er . Nie ma jeszcze ostatecznej interpretacji wyraźnej struktury linii przedstawionej na rys. 17, lecz możliwe jest, iż mamy tu do czynienia z zanikiem nadciekłości, co powinno

doprowadzić do zwykłej rotacji z momentem bezwładności sztywnego rotatora. Napotykamy tu próbę analizy przejścia fazowego jako zjawiska związanego z własnościami indywidualnych stanów kwantowych układu.

Związki z innymi polami

W obecnym artykule mogliśmy zaledwie wskazać na pewne tematy związane z prowadzonymi obecnie badaniami dotyczącymi struktury jądra, lecz podane przykłady mogą dać wyobrażenie o głębokości wniknięcia przez eksperyment w świat jądrowy oraz zilustrować bogactwo zjawisk, które są dostępne dla badaczy. Przykłady te mogą również wskazywać na pewne perspektywy w różnych dziedzinach badań oraz na dogodności, które można wykorzystać przy badaniu szeroko rozprzestrzeniającego się zasięgu zjawisk. Już z obecnie dostępnymi albo możliwymi technicznie narzędziami jesteśmy na granicy ogromnych możliwości w tej dziedzinie. Wiązki ciężkich jonów umożliwiły powstanie całkiem nowego typu badań materii jądrowej, a reakcje z cząstkami o wysokiej energii dostarczają szczegółów dotyczących budowy tej materii na poziomie nowych rzędów zdolności rozdzielczej. Znacznie wzrastająca dokładność i giętkość spektroskopii jądrowej stwarza szanse dla wykrycia się koncepcji odpowiednich dla opisu jądrowego układu wielu ciał.

W wielu punktach tego artykułu wspominaliśmy o ścisłym związku między zjawiskami jądrowymi a zjawiskami z innych dziedzin fizyki kwantowej. Związki te, które wypływają z wszechobecnej roli problemu wielu ciał w obecnym stadium fizyki stały się szczególnie wyraziste w ostatnich latach i dostarczały inspiracji nie tylko fizykom jądrowym, którzy znaleźli się w środku „drabiny” kwantowej. Wysiłki zmierzające do spojrzenia na rozwój różnych dziedzin fizyki kwantowej jako na jednolitą całość mogą w przyszłości, nawet w większym stopniu, stać się czynnikiem przyspieszającym ciągły postęp na szerokim froncie badań. Może być ważną rzeczą, aby, przedstawiając obecną wiedzę przysłym badaczom, we właściwy sposób uwypuklić tę szansę.

Niemożliwe było w ramach tego artykułu przedstawienie szerokiego zakresu zastosowań wiedzy jądrowej i techniki. Udostępnienie źródeł energii, ograniczonych do tej pory do słońca i gwiazd, otworzyło możliwości o doprawdy rewolucyjnych rozmiarach. Mniej dramatyczne, chociaż równie głębokie, znaczenie ma fakt, że procesy jądrowe i technika stają się coraz to bardziej i bardziej odpowiednimi narzędziami do badania zarówno ożywionej, jak nieożywionej materii na różnych poziomach jej organizacji. Posługiwanie się zjawiskami jądrowymi stało się konieczne w prawie wszystkich nowoczesnych dziedzinach wiedzy przyrodniczej oraz w wielu działach przemysłu. Zjawiska te w istocie stanowią ważną składową w arsenale narzędzi stosowanych w celu rozwiązania problemów naszego współczesnego świata. Te możliwości wiedzy jądrowej stanowią dodatkowy element wiążący uczestników badań naukowych oraz społeczeństwo ludzkie w całości.

Tłumaczyła z angielskiego *D. Chlebowska*

*L. L. Goldin, W. P. Dżelepow, M. F. Łomanow,
O. W. Sawczenko, W. S. Choroszkow*

Instytut Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej (ITEF)
Moskwa
Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych
Dubna

Zastosowanie ciężkich cząstek naładowanych o wysokiej energii w medycynie *

The Application of Heavy Charged High-Energy Particles for Medicine

Abstract: Methods, advantages, results and perspectives of the application of heavy charged high-energy particles for radiotherapy and radioneurosurgery are discussed.

Jedną z podstawowych metod leczenia nowotworów złośliwych jest terapia promieniowa. W tym celu stosuje się promienie rentgenowskie, promienie gamma i elektrony o energii do 0,1 MeV. Ostatnio stwierdzono, że napromienianie ciężkimi cząstkami naładowanymi (protonami, cząstkami α , itd.) pozwala na osiągnięcie znacznie lepszych wyników, uniknięcie ogólnego naświetlania pacjenta i przeprowadzania bezkrwawych operacji chirurgicznych za pomocą cienkich wiązek wysokiej energii.

1. Wstęp

Obecnie zabiegi napromieniania i chirurgiczne, stosowane razem lub oddzielnie, odgrywają najpoważniejszą rolę w leczeniu chorych na nowotwory. Znacznej jednak części chorych, którym zastosowano kurację radioterapii, nie udaje się wyleczyć całkowicie. W większości przypadków spowodowane jest to albo nie ujawnieniem (nie wykryciem) schorzenia we właściwym czasie, albo też zbyt szeroko rozwiniętymi przerzutami. Nierzadko jednak przyczyna tkwi w tym, że istniejące środki terapii napromieniania okazują się niedostateczne dla wyleczenia chorego. Dlatego jakiegokolwiek ulepszenie (poprawienie) meto-

* Artykuł, zamieszczony w czasopiśmie *Uspiechi Fizycznych Nauk*, 110, 77—99 (1973), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy (przyp. red.).

dyki terapii promieniowej przynosi korzyść ogromnej liczbie chorych na schorzenia onkologiczne.*

Dotychczas w terapii tej wykorzystuje się głównie promienie γ i elektrony. Niestety przy ich stosowaniu uszkodzenia tkanek zdrowych są znacznie większe niż tkanek nowotworowych. W 1946 roku Wilson [3] zalecił wykorzystanie w radioterapii ciężkich naładowanych cząstek, w szczególności protonów. Zainteresowanie zastosowaniem ujemnych mezonów π^- powstało w 1961 roku po pierwszej informacji Fowlera i Perkinsa [4] oraz po wykładzie Fowlera [5], poświęconemu pamięci Ruthforda (1964 r.). W ostatnich latach prowadzone są coraz szersze badania w zakresie klinicznego wykorzystania ciężkich naładowanych cząstek: protonów, deuteronów, cząstek α oraz cząstek o wielu ładunkach (jonów wielowartościowych) — i planuje się prowadzenie eksperymentów z mezonami π^- . Ażeby przeniknąć do ludzkiego ciała na dostateczną głębokość i porazić tkankę nowotworu, cząstki powinny posiadać stosunkowo dużą energię — od kilku dziesiątków do kilkuset megaelektronowoltów. Szeroki rozwój akceleratorów doprowadził w ostatnim czasie do powstania nowego kierunku radiologii medycznej — klinicznego wykorzystania ciężkich naładowanych cząstek [6—13].

Metody radiacyjne najczęściej stosuje się w medycynie w celu oddziaływania na komórki nowotworów złośliwych. Zarysowuje się jeszcze inny sposób wykorzystania napromieniania, do tzw. bezkrwawej chirurgii, tj. do zniszczenia tych lub innych odcinków organu lub tkanki w przypadkach, gdy zachodzi potrzeba uniknięcia zabiegu chirurgicznego, np. przy operacjach wewnątrzczaszkowych. Tak więc obok promieniowej terapii nowotworów rozpoczyna rozwijać się radioneurochirurgia.

Jak wiadomo, trudność w skutecznym stosowaniu radioterapii do leczenia nowotworów złośliwych polega na tym, że komórki raka szybko rozmnażają się i są skłonne wytwarzać ogniska wtórne — przerzuty — o różnych rozmiarach. Dotychczas nie znaleziono metod leczniczych umożliwiających radykalne oddziaływanie na komórki nowotworowe bez uszkodzeń zdrowych komórek. Dlatego w przypadkach rozległych przerzutów współczesna medycyna nierzadko jest bezsilna. Jeśli nie wykrywa się klinicznie przerzutów, najbardziej radykalnym środkiem leczenia jest zabieg chirurgiczny. Tylko przy niektórych lokalizacjach i kształtach nowotworów samo napromienienie zapewnia wyleczenie chorego.

Jakie więc miejsce terapia promieniowa zajmuje we współczesnej klinice? Jak już zaznaczono, w niektórych przypadkach, a do takich zalicza się: rak skóry, rak wargi, rak szyjki macicy, napromienianie jest radykalnym środkiem leczenia. Najczęściej terapię promienną stosuje się łącznie z zabiegiem chirurgicznym [14]. Gdy brak pewności czy wykryty nowotwór nie dokonał przerzu-

* Tak np. tylko w USA umiera rocznie na raka około 320000 ludzi [1]. Wg przybliżonej oceny 58000 takich pacjentów rocznie można by było uratować od śmierci przy poprawieniu istniejących metod terapii promieniowej [2].

tów, operację łączy się z napromienieniem najbliższej strefy możliwego przetrwania — odpowiednich węzłów chłonnych.

Napromienianiu najczęściej poddaje się sam nowotwór. Pod wpływem oddziaływania promieniowania na tkankę zachodzi częściowe, a niekiedy całkowite, cofnięcie nowotworu i zmniejszenie się obrzęku przylegających tkanek. To wszystko zmniejsza zakres operacji, a często odkrywa możliwość przeprowadzenia zabiegu chirurgicznego.

U niektórych chorych leczenie za pomocą radioterapii stosuje się w celu paliatywnym: chorego nie zawsze można uratować, lecz zawsze należy przedłużyć jego życie i ulżyć jego cierpieniom. Napromienianie wokół nowotworu, jak już wspomniano, łagodzi ból — co jest bardzo ważne i poprawia funkcjonowanie porażonego organu.

Głównym celem terapii promieniowej jest zlikwidowanie wszystkich komórek nowotworu do tego stopnia, aby nie mógł się on ponownie rozszerzać. Należy przy tym zapewnić takie warunki, w których sprowadza się do minimum uszkodzenie wpływające na zdolności odtwórcze otaczającej zdrowiej tkanki. Niestety, nie jest to takie proste. Działanie dawki promieniowania doprowadzonej do ogniska ogranicza się najczęściej w polu napromieniania tylko do reakcji skóry, ale i powoduje także ogólne reakcje organizmu (np. zmianę składu krwi). Przy zwykłych metodach napromieniania nie udaje się stosować dużych dawek, szczególnie gdy nowotwór znajduje się w pobliżu ważnych organów, których uszkodzenie jest niedopuszczalne. Dlatego wyniki terapii promieniowej zależą w sposób zasadniczy od dokładności zlokalizowania pola do napromienienia. Jak wynika z dalszych wywodów, wiązki naładowanych ciężkich cząstek pozwalają na nieporównanie lepszą lokalizację obszaru napromienianego niż promienie gamma, elektrony lub promienie X.

2. Biologiczne działanie promieniowania

Biologiczne działanie promieniowania określa się za pomocą jonizacji, którą dokonuje ono w tkankach. Jednostką miary jest „rad” — dawka, przy której w każdym gramie substancji wchłaniane jest 100 ergów energii. W celu zmniejszenia żywotności komórek niezbędne są dawki 20—30 kiloradów. Jednak już przy znacznie mniejszych dawkach powstają w tkankach gwałtowne zmiany, w szczególności przestają się goić rany pooperacyjne. Ogólne napromienienie ciała w granicach powyżej 15 radów może stanowić niebezpieczeństwo dla zdrowia, a powyżej 50 radów jest wręcz niedopuszczalne. Przy dawkach ogólnego napromienienia rzędu 700 radów w ciągu dwóch, trzech tygodni następuje śmierć na skutek porażenia organów krwiotwórczych (szpiku kostnego), a przy dawkach powyżej 1000 radów — szybka śmierć (kilka dni) spowodowana głównie na skutek uszkodzenia mózgu i błony śluzowej jelit.

Porażenie komórek przez napromienienie może się przejawiać różnie. Najpierw komórki tracą własności rozmnażania na skutek naruszenia mechanizmu

dziedzicznego. Często uszkodzenia te występują po pewnym okresie: komórki napromienione są same zdolne do dzielenia się, ale ich następne pokolenia już nie. Przy dużych dawkach ulega zakłóceniu sam proces działalności życiowej komórek i rozpoczyna się rozkład komórek (martwica).

Intensywność napromienienia, wyrażona w radach, określa fizyczną, a nie biologiczną dawkę. Działanie biologiczne zależy nie tylko od wielkości jonizacji, lecz i od sposobu jej rozkładu. Gęsty zjonizowany ślad w organizmie działa na komórkę silniej niż kilka luźnych śladów z tą samą ogólną zawartością jonów (z tą samą średnią koncentracją jonów). Ilość jonów jest proporcjonalna do energii traconej przy napromienieniu komórek. Koncentracja jonów w śladzie jest proporcjonalna do ilości energii, którą cząstka (lub elektron wtórny od kwantu γ) traci na jednostkę długości drogi, lub inaczej mówiąc, do współczynnika liniowego przekazywania energii (WLPE). Promieniowanie X wytwarzane przez lampę 200 kV posiada WLPE 3 keV/ μm , protony o energii 130 MeV — 0,6 keV/ μm , jądra odrzutu od neutronów z reakcji rozszczepienia — 30—50 keV/ μm .

Różnicę przy tej samej dawce uwzględnia się za pomocą wskaźnika względnej skuteczności biologicznej (WSB). W odróżnieniu od dawki fizycznej lub od WLPE, wielkości WSB nie określa się jednym sposobem: WSB, określona zdolnością przeżywania komórek, odróżnia się od WSB, określonej wg aberracji chromosomowych lub na podstawie śmiertelności zwierząt doświadczalnych. Ostatnio zamiast WSB stosuje się nową wielkość — współczynnik jakości — dla której wybrano jedną z otrzymanych wartości eksperymentalnych WSB; obecnie stosowane wartości podane są w tabelicy 1 [15].

Tabela 1

Zależność współczynnika jakości od WLPE

WLPE keV/ μm	Współczynnik jakości
3,5 lub mniej	1
3,5— 7	1— 2
7 — 23	2— 5
23 — 53	5—10
53 —175	10—20

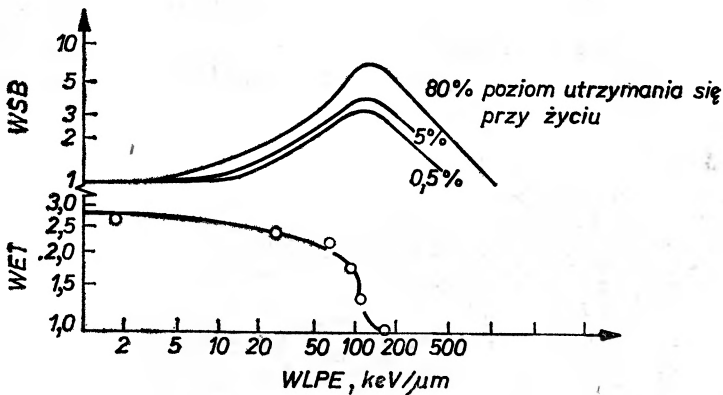
Dawkę biologiczną oznacza się w biologicznych równoważnikach rentgena (remach). Równa się ona wytworzonej dawce fizycznej pomnożonej przez WSB. Widać więc, że różnica między dawką fizyczną i biologiczną jest nieistotna przy napromienieniu promieniami rentgenowskimi, promieniami γ , szybkimi elektronami i protonami, jest ona jednak bardzo ważna przy pracy z neutronami, ciężkimi jonami i mezonami π^- .

Biologiczna efektywność napromieniania uzależniona jest nie tylko od dawki, lecz i od sposobu napromieniania. Zapas przyjęty przy określaniu czyn-

nika jakości jest niemały i słabo znany. Wywołuje on niejasności w obliczaniu biologicznych dawek przy pracy z silnie jonizującym napromieniowaniem [16].

W tym przypadku, gdy między seansami istnieje dostatecznie duży okres czasu (doba lub kilka dób), tkanki nadążają z regeneracją i porażenie na skutek napromieniania jest mniejsze. Zdolność regeneracji u różnych tkanek jest różna. Szybko zaleczają się porażenia mięśni i skóry, podczas gdy na przykład tkanki nerwowe prawie nie regenerują się. Napromienianie chorych ze słośliwymi nowotworami odbywa się zwykle małymi dawkami (200—500 radów) i trwa dłuższy okres czasu. Właśnie ta metoda leczenia zezwala na uniknięcie porażenia skóry i powoduje minimalną szkodę tkanek zdrowych.

Wspomniemy w końcu o efekcie tlenowym. Okazuje się, że porażenie tkanek przez napromienienie promieniami X, γ i jonami przy niedostatku tlenu za-



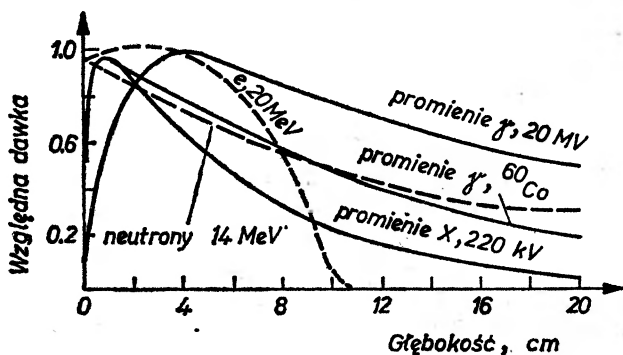
Rys. 1. Zmiana WSB i efektu tlenowego (WET) w zależności WLPE cząstek (dane G. W. Barendsena i in. [17]) dla utrzymania się przy życiu komórek nerkowych człowieka)

chodzi kilkakrotnie słabiej niż przy normalnej jego koncentracji. Zwiększenie koncentracji powyżej stanu normalnego nie daje żadnych efektów. Prawdopodobnie przyczyna tkwi tu w tym, że przy braku tlenu jony rekombinują szybciej aniżeli następuje porażenie komórek. Dzięki efektowi tlenowemu centralne, ubogie w tlen, części nowotworów są bardziej odporne na napromienianie niż otaczające tkanki zdrowe. Wielkość względnego efektu tlenowego (WET) — stosunek efektów biologicznych dla zwykłych i ubogich w tlen komórek — zależy od WLPE. Efekt ten ilustruje rys. 1 (przytoczony z pracy Fowlera [5]), na którym pokazana jest zależność WSB i WET od WLPE cząstek α . Poziomy utrzymania się przy życiu odnoszą się do komórek tkanek nerek człowieka. Z rysunku widać, że przy niskich WLPE (do 5—10 keV/μm) WSB i WET są prawie stałe. Przy 100—120 keV/μm WSB dochodzi do maksimum (po którym następuje spadek), a efekt tlenowy zanika. W ten sposób można pokonywać efekt tlenowy, jeżeli przeprowadzać się będzie napromienianie w warunkach wysokich wartości WLPE. W tym tkwi skuteczność stosowania jonów ciężkich atomów (cięższych od tlenu), które tracą dużo energii w tkankach na skutek

dużego ładunku jądra, neutronów o energii rzędu 10 MeV, tworzących krótko-zasięgowe protony odrzutu, mezonów π^- wywołujących w końcowym odcinku „wybuch jądrowy”, w wyniku którego z jąder wylatują powolne, silnie jonizujące fragmenty. Inna droga pokonywania różnicy WET polega na tym, że dąży się do zmniejszenia koncentracji tlenu, oddziaływając roztworami leczniczymi na tkanki rozmieszczone na drodze wiązki poza nowotworem [18]. I odwrotnie, można nasycić organizm chorego tlenem, umieszczając go w specjalnej komorze z podwyższonym ciśnieniem lub ze zwiększoną zawartością tlenu, licząc się z tym, że podwyższy się jego koncentrację nawet w centralnej części nowotworu.

3. Podłużny rozkład dawki

Na rys. 2 pokazany jest rozkład dawki w tkankach wzdłuż biegu promieni dla zwykłych typów napromieniania [15] stosowanych w radioterapii jak również dla neutronów [19]. Przy wykorzystaniu promieniowania rentgenowskiego

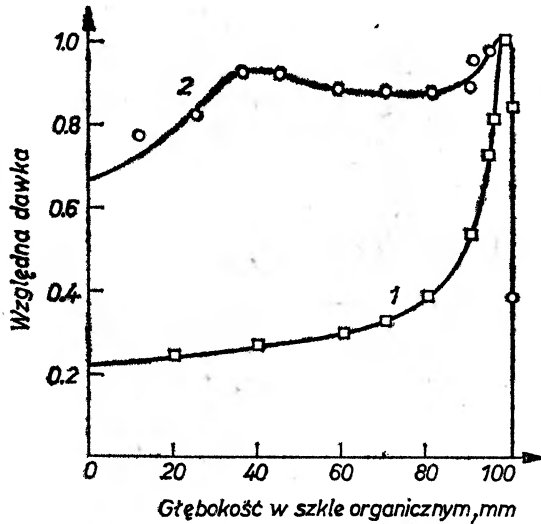


Rys. 2. Zmiana dawki w zależności od energii i użytego rodzaju promieniowania

(o energii 220 keV), które charakteryzuje się małym współczynnikiem pochłaniania, otrzymuje się niekorzystny rozkład dawki. Dawka przypadająca na poszczególne części ciała rozmieszczone blisko powierzchni jest znacznie większa niż głębiej w ognisku choroby. Wyraźnie lepszy jest rozkład dawki ze źródeł kobaltowych. Jeszcze lepiej dokonuje się napromienienia elektronami (beta-trony, z wyprowadzoną wiązką) i promieniowaniem hamowania wysokiej energii (z betatronów). W ostatnim przypadku elektronowo-fotonowa kaskada rozwija się w ciele chorego stopniowo i skóra jest porażona nieznacznie. Rozkład wchłoniętej dawki z szerokiej wiązki neutronów o energii 14 MeV ma charakter zmniejszający się wykładniczo i jest bardzo podobny do rozkładu dawki, wywołanego wiązką kwantów gamma ze źródła kobaltowego.

Wszystkie przytoczone rozkłady charakteryzują się tym, że dawka promieniowania pochłonięta przez tkanki rozmieszczone przed nowotworem i za nim mało różni się od dawki wewnątrz nowotworu lub nawet ją przekracza. Chcąc

temu zapobiec, ogniska poddaje się napromienianiu z różnych kierunków. Metoda ta jest bardzo efektywna i stosowana przy wykorzystaniu wiązek protonowych i promieni gamma. Metoda napromieniania z różnych kierunków pozwala w poważnym stopniu uniknąć lokalnych uszkodzeń ciała. Jednak otrzymana przez pacjenta całkowita dawka nie zmniejsza się i wskutek tego ogólnie reakcje organizmu zwykle mało się zmieniają. Do nich zaliczają się zmiany w składzie krwi, które nierzadko ograniczają wielkość dawki doprowadzonej do ogniska nowotworu.



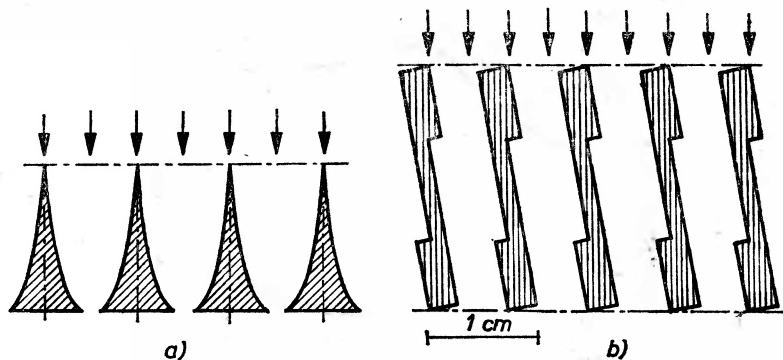
Rys. 3. Rozkład dawki przy napromienianiu protonami: 1 — wiązka protonów z energią 130 MeV; 2 — ta sama wiązka przepuszczona przez filtr grzebieniowy

Na rys. 3 pokazany jest podłużny rozkład dawki przy napromienianiu protonami [20]. Monoenergetyczne wiązki protonów (krzywa 1) charakteryzują się przebiegiem, na którego końcowym odcinku zatrzymują się wszystkie cząstki. Z tych też względów tkanki głębiej leżące praktycznie nie ulegają uszkodzeniu. Umożliwia to poddawanie zabiegom okolic w pobliżu ważnych organów, których napromienienie jest niedopuszczalne. Na końcowym odcinku drogi protonów wyraźnie jest widoczne maksimum (maksimum Bragga) na krzywej rozkładu dawki; wysokość tego maksimum kilkakrotnie przekracza wysokość początkowego odcinka krzywej. Dawka na większej głębokości, już przy napromienieniu z jednego kierunku, jest odpowiednio większa niż na skórze, a ogólna dawka otrzymana przez organizm jest wielokrotnie mniejsza niż przy naświetlaniu promieniami gamma lub elektronami.

Niestety, rzadko udaje się stosować monoenergetyczne wiązki protonów ze względu na to, że rozmiar podlegającego porażeniu ogniska zwykle widocznie przekracza szerokość maksimum Bragga. Ażeby zwiększyć szerokość odcinka z dawką maksymalną, zachodzi potrzeba przeprowadzania napromieniania

niemonoenergetyczną wiązką ze specjalnie dobranym widmem, co odpowiada nałożeniu krzywych Bragga z różnymi głębokościami usytuowania maksimum. Wszystkie te krzywe na odcinkach zewnętrznych sumują się i dawka przypadająca na warstwę skóry wyraźnie wzrasta.

Przykład takiego rozkładu pokazany jest na rys. 3 (krzywa 2). Demonochromatyzację wiązki protonów zwykle przeprowadza się za pomocą filtrów grzebieniowych, składających się z zestawu płytek o zmiennej grubości [8]. Schemat takiego filtra pokazany jest na rys. 4. Grubość i profil filtrów dobiera się zależnie od rozległości porażonego fragmentu.



Rys. 4. Filtr grzebieniowy. Dwa warianty poprzecznych przekrojów filtrów stosowanych: a) na wiązce protonów w Uppsali [8] i b) w ITEF [20]

Niezbędny rozkład dawki można również uzyskać drogą dobrania rozkładu impulsowego wiązki naładowanych cząstek przy wykorzystaniu metod optyki jonowej [21] lub zmniejszając grubość dodatkowego spowalniacza [22]. Można wreszcie szybko naświetlić nowotwór dowolnego kształtu dobrze skolimowaną wiązką [22].

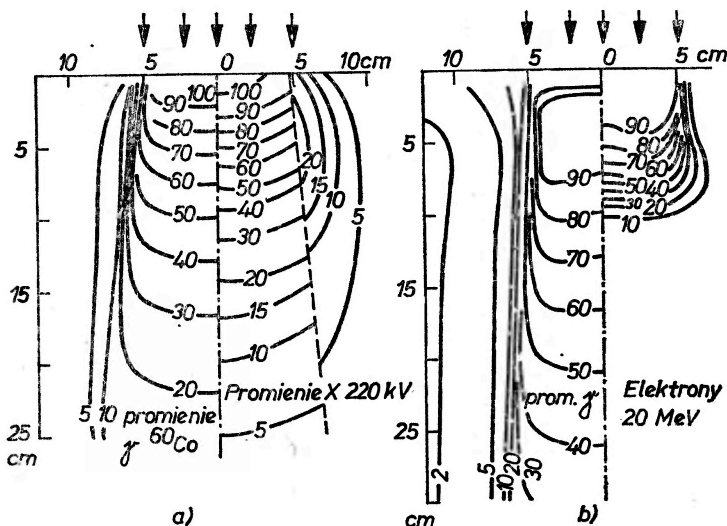
4. Pole otrzymywanych dawek

Pole otrzymywanych dawek przedstawia się za pomocą izolinii dawek tj. krzywych łączących punkty z równymi wchłoniętymi dawkami. Na rys. 5a przedstawiono pole dawek uzyskane przy napromienianiu ciała, przez kolimator z okrągłym otworem, promieniami gamma ze źródła ^{60}Co (z lewej strony) i promieniami rentgenowskimi (z prawej strony). Na krzywych podana jest względna wielkość dawki w procentach. Stuprocentowa izolinia znajduje się przy powierzchni ciała. Dawka ze wzrostem głębokości zmniejsza się wolno i w ognisku okazuje się rzeczywiście mniejsza niż przy powierzchni ciała. Tkanki znajdujące się za nowotworem zostają napromienione o wiele słabiej niż sam nowotwór. Zwraca na siebie uwagę rozszerzanie izolinii w funkcji głębokości. Rozszerzanie to związane jest z kątową rozbieżnością wiązek, w mniejszym sto-

pniu z ich rozpraszaniem w tkankach. Dawka zmniejsza się w bocznym kierunku powoli i w związku z tym tkanki znajdujące się z boku od ogniska otrzymują znacznie większe dawki.

Z lewej strony na rys. 5b przedstawione jest pole rozkładu dawki, powstające przy napromienianiu promieniami hamowania elektronów o energii 20 MeV, a z prawej strony — pole dawek samych elektronów o tej energii.

Wykorzystanie promieniowania hamowania pozwala przesunąć izolinie 100% do wewnątrz ciała i następnie istotnie zmniejszyć reakcje skórne. Wyraźnie poprawia się rozkład pola dawek w kierunku bocznym, jednakże jego podłużny rozkład i w tym przypadku jest zły. Tkanki leżące poza ogniskiem ulegają niewiele mniejszemu napromienieniu niż samo ognisko.



Rys. 5. Izolinie dawek dla różnych rodzajów promieniowania [15]: a) promienie γ z ^{60}Co (lewa strona) i promieniowanie rentgenowskie dla napięcia 220 kV (prawa strona), pole $10 \times 10 \text{ cm}^2$; b) elektrony z energią 20 MeV i promieniowanie hamowania tych elektronów (lewa strona), pole $10 \times 10 \text{ cm}^2$

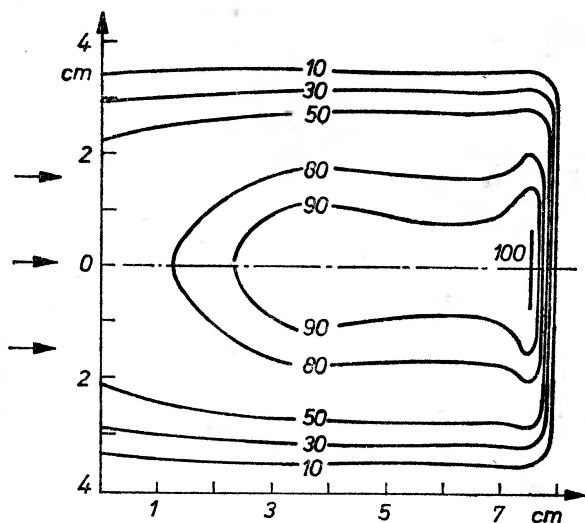
Podłużny rozkład dawek elektronowych w początkowej części jest gorszy niż przy napromienianiu promieniowaniem hamowania (ponieważ dla elektronów izolinia 100% znajduje się przy samej powierzchni), ale dalej jest już korzystniejszy. Zwraca uwagę istotne rozszerzanie się izolinii w głębokiej części pola dawek. To rozszerzenie związane jest z rozpraszaniem kulombowskim, które dla cząstek lekkich, a szczególnie elektronów, jest bardzo silne.

Na rys. 6 przedstawione jest pole dawek uzyskane przy napromienieniu protonami o energii 10 MeV przez kolimator o średnicy 6 cm [20]. Pole dawek uformowano za pomocą filtra grzebieniowego. Pole ma z tyłu i z boku znaczne spadki, co pozwala przeprowadzać napromienianie bezpośrednio obok ważnych organów wewnętrznych. Dawka 100% znajduje się w porażonym ognisku.

Na częściach zewnętrznych ciała jest ona dość duża, mimo że jest ona znacznie mniejsza niż przy napromienianiu promieniami rentgenowskimi i promieniami gamma lub elektronami. Można zmniejszyć reakcje skórne, jeżeli zastosuje się napromienianie z różnych kierunków.

Polom dawek, otrzymanym za pomocą protonów (i innych naładowanych ciężkich cząstek), można — jeśli zachodzi potrzeba — nadawać odpowiedni kształt. Pole można kształtować za pomocą kolimatorów kształtowych [13, 23].

W różnych obszarach pola dawek protony można zatrzymywać na różnej głębokości. W praktyce klinicznej możliwości te jeszcze mało się wykorzystuje. Przyczyna leży tu nie tyle w trudnościach technicznych, ile w tym, że nie nauczo się jeszcze wykorzystywać pojawiających się możliwości.



Rys. 6. Izolinie dawek wiązki protonów z energią 100 MeV przy średnicy kolimatora 6 cm

Dobra geometryczna dokładność określenia pola dawkowego odkrywa przed metodami radioterapii nowe możliwości. Wiadomo, że chirurgiczne usunięcie nowotworu, jak i odcięcie porażonych kończyn, chociaż uwalnia chorego od patologicznego ogniska, to jednak stwarza niebezpieczeństwo rozszerzania się choroby. Są możliwe przypadki, że podczas samej operacji zachodzi oderwanie się komórek rakowych i przeniesienie ich na inne części ciała. W ten sposób operacja zwiększa niebezpieczeństwo przerzutów. Nasuwa się zatem myśl, czy nie byłoby czasami celowe przed samą operacją dokonać silnego napromieniania nowotworu (dziesiątki kiloradów) w celu całkowitego porażenia komórek rakowych. W tym przypadku oderwanie komórek nowotworu podczas operacji nie stwarza już niebezpieczeństwa. Jeżeli nowotwór jest duży, to po takim napromienieniu konieczna jest natychmiastowa operacja, ponieważ wkrótce rozpoczyna się martwica napromienianych tkanek, z towarzyszącymi ciężkimi ogólnymi reakcjami organizmu. Perspektywy takiego sposobu napro-

mieniania są obecnie intensywnie badane [24]. Istotną zaletą jest tu ogromny spadek dawki w obszarze przylegającym do ogniska nowotworu. Przypomnijmy, że ogólne napromienianie chorego nie powinno przekraczać kilku dziesiątków radów, tj. powinno w tym przypadku wynosić dziesiąte, jeżeli nie setne, części procentu dawki w ognisku nowotworu.

Badaniu rozkładu dawek w zakresie bardzo niskich izolinii towarzyszą duże trudności, ponieważ należy przy tym uważnie zbadać rozkład cząstek wtórnych, powstających przy napromienianiu.

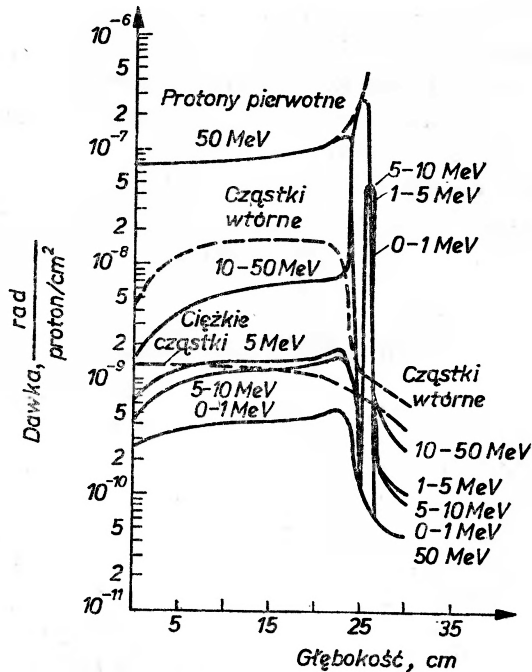
5. Wtórne cząstki i ich pole dawek

Pierwotna wiązka generuje w tkankach wtórne promieniowanie. Przy radioterapii za pomocą elektronów i kwantów γ promieniowanie wtórne składa się z kwantów i elektronów kaskady rozwijającej się w tkankach. Efektu związanego z tym promieniowaniem nie bada się oddzielnie a rozpatruje wspólnie z efektem wywołanym pierwotną wiązką.

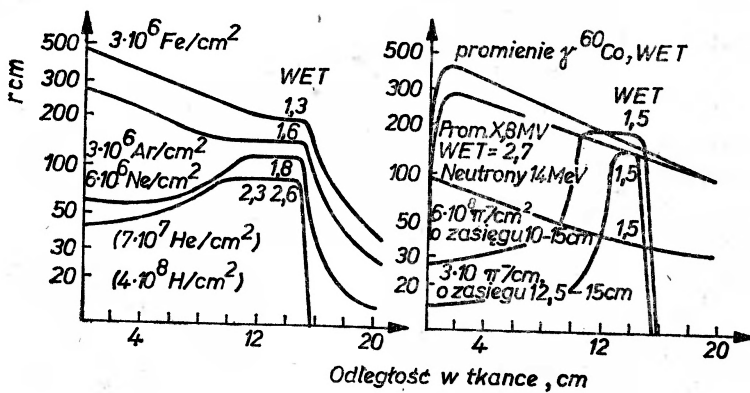
Przy napromienianiu protonami, cząstkami alfa i innymi lekkimi jądrami należy uwzględnić efekt, jaki dają jądra odrzutu, fragmenty jądrowe i neutrony powstające w wyniku reakcji jądrowych. Jądra odrzutu i fragmenty mają bardzo nieznaczny, krótki zasięg. Ich wkład do dawki jest skoncentrowany w okolicy, gdzie przechodzi pierwotna wiązka. Ilość i energia neutronów istotnie zależą od energii wiązki pierwotnej. Przy energii wiązki protonowej mniejszej od 1000 MeV wkład jest mały, a przy energii rzędu 200 MeV wzrasta do 10% efektu związanego z pierwotną wiązką.

Na rys. 7. podane są krzywe wkładu składowych wielkości promieniowania pierwotnego i wtórnego do ogólnej dawki. Krzywe zostały narysowane na podstawie obliczeń, jakie wykonali Zerby i Kinney dla pierwotnej wiązki o energii 200 MeV i ilustrują podłużny rozkład dawki wzdłuż osi wiązki [25]. Krzywe przerywane charakteryzują: wkład pierwotnej wiązki (górną krzywą), wkład sumaryczny cząstek wtórnych (środkową krzywą) i wkład ciężkich cząstek (dolną krzywą). Seria ciągłych krzywych opisuje wkłady wtórnych protonów, o różnych energiach. Z rysunku widać, że cząstki pierwotne na całym odcinku ich pełnego zasięgu dają największy wkład do ogólnej dawki. Dawka, jaką otrzymują tkanki rozmieszczone poza miejscem zatrzymania się pierwotnej wiązki, stanowi kilka procent dawki na całym przebiegu wiązki i przy zmniejszaniu energii protonów szybko maleje. Współczynnik skuteczności biologicznej może znacznie różnić się od jedności zaledwie na samym końcu zasięgu cząstek i w obszarze za nim, co przy zwykle stosowanych energiach mało wpływa na rozkład dawki. Przebieg rozkładu mało się zmienia przy przejściu od protonów do cząstek α . Zmiany jakościowe zachodzą dopiero przy przejściu do bardziej ciężkich cząstek.

Na rys. 8, przytoczonym z wykładu [5], przedstawiono powstający przy napromienianiu jądrami podłużny rozkład dawek obliczony z uwzględnieniem WSB (tj. rozkład w ramach). Rozkład dawek dla cząstek alfa, tak samo jak i dla



Rys. 7. Wkład różnych rodzajów promieniowania do całkowitej dawki pochłoniętej. Szeroka wiązka protonów z energią 200 MeV — obliczenia wg [25]

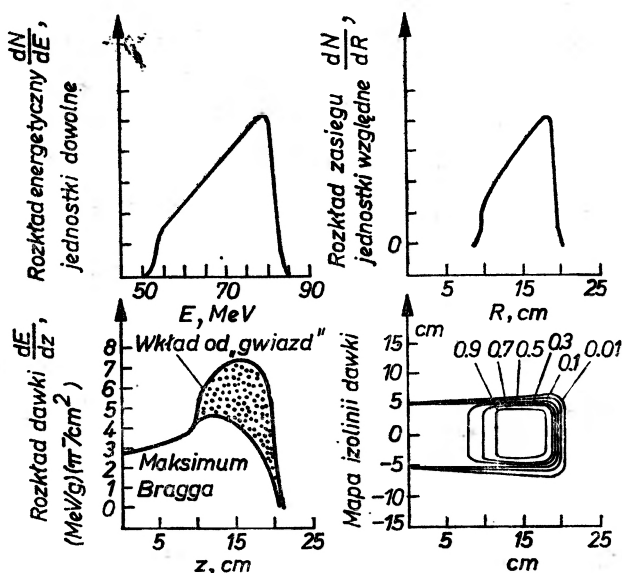


Rys. 8. Obliczone rozkłady dawek w zależności od głębokości przenikania w tkance dla równoległych (skolimowanych) wiązek. Wielkość WET odpowiada głębokości 10—15 cm. Wartość WSB wzięta dla poziomu przeżycia 80% [5, 17]

protonów, ma w końcu zasięgu charakterystyczny spadek. Jednak już dla jąder neonu, tkanki leżące poza krzywą zasięgu otrzymują 10—20% dawki w miarę wzrastania ciężaru atomowego cząstek bombardujących (Ar, Fe), stosunek ten staje się coraz mniej korzystny. Przyczyna tego efektu polega na tym, że przy oddziaływaniu w tkankach jądra ciężkie rozszczepiają się na fra-

gumenty posiadające większy zasięg niż jądra wyjściowe (straty jonizacyjne przy danej szybkości są proporcjonalne do kwadratu ładunku i przy rozszczepianiu jądra na fragmenty szybko maleją). I tak dla jąder neonu z zasięgu 5 cm średni zasięg jąder z oddziaływań wynosi również 5 cm, a dla jąder żelaza 2,5 cm. Przy fragmentacji tworzą się protony i cząstki alfa o zasięgu do 15 cm. Fragmentacja pierwotnych jąder doprowadza również do tego, że w miarę wnikania w ciało, dawka maleje zamiast wzrastać. Ten efekt jest wyraźnie pokazany na rys. 8 dla ciężkich jąder.

Wkład wtórnych cząstek jest najbardziej istotny przy napromienianiu mezonami. Efekt terapii mezonów π^- związany jest z ich hamowaniem w tkankach i jądrowymi „wybuchami” powstającymi na końcowym odcinku drogi przy pochłanianiu zatrzymujących się mezonów przez jądra.



Rys. 9. Rozkład dawek czystej wiązki mezonów π^- , uformowanej tak, aby otrzymać jednorodny rozkład w objętości nowotworu o wymiarach $10 \times 10 \times 10$ cm 3 [21]

Uszkodzenie jonizacyjne na drodze hamowania mezonów π^- niczym nie wyróżnia się. Wyzwalająca się w jądrze tlenu, przy wybuchu jądrowym, energia (140 MeV) dzieli się w następujący sposób. Na pokonanie energii wiązania nukleonów i fragmentów traci się około 40 MeV. Energia ta jest stracona. Neutrony unoszą około 70 MeV, lecz wnoszą stosunkowo nieduży wkład do tej części energii, która wchłaniana jest w okolicy punktu wychwytu mezonu π^- . W końcu około 30 MeV przechodzi w energię kinetyczną fragmentów cząstek alfa i powolnych protonów. Cała ta energia pozostaje obok miejsca zatrzymania się pionu i zwiększa dawkę w ognisku w porównaniu z powierzchnią ciała.

Rozkład dawek wiązki mezonów π^- , oczyszczonej od elektronów i mionów i ukształtowanej tak, aby otrzymać jednorodny rozkład w nowotworze o wymiarze $10 \times 10 \times 10$ cm 3 , pokazany jest na rysunku 9 [21]. Wkładu neutronów

w tym rozkładzie nie uwzględniono. Wynosi on około 10% dawki cząstek pochłanianych w nowotworze, a rozkład dawki tych neutronów odpowiada takim warunkom napromieniania jak gdyby źródło izotropowe neutronów umieszczone zostało w samym nowotworze.

6. Rozproszenie naładowanych cząstek w tkankach i problem dobrze skolimowanej wiązki

Przy przechodzeniu poprzez materię cząstki naładowane podlegają wielokrotnemu rozproszeniu kulombowskiemu, w wyniku którego rozmiary wiązki stopniowo wzrastają. Rozproszenie opisuje się za pomocą „promienia rozpraszania” σ , który charakteryzuje średni kwadratowy promień wiązki o zaniedbywalnej średnicy przy wejściu w środowisko rozpraszające.

Dla rozpraszania w tkance można wykorzystać wzór [23]*.

$$\sigma = 0,03 (t/R)^{1,65} R m^{-0,45} Z^{-0,1}, \quad (1)$$

gdzie: Z — ładunek rozpraszanej cząstki, wyrażony w ładunkach elektronu; m — masa (w masach protonu); R — zasięg w tkance; t — głębokość, dla której oblicza się σ .

Rozpatrzmy cząstki zatrzymujące się na głębokości 7 cm (typowa głębokość dla wewnątrzczaszkowych zabiegów). Otrzymamy:

$$\sigma_{\pi} = 5 \text{ mm}, \quad \sigma_p = 2 \text{ mm} \quad \text{i} \quad \sigma_{\alpha} = 1 \text{ mm}.$$

Promień rozpraszania dla cięższych jąder jest jeszcze mniejszy od promienia rozpraszania dla cząstek alfa, lecz w klinicznych zastosowaniach nie jest to istotne, ponieważ średnica typowa tarczy dla wewnątrzczaszkowych zabiegów wynosi 5—8 mm (rozmiar przysadki) i nie ma sensu zabiegać o dalsze zmniejszenie promienia rozpraszania wtedy, kiedy jest on rzeczywiście mniejszy od wymiaru wiązki. Przytoczone cyfry wskazują, że dla cienkich wiązek niezbędnych do wewnątrzczaszkowych zabiegów mezony π^- są mało przydatne, protony wystarczająco dobre, a cząstki alfa są lepsze niż protony.

Przy danej głębokości ogniska t szybkie cząstki dają mniejsze promienie rozpraszania niż powolne, ponieważ $\sigma \sim R^{-0,65}$.

Rozszerzanie wiązki w miarę wzrostu głębokości powoduje łożenie energii na całą powierzchnię przekroju. Krzywe podłużnego rozkładu dawki (patrz rys. 3) są prawidłowe tylko dla szerokich wiązek, których wymiary są znacznie większe od promieni rozpraszania. Maksimum Bragga dla wiązki dobrze skolimowanej przejawia się znacznie słabiej niż dla wiązki szerokiej.

Przy obliczeniach pola dawek uwzględnienie rozpraszania cząstek doprowadza do poważnego skomplikowania obliczeń. Obliczenia te są proste tylko w tym przypadku, gdy promień rozpraszania jest mały w porównaniu z wymiarami wiązki. Przy tym z dużą dokładnością można przyjąć, że izolacja 50% prze-

* Dla protonów o energii 70—200 MeV wzór (1) daje dokładność rzędu 3% wartości σ_{t-R} .

chodzi wzdłuż kolimatora, a zmianę dawki w obie strony określa się funkcją błędów:

$$P(x) = P_0[1 \pm \operatorname{erf}(x/\sigma)]/2, \quad (2)$$

gdzie: x — odchylenie od izolinii 50%-wej, P_0 — dawka w centrum pola. Znak we wzorze (2) zależy od tego, po której stronie od konturu kolimatora leży rozpatrywany punkt. Wzór (2) jest prawidłowy wtedy, gdy wiązka jest równoległa i promień krzywizny granicy jest istotnie większy od promienia rozpraszania. Obliczanie pola dawek ze źródeł gamma i wiązek elektronowych jest bardzo skomplikowane. Ciężkie naładowane cząstki pozwalają nie tylko otrzymać dobrze ograniczone pole dawek, ale i stosunkowo łatwo daje się wyliczać ich rozkłady.

7. Porównanie efektu klinicznego dla różnych rodzajów napromieniania

Jak mówiliśmy wyżej, zastosowanie w radioterapii ciężkich naładowanych cząstek zamiast elektronów i kwantów γ ma na celu: 1) polepszyć stosunek między dawkami w ognisku i w sąsiednich tkankach jak również na powierzchni ciała; 2) polepszyć stosunek między dawką w ognisku i całkowitą dawką; 3) zmniejszyć efekt tlenowy; 4) uzyskać wąskie dobrze skolimowane wiązki. Rozpatrzmy pod tym względem różne ciężkie naładowane cząstki.

Na rys. 8 są przedstawione rozkłady dawek w kierunku wnikania wiązki z uwzględnieniem WSB dla równoległych wiązek kwantów gamma, protonów, ciężkich jonów i mezonów π^- [5]. Obliczane rozkłady dawki pochłanianej dobierano w ten sposób, aby uzyskać możliwie najbardziej jednolity rozkład dawki na całej przestrzeni nowotworu na głębokości od 10 do 15 cm. Wielkość WET przyjmuje się na głębokość 10 do 15 cm.

Protony i cząstki alfa na końcowym odcinku swojego biegu są stosunkowo słabo jonizującymi cząstkami i mimo że nie mają one widocznych zalet w porównaniu z promieniami gamma i elektronami, ani pod względem WSB, ani pod względem efektu tlenowego, możliwość wyraźnego, geometrycznego określenia wiązki i istnienie maksimum Bragga dają im istotną przewagę nad promieniami gamma i elektronami; przewaga ta wyraża się w nieporównanie lepszym rozkładzie dawek w ciele chorego.

Stosunkowo słabe rozpraszanie ciężkich naładowanych cząstek w tkankach pozwala tworzyć z nich cienkie wiązki przydatne dla neurochirurgii. Z cząstek alfa można uzyskać cieńsze wiązki niż z protonów. Inne fakty czynią je jednak równoważącymi z protonami. Nieznaczną wyższość cząstek alfa przy zabiegach neurochirurgicznych uzyskuje się stosunkowo wysokim kosztem, ponieważ przy tych samych zasięgach energia i impuls cząstek alfa powinny być czterokrotnie większe niż dla protonów, co zmusza do stosowania znacznie droższych akceleratorów i kosztowniejszej optyki jonowej.

Jak już wyżej zaznaczono (patrz rozdz. 6), przejście do cięższych jąder od cząstki alfa, ze względu na zmniejszenie szerokości wiązki, jest nieuzasad-

nione. Zastosowanie ich może być uzasadnione tylko wtedy, gdy za ich pomocą uda się polepszyć efekt tlenowy. Czy jest to możliwe? Widoczne zmniejszenie efektu tlenowego zachodzi przy około $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$. Straty liniowe energii dogodnie jest obliczać na podstawie wzoru empirycznego, wiążącego energię cząstek z ich zasięgiem w tkance:

$$R = m^{-0,8} Z^{-2} (E/32)^{1,8}.$$

W tym wzorze zasięg R jest wyrażony w centymetrach, energia E — w megaelektronowoltach, m — w masach protonu i ładunek Z — w ładunkach elektronów.

Różniczkując to wyrażenie otrzymujemy:

$$dE/dx = 18 m^{0,45} Z^{1,11} / R^{0,45} \approx 25 Z^{1,56} / R^{0,45}$$

(druga połowa równania jest słuszna przy $m = 2 \cdot Z$, tj. dla jąder cięższych od wodoru).

Podstawiając: $dE/dx = 100 \text{ keV}/\mu\text{m} = 10^8 \text{ MeV/cm}$ i $R = 5 \text{ cm}$ ($R = 5 \text{ cm}$ jest rozsądną oceną dla rozmiaru ogniska porażonego), znajdziemy $Z = 17$. Lecz już przy $Z = 10$ (neon) fragmentacja jąder doprowadza do rzeczywistego pogorszenia pola dawek (patrz rozdz. 5). W ten sposób stłumienie efektu tlenowego drogą przejścia od napromieniania protonami do jąder ciężkich nie zapowiada dobrych perspektyw. Przy rozważaniu tego problemu trzeba mieć również na uwadze, że akceleratory wieloładunkowych jonów są wielokrotnie droższe od protonowch.

Przejdźmy do rozważania terapii z wykorzystaniem mezonów π^- . Jak już wspomniano (patrz rozdz. 6), mezony π^- są zbyt lekkie dla wewnątrzczaszkowych zabiegów. Z drugiej strony mezony π^- posiadają szereg zalet. Przechodzą one całą drogę w tkance do (pełnego) zatrzymania się niemal bez oddziaływań jądrowych. W końcu zasięgu są one z prawdopodobieństwem 100% wychwycone przez jądra atomów stanowiących tkankę i wywołują rozszczepienie tych jąder. Przy tym wydzielają się neutrony, protony, cząstki α i cięższe jony.

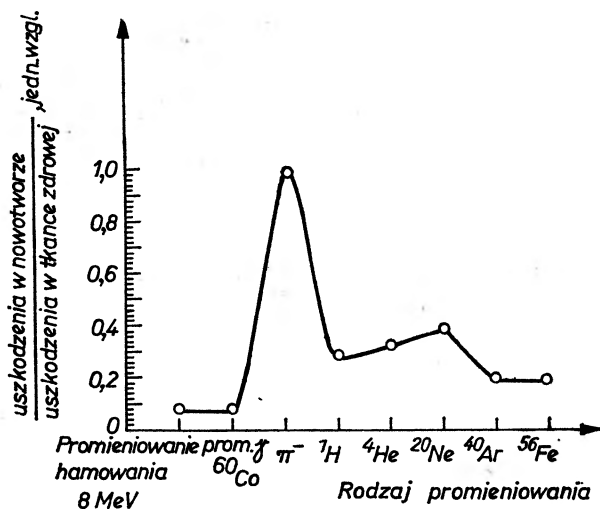
Cząstki z ładunkiem $Z > 1$ w zasadzie mają krótki zasięg, dają wysoką koncentrację jonów i charakteryzują się dużym wydzielaniem energii bezpośrednio w obszarze wychwytu. Uśrednione wielkości WSB tych cząstek wynoszą blisko 3, a efektywny WSB dla wszystkich cząstek, uśredniony w zakresie patologicznych przypadków o rozmiarach 5—10 cm, wynosi 2. Średnia wartość WET promieni „gwiazd” (według Fowlera [5]) wynosi 1,4, a uśredniona wartość WET w obszarze nowotworu wynosi 1,57 (zamiast 2,7 przy napromienianiu protonami i kwantami γ).

Biorąc to wszystko pod uwagę, widać, że przy dostatecznym oczyszczeniu wiązki jonowej od towarzyszących cząstek stosunek dawki w ognisku do dawki wejściowej dla mezonów π^- okazuje się 2,5—3 razy większy niż u protonów i cząstek α . W przypadku niedoboru tlenu w ognisku należy również brać pod uwagę zmiany WSB dla mezonów π^- i protonów. Oba te czynniki prowadzą do tego, że stosunek porażenia w ognisku do porażenia na powierzchni ciała na

skutek działania mezonów π^- może okazać się 4—5 razy większy niż przy zastosowaniu protonów i cząstek α .

Neutrony, powstające przy rozszczepieniach jądrowych, nieznacznie powiększają całkowitą dawkę pochłoniętą w zdrowych tkankach. Jednak należy uwzględnić, że wylatują one izotropowo z miejsca, w którym zaszła reakcja jądrowa, czyli z nowotworu, i dlatego stwarzają w nim największe uszkodzenie. Pochłanianie neutronów doprowadza do dodatkowego zmniejszenia dawki uzyskanej przez tkanki zdrowe. Natężenie równoległej wiązki neutronów maleje dwukrotnie na odcinku około 15 cm [19]. Dlatego dawka od neutronów poza nowotworem maleje szybciej niż odwrotność kwadratu odległości. Stosunek tlenowy dla neutronów o energii 10—20 MeV jest taki sam, jak dla mezonów π^- , tj. wynosi 1,5 [22] i jest rzeczywiście lepszy niż dla protonów. W ten sposób neutronowa składowa, powstająca przy pochłanianiu mezonów π^- w tkance, ma dogodny rozkład geometryczny i dobre parametry WET.

Przejdziemy teraz do całkowitej dawki uzyskanej przez zdrowe tkanki przy napromienianiu protonami i mezonami π^- . Zgodnie z obliczeniami Fowlera [5] stosunek uszkodzenia w nasyconym tlenem nowotworze o wymiarze 5 cm do uszkodzenia zdrowych tkanek wynosi dla protonów i cząstek α — 0,76; dla mezonów π^- — 1,5, tj. mezony π^- okazują się bardziej efektywne niż protony i cząstki α .



Rys. 10. Ocena skuteczności różnych typów promieniowania w oparciu o stosunek uszkodzeń w nowotworze i w tkance zdrowej [26]

W przypadku niedoboru tlenu w nowotworze zysk ten zwiększa się do 3,2.

Ocena klinicznej efektywności różnych typów napromieniania jest pokazana na rys. 10 [26]. Efektywność charakteryzuje się wielkością stosunku uszkodzenia w nowotworze, znajdującym się na głębokości od 10 do 15 cm, do uszkodzenia w tkance zdrowej na drodze przechodzenia wiązki. Przytoczona ocena uwzględ-

dnia WSB i WET jak również wkład cząstek wtórnych, powstających przy oddziaływaniu jądrowym. Krzywa pokazuje wyraźnie wyższość mezonów π^- . Efekt terapii dla mezonów π^- jest 12-krotnie większy niż dla kwantów γ i elektronów oraz 2,5 do 5-krotnie wyższy niż dla ciężkich jonów, cząstek α i protonów. Z tych względów π^- terapia pionowa może okazać się następnym kolejnym ważnym krokiem w terapii promieniowej.

Obecnie π^- pionowe laboratoria medyczne projektuje się przy budujących się fabrykach mezonów w Los Alamos (USA), Vancouver (Kanada) i w Zurychu (Szwajcaria). Planuje się wytwarzanie wiązki klinicznej pionów na synchrocyklotronie 680 MeV w Dubnej po uzyskaniu na jego bazie silnopiędowego fazonu [29].

8. Potrzeby klinik i możliwości akceleratorów

Przy zwykłej terapii promieniowej dla pełnego przeprowadzenia leczenia potrzebne są dawki rzędu $6 \cdot 10^8$ radów na powierzchni około 25 cm^2 . Przyjmując głębokość porażenia 10 cm, otrzymujemy dla pełnego cyklu leczenia sumaryczną wartość energii promieniowania

$$E = 6 \cdot 10^8 \text{ rad} \cdot 1 \text{ g/cm}^3 \cdot 25 \text{ cm}^2 \cdot 10 \text{ cm} \cdot 100 \text{ erg/g} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ erg}.$$

Przyjmując energię protonów równą 115 MeV widzimy, że pełna liczba protonów niezbędna dla leczenia wynosi:

$$N = 1,5 \cdot 10^8 \text{ erg} / (115 \cdot 10^6 \text{ eV} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg/eV}) = 0,8 \cdot 10^{12} \text{ cząstek}.$$

Dla zabiegów wewnątrzczaszkowych niezbędne są dawki rzędu $25 \cdot 10^8$ radów przy objętości porażonej przestrzeni około kilku cm^3 , co doprowadza do jeszcze mniejszej wielkości wchłoniętej energii. Natężenia wiązek, uzyskiwane przy pomocy współczesnych akceleratorów protonowych, w zależności od ich typu, wynoszą 10^{11} — 10^{13} protonów na sekundę. W ten sposób przy właściwym wykorzystaniu każdy akcelerator może zapewnić leczenie promieniowe kilku setkom ludzi dziennie, co odpowiada potrzebom większych miast lub nawet niewielkich państw. Akcelerator zbudowany specjalnie dla terapii protonowej o energii około 200 MeV kosztowałby kilka milionów rubli, dlatego zastosowanie terapii protonowej do leczenia raka z ekonomicznego punktu widzenia jest już dzisiaj w zupełności możliwe. Akcelerator cząstek α jest kilkakrotnie droższy od protonowego, wskutek czego na szerokie zastosowanie u nas terapii α w najbliższej przyszłości trudno jest liczyć. Szerokie zastosowanie w terapii naładowanych cząstek jest wstrzymywane nie tyle ze względów technicznych i ekonomicznych, ile ze względu na zupełnie inne czynniki, takie jak niedostateczne doświadczenie, brak przygotowanej kadry, trudności reorganizacji instytucji onkologicznych ze zdecentralizowanych na scentralizowane.

Perspektywy szerokiego zastosowania w medycynie mezonów π^- w dużym stopniu związane są z możliwością zbudowania dostatecznie tanich fabryk je

wytwarzających. Obecnie ocenia się, co jest zachęcające, że koszt budowy fabryki mezonów π^- na bazie liniowego akceleratora o energii 500 MeV wyniesie około 5 mln dolarów [30].

Parę słów o wyborze typu akceleratora do terapii protonowej. Może tu być kilka sposobów. Ponieważ przyspieszenie protonów do energii 200 MeV jest najprostsze i najtańsze w urządzeniach ze stałym polem magnetycznym, zatem mogą to być cyklotrony z rozdzielonymi orbitami, wykorzystujące spiralną wariację pola. Pozwalają one przyspieszać cząstki praktycznie do dowolnej energii w przedziale do maksymalnej. Do tych celów przydatne są również akceleratory liniowe z regulowaną energią protonów. Prawdopodobnie, nie mniej celowe będzie wykorzystanie synchrotronów protonowych, w których cząstki w ciągu całego cyklu akceleracji poruszają się po tej samej trajektorii. Energię wiązki określa się momentem czasu, przy którym wiązka wyprowadzana jest z akceleratora. Ten sposób wyprowadzenia jest sprawdzony dla synchrotronu Instytutu Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej (ITeF) i zyskał pełne uzasadnienie [31].

Ostatnio czynne akceleratory protonowe coraz częściej wykorzystywane są dla celów medycyny. Tak np. wytworzona została dla celów medycznych wiązka protonowa na akceleratorze w Carnegie Institute of Technology w Pittsburghu [32]. Akcelerator liniowy — iniektor gigantycznego akceleratora w Batawii — w odstępie między cyklami będzie produkować dla radioterapii chorych wiązkę o energii 200 MeV [33].

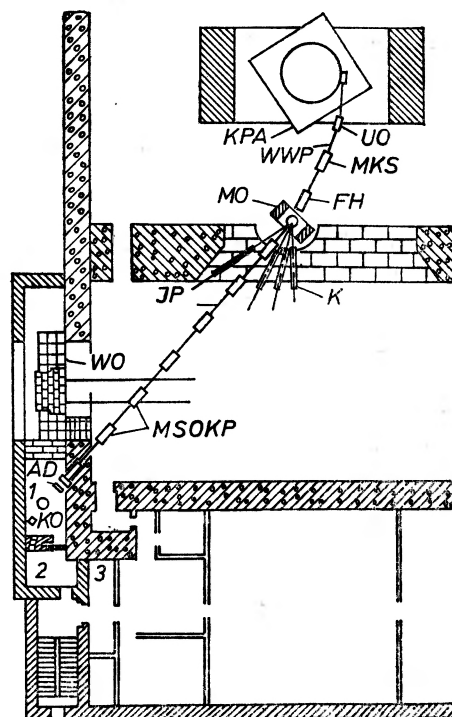
9. Technika napromieniania protonowego

Technika terapii promieniowej za pomocą wiązek protonowych istotnie różni się od techniki rentgenowskiej lub napromieniania gamma. Protony o wysokiej energii generuje się w złożonych, dużych akceleratorach, których koszt stanowi podstawową część kosztów ośrodka terapeutycznego. Urządzeń tych nie można przesuwać dokoła pacjenta, przesuwany powinien być sam chory.

Zalety wiązek protonowych w znacznym stopniu polegają na tym, że mogą one być dokładnie kształtowane zarówno pod względem wymiarów, jak i energii. Jeżeli tego nie wykorzystuje się, to przejście do terapii protonowej traci sens. Dlatego też w skład wyposażenia wchodzi specjalne urządzenia do transportu, ustawiania i kształtowania wiązki. Technikę wiązek protonowych opiszemy na kilku przykładach.

Energia wiązki protonowej powinna być w odpowiedni sposób wybrana. Przy wykorzystywaniu maksimum Bragga wielkość energii określa się głębokością położenia ogniska porażonego i powinno się ją wybierać indywidualnie. Przy napromienianiu „na wylot” nie ma potrzeby dokładnego justowania energii, lecz energia wiązki powinna być dostatecznie duża, aby sama wiązka mogła przeniknąć przez ciało chorego. Energia ta jednak nie powinna być zbyt duża, ponieważ jej wzrost powoduje szybkie zwiększanie się tła neutronowego.

Przy neurochirurgicznym napromienianiu „na wylot” wiązki protonowe wykorzystuje się bez uprzedniego spowalniania. Ich energia wynosi 160 MeV w Harvardzie i 185 MeV w Uppsali. W Berkeley napromienianie można przeprowadzać cząstkami α (910 MeV). W ITEF wykorzystuje się wiązkę protonową o energii 200 MeV.

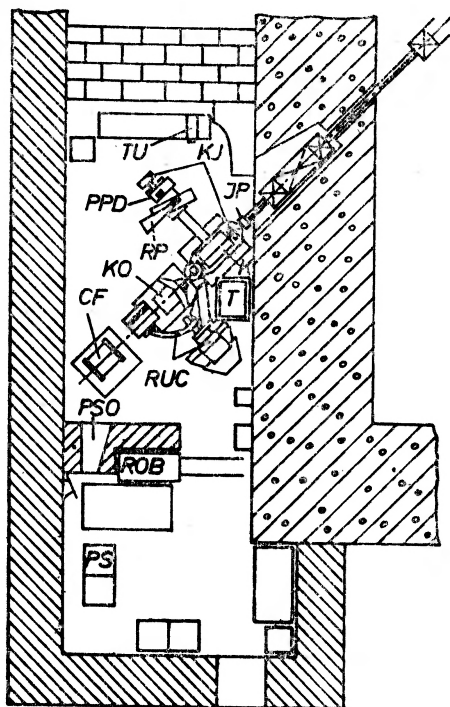


Rys. 11. Schemat formowania wiązki protonowej dla celów terapii i usytuowania pomieszczenia klinicznego w budynku synchrocyclotronu Laboratorium Problemów Jądrowych ZIBJ: KPA — komora próżniowa akceleratora, UO — układ odchylający, WWP — wyprowadzona wiązka protonów z energią 680 MeV, MKS — magnetyczna kwadrupolowa soczewka dla ogniskowania wiązki pierwotnej, FH — filtr hamowania, MO — magnes odchylający, K — kolimator, JP — jonowód próżniowy, MSOKP — magnetyczne soczewki ogniskujące kanału protonowego, WO — wrota ochronne, AD — aparatura dozymetryczna, KO — krzesło obrotowe, 1 — pomieszczenie kliniczne, 2 — pomieszczenie sterownicze, 3 — pomieszczenie dla lekaarskiej kontroli pacjentów

Napromienianie z wykorzystaniem maksimum Bragga przy wielu akceleratorach przeprowadza się z uprzednim spowalnianiem wiązki. Na rys. 11 podany jest schemat wyprowadzania i transportu protonowej wiązki dla celów terapii, opracowany w 1967 r. dla synchrocyclotronu 680 MeV w Laboratorium Problemów Jądrowych w Dubnej [34]. Wyprowadzona z komory próżniowej akceleratora wiązka protonowa o energii 680 MeV jest ogniskowana przy pomocy pary magnetycznych soczewek kwadrupolowych na spowalniacz wodny o gru-

bości około 160 g/cm^2 . Spowolnione protony oczyszczone są z domieszek zbędnych cząstek za pomocą magnesu odchylającego, a następnie transportowane na odległość około 30 m do pomieszczenia klinicznego, znajdującego się za grubą osłoną betonową. Wzdłuż drogi transportowania wiązki jest ustawionych siedem ogniskujących soczewek kwadrupolowych. Całą drogę do pacjenta wiązka przechodzi w przewodzie próżniowym. Pomieszczenie kliniczne składa się z kilku izb. W izbie 1 — zabiegowej — umieszcza się chorego wraz z niezbędnym dozymetrycznym wyposażeniem. Z izby 2 — pulpitu sterowniczego — dokonuje się dawkowania wiązki protonowej. Izba 3 jest wydzielona dla kontroli medycznej nad pacjentami. Pomieszczenia dolnej kondygnacji, znajdujące się pod izbami 1 i 2 wyposażone są w urządzenia rentgenowskie do porównywalnego badania radiobiologicznego oddziaływania fotonów i protonów.

Ogólny plan rozmieszczenia dozymetrycznej, skalującej i pomocniczej aparatury przeznaczonej dla kontroli i napromieniania wiązką protonów w Laboratorium Problemów Jądrowych ZIBJ jest pokazany na rys. 12 [35, 36]. Do po-



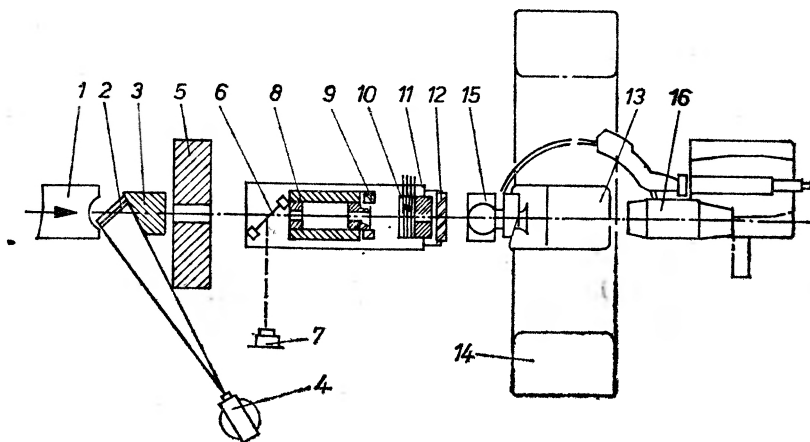
Rys. 12. Schemat rozmieszczenia aparatury dozymetrycznej, naprowadzającej i pomocniczej w klinicznym pomieszczeniu w budynku synchrocyclotronu Laboratorium Problemów Jądrowych ZIBJ. JP — jonowód próżniowy, K — kolimator, KJ — komora jonizacyjna, RP — ruchomy pozornik z pleksiglasu, PPD — profilujące półprzewodnikowe detektory dozymetryczne, KO — krzesło obrotowe, PSO — peryskopowy system do obserwacji obiektu napromienianego, CF — cylinder Faradaya, RUC — rentgenowskie urządzenie centrujące z aparaturą telewizyjną (T), ROB — ruchoma osłona betonowa, TU — telewizyjne urządzenie do obserwacji chorego, PS — pulpit sterowania

miaru natężenia wiązki protonowej wykorzystuje się cylinder Faradaya i płaskorównoległe komory jonizacyjne. Rozkład dawki określa się za pomocą ruchomych małowagarytowych detektorów krzemowych. W wielu przypadkach dawkę w nowotworze mierzy się bezpośrednio dozymetrami krzemowymi, wprowadzonymi do ciała ludzkiego. Detektory te pozwalają dokładnie naprowadzić maksimum Bragga na ognisko porażenia. Włączenie i wyłączenie akceleratora i doprowadzenie określonej wielkości dawki przeprowadza się automatycznie z izby sterowania. Przekrój poprzeczny wiązki dobiera się w zależności od kształtu nowotworu i reguluje się za pomocą specjalnego kolimatora, składającego się z zestawu ruchomych płytek. Na okres napromieniania chorego umieszcza się na krześle, które może się przesuwać w poziomej i pionowej płaszczyźnie i automatycznie obraca się dokoła osi pionowej w granicach wybranego przedziału kąтового. Ustawienie chorego na osi wiązki dokonuje się za pomocą optycznych urządzeń centrujących i aparatu rentgenowskiego z elektronowo-optycznym przetwornikiem. Obserwacja chorego prowadzona jest za pomocą kamery telewizyjnej i systemu peryskopowo-lustrzanego.

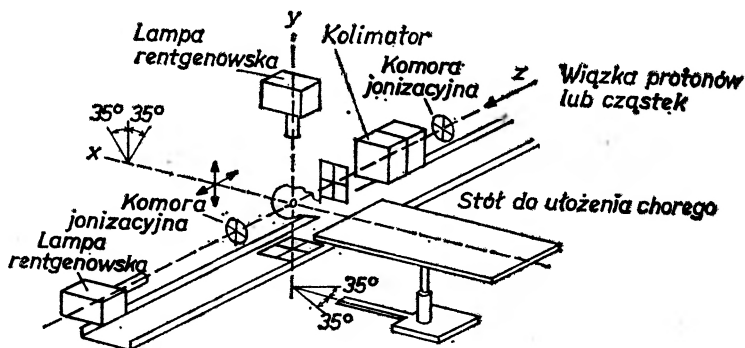
W celu wyprowadzenia wiązki z synchrotronu protonowego ITEF [31] w odpowiednim momencie cyklu akceleracji włącza się prąd w pętli impulsowej. Pole magnetyczne pętli w ciągu jednego obrotu wyrzuca protony z komory akceleratora i kieruje je do kanału próżniowego. Wiazkę odchyła się magnesem do pomieszczenia zabiegowego i ogniskuje także za pomocą soczewek magnetycznych. Filtr grzebieniowy (patrz rozdz. 3) nadaje wiązce pożądaną rozrzut energii. W celu zapewnienia jednorodności wiązki w ognisku zastosowano specjalne środki. Wiazka uprzednio przechodzi przez cienki ośrodek rozpraszający, a do terapii wykorzystuje się jej centralną część, najbardziej jednorodną, wyciętą za pomocą kolimatora. Wstępny dobór energii protonów określa się momentem wyrzutu wiązki. W celu bardziej płynnego doboru energii do wiązki wprowadza się pleksyglasowe płytki spowalniające. Intensywność wiązki wynosi $1,5 \cdot 10^{10}$ protonów/s na całe napromieniane pole.

Ogólny widok pomieszczenia zabiegowego ITEF pokazany jest na rys. 13. Chorego umieszcza się na krześle, które może obracać się wokół osi pionowej i przesuwać się w poprzek wiązki. Krzesło przymocowane jest na podnoszonej platformie. Obserwacje nad chorym przeprowadza się zdalnie za pomocą zamkniętego systemu telewizyjnego. Do ustawienia chorego na wiązce służy optyczne urządzenie centrujące promień świetlny, który skierowany jest wzdłuż osi wiązki protonowej. Obok chorego znajduje się aparatura rentgenowska. Obraz powstaje na ekranie przetwornika elektronowo-optycznego. Po wzmocnieniu jest on przekazywany na pulpit. Przed chorym umieszcza się monitor wiązki i filtr grzebieniowy z pleksyglasowymi spowalniaczami. W przedniej części pomieszczenia znajduje się urządzenie dla wewnątrzczaszkowych zabiegów przy użyciu wiązki protonowej (nie pokazane na rys.).

Na protonowej wiązce w Uppsali (Szwecja), w celu równomiernego rozkładu wiązki w ognisku nowotworu, nie rozprasza się jej jak w ITEF, a poddaje się działaniu skrzyżowanych pól magnetycznych. Na pulpicie przed operatorem



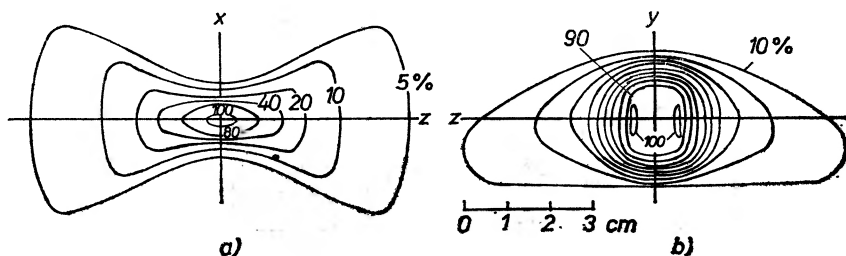
Rys. 13. Schemat rozmieszczenia aparatury do terapii promieniowej na synchrotronie protonowym TTEF. 1 — zakończenie kanału próżniowego, 2 — scyntylator, 3 — kłapa do zamknięcia wiązki, 4 — kamera telewizyjna, 5 — osłona biologiczna, 6 — lustro na błonie z majlaru, 7 — urządzenie do optycznego centrowania, 8 — kolimator, 9 — detektor indukcyjny, 10 — folie hamujące, 11 — kolimator końcowy, 12 — filtr grzebieniowy, 13 — krzesło obrotowe, 14 — urządzenie do podnoszenia krzesła, 15 — lampa rentgenowska, 16 — przetwornik elektronowo-optyczny



Rys. 14. Schemat rozmieszczenia aparatury do napromieniania przysadki mózgowej na akceleratorze w Berkeley

promień lampy elektronowego oscylografu powtarza ruch wiązki protonowej [37]. Na rys. 14 pokazane jest rozmieszczenie aparatury do wewnątrzczaszkowego zabiegu w Berkeley [38]. Chory leży na plecach, a jego głowa jest osłonięta maską, przygotowywaną specjalnie dla każdego chorego. W czasie napromieniania stół wraz z urządzeniem podtrzymującym głowę obraca się o $\pm 35^\circ$ dookoła osi pionowej. Oprócz tego głowa chorego obraca się o ten sam kąt wokół podłużnej osi ciała x . Ślad wiązki w ciele chorego stanowi dwa połączone wierzchołkami stożki, schodzące się w ognisku porażenia. Stożki posiadają grubą przesmyk, którego szerokość zbliżona jest do średnicy wiązki dla izolinii dawek

50%. Ta izolinia posiada kształt hantli, jak pokazano na rys. 15a (napromienianie protonami [7]). Rys. 15b ilustruje pole dawek, powstające przy napromienianiu z wykorzystaniem maksimum Bragga z kilku przeciwległych kierunków (cząstkami α).



Rys. 15. Izolinie dawek wiązki wykorzystywanej do napromieniania przysadki mózgowej w Berkeley: a) rotacyjne napromienianie protonami w sposób „na wylot”, b) napromienianie z różnych kierunków cząstkami α z wyprowadzeniem maksimum Bragga do przysadki

Operacje neurochirurgiczne za pomocą wiązki protonowej wymagają szczególnej ostrożności, ponieważ bezpośrednio w pobliżu porażonego ogniska znajdują się ważne dla życia ośrodki mózgu i grube naczynia krwionośne. Przy napromienianiu przysadki przesunięcie wiązki o 2—3 mm może doprowadzić do porażenia splotu nerwów wzrokowych i w następstwie do utraty wzroku. Przed operacją ognisko porażone naprowadza się (pod kontrolą rentgenowską) na skrzyżowanie poziomej i pionowej osi obrotu głowy chorego z dokładnością nie mniejszą niż 1 mm.

W Uppsali i Harvardzie do umocowania głowy chorego stosuje się wewnętrzną ramkę mechanizmu obrotowego, którą sztywno przymocowuje się do głowy pacjenta za pomocą specjalnych docisków. W ITEF do przymocowania głowy stosuje się uchwyty opierające się o czaszkę i kość nosową. Napromienianie miejsc wewnątrzczaszkowych z reguły przeprowadza się ze znieczuleniem, a częściej — pod pełną narkozą. Wyjątek stanowi wiązka kliniczna ITEF, gdzie udało się tego uniknąć.

10. Niektóre dane statystyczne

Napromienianie protonami po raz pierwszy zastosowano w Berkeley w 1954 r. Od tej pory do marca 1972 r. statystyka światowa podaje około 1000 chorych, którzy przeszli terapię protonową i alfa. Napromienianie stosowano przy złośliwych nowotworach o różnej lokalizacji (przełyk, przewód pokarmowy, gruczoły mleczne, płuca, krtani, kobiece organy płciowe) i w celu usunięcia nadczynności przysadki mózgowej (Choroba Cushinga, cukrzycowe zmiany dna oka, rak piersi z przerzutami).

W tabelicy 2 podane są parametry akceleratorów wykorzystywanych do badań klinicznych z wykorzystaniem wiązki protonów i cząstek alfa.

W Związku Radzieckim pod kierownictwem akademika N. N. Błochina i profesora A. I. Rudermana kliniczne zastosowanie protonów zainicjował Instytut Eksperymentalnej i Klinicznej Onkologii AMN ZSRR w 1967 r. w Dubnej i w 1969 r. w Moskwie.

W najbliższych latach oczekuje się wytworzenia wiązki medycznej w akceleratorze w Gieczynie (pod Leningradem).

Tablica 2

Parametry akceleratorów wykorzystywanych do badań klinicznych

Akcelerator	Cząstki, ich energie	Strumień (lub gęstość strumienia w wiązce)
Fazotron Laboratorium Radiacyjnego im. Lawrence'a, Berkeley, USA	p, 340 MeV α, 910 MeV	$2 \cdot 10^6 \text{sek}^{-1} \text{cm}^{-2}$
Fazotron Uniwersytetu w Harvardzie, Cambridge, USA	p, 160 MeV	$2 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^{10} \text{sek}^{-1}$
Fazotron Instytutu im. Gustawa Wernera, Uppsala, Szwecja	p, 185 MeV	$10^7 - 5 \cdot 10^{10} \text{sek}^{-1}$
Fazotron Laboratorium Problemów Jądrowych ZIBJ, Dubna, ZSRR	Akcelerator: p, 680 MeV Wiązka: p, 90—200 MeV	$5 \cdot 10^7 \text{sek}^{-1} \text{cm}^{-2}$, $10^9 \cdot \text{sek}^{-1}$
Synchrotron z silnym ogniskowaniem Instytutu Fizyki Teoretycznej i Eksperymentalnej (ITEF), Moskwa, ZSRR	Akcelerator: p, 7,2 GeV Wiązka: p, 70—200 MeV	$1,5 \cdot 10^{10} \text{sek}^{-1}$

Na razie trudno ocenić rezultaty leczenia nowotworów radioterapii cząstkami ciężkimi, ponieważ początkowo stosowano je często w końcowym stadium choroby.

W wielu przypadkach mówić o powodzeniu leczenia jeszcze jest za wcześnie, ponieważ nie minął przyjęty dla oceny wyników pięcioletni okres. Znaczną część chorych stanowią ludzie w podeszłym wieku, którzy w ciągu tego okresu czasu zmarli na skutek innych chorób. W związku z tym statystyka na razie jest niedostateczna. Tym niemniej zapoznanie się z wynikami niewątpliwie wykazuje, że napromienianie protonami daje nie gorsze wyniki lecznicze niż szeroko rozpowszechniane obecnie promieniowanie γ , przy czym nie powoduje ono pojawiania się pewnych reakcji, które przy terapii γ są prawie nieuniknione. Protonowa terapia otwiera szereg ważnych możliwości, które przy zwykłych metodach napromieniania są w ogóle niedostępne (bezkrwawa neurochirurgia, przedoperacyjne napromienianie dużymi dawkami, napromienianie miejsc blisko ważnych dla życia organów, itd.).

Problemy związane ze szczegółami i specyfiką leczenia różnych form chorobowych przekraczają ramy tego artykułu.

Ograniczymy się do wyliczenia liczby chorych, którzy przeszli kuracje wiązką ciężkich naładowanych cząstek. Niestety, dotychczas nie posiadamy pełnych danych z zagranicznych laboratoriów. Cyfry podane w tabl. 3 i 4 zaczer-

Tablica 3

Liczba chorych leczonych szeroką wiązką protonową

Choroba	Początek stosowania terapii	Ilość obserwacji	Publikacje
Rak płciowych narządów kobiecych	1957 r.	7	Uppsala 1959 r. [37]
	1959 r.	10	Uppsala 1964 r. [39]
Rak piersi z przerzutami	1960 r.	1	Berkeley 1963 r. [40]
Nowotwory mózgu	1961 r.	6	Harvard 1962 r. [9, 41], 1970 r.
	1961 r.	3	Berkeley 1963 r. [42]
	1964 r.	7	Uppsala 1967 r. [43]
Nowotwory jamy nosowej	1964 r.	10	Uppsala 1964 r. [44]
Rak krtani, przewodu pokarmowego i płuc	1967 r.	58*	Dubna 1971 r. [13]
Rak płciowych narządów kobiecych, nowotwory powierzchniowe skóry, nowotwory kości i stawów, przerzuty w węzłach chłonnych	1969 r.	144*	Moskwa 1971 r. [13]

* Dane z połowy 1972 r.

Tablica 4

Liczby chorych, którzy odbyli kuracje za pomocą wąskich wiązek protonów i cząstek α

Choroba	Początek naświetleń	Ilość obserwacji	Publikacje
Rak piersi z przerzutami	1954 r.	150	Berkeley 1969 r. [7]
	1962 r.	4	Harvard 1965 r. [45]
	1972 r.	19	Moskwa 1972 r. [46]
Cukrzycowe zmiany dna oka	1958 r.	166	Berkeley 1969 r. [7]
	1962 r.	23	Harvard 1968 r. [47]
Akromegalia	1958 r.	102	Berkeley 1969 r. [7]
	1963 r.	163	Harvard 1968 r. [47] Harvard 1971 r. [41]
Choroba Cushinga	1954 r.	17	Berkeley 1969 r. [7]
	1967 r.	28	Harvard 1971 r. [41]
Choroba Parkinsona	1958 r.	14	Uppsala 1967 r. [43]
	1962 r.	2	Harvard 1964 r. [48]

pnięte są z pozycji bibliograficznych [6, 18]. Dane dla dwóch protonowych wiązek w ZSRR pochodzą z połowy roku 1972.

Tempo prac klinicznych wstrzymywane jest na skutek tego, że akceleratory pracują w zasadzie dla fizyki i tylko rzadko dla medycyny. Tylko na akceleratorze ITEF między podstawowymi badaniami programuje się specjalne „medyczne” cykle. W ostatnich latach synchrocyclotron w Harvardzie przez większą część czasu wykorzystywany jest dla terapii promieniowej.

11. Zakończenie

Kliniczne zastosowanie wiązek protonowych (i wiązek cząstek α) dla leczenia nowotworów złośliwych przeszło okres początkowego sprawdzenia. Napromienianie tymi wiązkami, jak i wszystkie inne metody znane obecnie, nie rozwiązują radykalnie całego problemu walki z tak przykrą i ciężką chorobą jaką jest rak. Leczenie promieniowe wykorzystuje się już i, należy jasno zdać sobie sprawę, że terapia protonowa i terapia α są zawsze lepsze od terapii promieniami γ . Ciężkie naładowane cząstki pozwalają utworzyć pole dawek z dokładnością w głębokości i w poprzecznym przekroju, nieosiągalną dla innych metod. Brak ogólnego przedawkowania pozwala stosować o wiele większe dawki miejscowe i osiągnąć bardziej radykalne rezultaty. Wiązki te umożliwiają przeprowadzanie bezkrwawych zabiegów chirurgicznych i otwierają nowe perspektywy dla napromieniania przedoperacyjnego. Bardzo efektywne będzie również prawdopodobnie naświetlanie mezonami π^- . Problem ten wymaga jednak jeszcze badań.

Poziom rozwoju techniki akceleracji jest wystarczający do tego, ażeby już obecnie rozpocząć wyposażenie klinicznych ośrodków, zapewniających leczenie większości chorych poddawanych napromienianiu. Koszt tych urządzeń jest niezbyt wielki. W ten sposób na drodze klinicznego zastosowania ciężkich naładowanych cząstek stoją obecnie nie tyle techniczne, co historyczne i psychologiczne, bariery.

Szeroki rozwój metod terapii protonowej wymaga przebudowy systemu leczenia promieniowego przy chorobach onkologicznych. Niemożliwe jest posiadanie protonowych akceleratorów w każdej rejonowej poliklinice. Z drugiej strony, akceleratory protonowe zapewniają doprowadzenie niezbędnych dawek w ciągu kilku sekund, jeżeli nie części sekund. Podstawowy czas przy tym traci się nie na leczenie, a na ułożenie chorego. Akcelerator będzie prawidłowo wykorzystywany tylko wtedy, jeżeli wokół niego będzie zbudowany zespół pomieszczeń tak, aby wiązka była wyprowadzona do dowolnego z nich w miarę przygotowania pacjentów. W tych warunkach każdy akcelerator może zapewnić leczenie chorych z całego rejonu geograficznego i powinny być stworzone duże centra lecznicze obliczone na obsługę takich rejonów.

Zalety protonowego (a gdy to będzie dostępne i pionowego) napromieniania są na tyle poważne, że ta droga wydaje się nam konieczną do realizacji, niezależnie od trudności.

Na zakończenie autorzy poczuwają się do miłego obowiązku podziękowania prof. A. I. Rudermanowi, współpraca z którym umożliwiła opracowanie tego artykułu, jak również J. G. Żakowi i E. J. Minakowi, którzy przeczytali ten artykuł w rękopisie i wnieśli wiele ważnych uwag. Czczymy pamięć akademika I. J. Pomeranczuka, którego inicjatywa odegrała rolę w rozwoju protonowej terapii w ZSRR.

Thumaczył z rosyjskiego *Stawomir Chojnacki*

Literatura

- [1] M. L. Boone, A. L. Wiley, Jr., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-18(3), 36 (1971).
- [2] H. D. Suit, *Conference on Time and Dose Relationship in Radiation Biology as Applied to Radiotherapy*, Brookhaven Nat. Lab. BNL-50203 (C-57), 1970.
- [3] R. R. Wilson, *Radiology* 47, 487 (1946).
- [4] P. H. Fowler, D. H. Perkins, *Nature* 189, 524 (1961).
- [5] P. H. Fowler, *Proc. Phys. Soc.* 85, 1051 (1965).
- [6] J. H. Lawrence, C. A. Tobias, J. A. Linfoot, I. L. Born, E. Manougian, J. Lyman, *Usp. Fiz. Nauk* 92, 527 (1967).
- [7] C. J. L. Chong, J. A. Linfoot, J. H. Lawrence, *Radiol. Clinics North America* 2, 319 (1969).
- [8] B. Larsson, *Brit. J. Radiol.* 34, 143 (1961).
- [9] R. N. Kjellberg, W. H. Sweet, W. M. Preston, A. M. Koehler, *Trans. Am. Neurol. Ass.* 87, 216 (1962).
- [10] *Ispolzowanije w medycynie puczkwow tiazelych zariażennych czastic wysokich energij*, pod red. A. I. Rudermana, rotaprint WNIIMTI, Moskwa 1969.
- [11] W. P. Dzelepov, L. L. Goldin, *Mied. radiol.* 15 (5), 19 (1970).
- [12] *Primienienije tiazelych zariażennych czastic wysokich energij w radiobiologii i medycynie*, pod. red. A. A. Wołkowa i J. W. Woronina, rotaprint CNIRRI, Leningrad 1966.
- [13] W. P. Dzelepov, O. W. Sawczenko, W. I. Komarow, B. B. Bugarczew, L. L. Goldin, K. K. Onosowski, W. S. Choroszkow, M. F. Łomanow, N. N. Błochin, A. I. Ruderman, B. W. Astrachan, M. S. Weinberg, J. I. Minakowa, *4th Intern. Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy*, t. 13, UNO, New York — IAEA, Vienna 1972.
- [14] A. I. Ruderman, *Blizkofokusnaja röntgienoterapija*, Medycyna, Moskwa 1968.
- [15] M. Tiubina, Ż. Diutrieks, A. Diutrieks, P. Żokie, *Fiziczeskije osnovy luczewoj terapii i radiologii*, Medycyna, Moskwa 1969.
- [16] S. Prêtre, *Intern. Congress on Protection against Accelerator and Space Radiation*, t. 1, CERN 71—16, Geneva 1971, str. 300.
- [17] G. W. Barendsen, C. J. Koot, G. R. van Kerson, D. K. Bewley, S. B. Field, C. J. Parnell, *Intern. J. Rad. Biol.* 10, 317 (1966).
- [18] S. Stenson, praca doktorska, Acta Univ. Uppsaliens (Abstr. Med.), 1969.
- [19] W. Horst, B. Conrad, *Therapie* 105, 299 (1966).
- [20] S. I. Błochin, L. L. Goldin, J. L. Kleinbock, M. F. Łomanow, K. K. Onosowski, L. M. Pawłowski, W. S. Choroszkow, *Mied. radiol.* 15 (5), 64 (1970).
- [21] H. A. Thiessen, preprint Los Alamos Sci. Lab., LA-DC-9789 (1968).
- [22] W. H. Langhan, D. E. Groce, K. H. Harper, preprint Los Alamos Sci. Lab., LA-4490-P (1970).
- [23] M. F. Łomanow, *Mied. radiol.* 17 (1), 89 (1972).

- [24] N. N. Blochin, A. I. Ruderman, N. N. Triapieznikow, S. P. Jarmonienko, *Wiestn. AMN SSSR* 3, 46 (1971).
- [25] C. D. Zerby, W. E. Kinney, *Nucl. Instr. and Meth.* 36, 125 (1965).
- [26] L. Rosen, *Nucl. Appl.* 5, 379 (1968).
- [27] L. Rosen, w *High Energy and Nuclear Structure*, North-Holland, Amsterdam 1967.
- [28] Radiotherapy for TRIUMF, *Nucl. Eng. Intern.* 15, 966 (1970).
- [29] A. A. Głazow, J. N. Dienisow, W. D. Dżelepow, W. P. Dmitrijewskij, B. I. Zamolodoziczow, N. L. Zapłatin, W. W. Kolga, M. M. Komoczkwow, A. A. Kropin, L. I. Łapidus, A. I. Muchin, W. S. Roganow, preprint ZIBJ 9—3951, Dubna 1968.
- [30] L. Rosen, preprint Los Alamos Sci. Lab., LA-DC-12430 (1971).
- [31] L. Z. Barabasz, A. W. Barchudarian, L. L. Goldin, M. F. Łomanow, K. K. Onosowski, L. K. Plaszkiewicz, W. S. Choroszkow, *Mied. radiol.* 14 (4), 58 (1969).
- [32] M. H. Foss, J. G. Fox, K. Bannerjee, J. D. McAllister, J. Di Primio, *Radiol.* 98, 183 (1971).
- [33] S. D. Curtis, E. R. Gray, National Accel. Lab. Batavia Publ., NAL FN-236 (1971).
- [34] W. P. Dżelepow, W. I. Komarow, O. W. Sawczenko, *Mied. radiol.* 14 (4), 54 (1969).
- [35] B. W. Astrachan, W. F. Boriejko, B. B. Bugarczew, M. S. Weinberg, J. M. Wałujew, A. I. Kalinin, O. W. Sawczenko, W. P. Stiekolnikow, B. S. Krasnoborodow, B. N. Szarapow, *Mied. radiol.* 15 (7), 55 (1970).
- [36] *Miedycynskij protonnyj puczok laboratorii jądernych problem OIJI*, pod red. A. I. Rudermana i M. S. Weinberga, preprint ZIBJ P-5646, Dubna 1971.
- [37] S. Falkmer, B. Larsson, S. Stenson, *Acta Radiol.* 52, 217 (1959).
- [38] R. C. McCombs, *Radiol.*, 68, 797 (1957).
- [39] B. Fors, B. Larsson, A. Lindell, J. Naeslund, S. Stenson, *Acta Radiol.* (Stokholm) 5, 384 (1964).
- [40] J. H. Lawrence, C. A. Tobias, I. L. Born, A. Gottschalk, J. A. Linfoot, R. P. Kling, *J. Am. Med. Ass.* 186, 236 (1963).
- [41] A. M. Koehler, W. M. Preston, *Ann. Rept. Harvard Cyclotron Operations 1970—1971*, Cambridge, USA.
- [42] A. Gottschalk, J. Lyman, L. McDonald, Univ. Calif. Rad. Lab. Publ. 11184, Berkeley 1963, str. 121.
- [43] S. Graffman, B. Jung, B. A. Nohrman, R. Bergstrom, *Acta Radiol. Ther. Phys. Biol.* 6, 361 (1967).
- [44] S. Graffman, R. Hugosson, B. Jung, B. A. Nohrman, *Proc. of the 11th Intern. Congress of Radiology*, Rome 1965, str. 1050.
- [45] R. N. Kjellberg, R. A. Field, J. W. McMeel, W. H. Sweet, *ibid.*, str. 783.
- [46] L. L. Goldin, V. S. Khoroshkov, M. F. Lomanov, E. I. Minakova, A. I. Ruderman, K. K. Onosorsky, *Radiological Use of the ITEP Proton Accelerator*, 3rd Intern. Conference on Medical Physics Including Engineering, Göteborg 1972.
- [47] R. N. Kjellberg, A. S. Shintani, A. G. Frantz, B. Kliman, *New Engl. J. Med.* 278, 689 (1968).
- [48] R. N. Kjellberg, A. M. Koehler, W. M. Preston, W. H. Sweet, w *Response of the Nervous System to Ionising Radiations*, Little Brown and Co., Boston 1964.

Stanisław Michalak

Instytut Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego
Łódź

Promieniowanie przejścia i jego zastosowania

Transition Radiation and Its Applications

Abstract: The paper presents the state of studies on the Transition Radiation and its applications with special considerations of relativistic optical and X-ray transition radiation.

1. Wstęp

Niniejszy artykuł ma na celu zaznajomienie czytelnika z obecnym stanem badań podstawowych i zastosowań zjawiska promieniowania przejścia. Na ten temat był zamieszczony artykuł w „Postęпах Fizyki” w roku 1968 [1]. Podany został w nim spis prac oryginalnych. Zwalnia to w pewnym stopniu autora z omawiania niektórych starszych prac i pozwala na bardziej szczegółowe przedstawienie prac najnowszych, zwłaszcza omawiających wykorzystanie promieniowania przejścia do detekcji cząstek naładowanych oraz badań własności dielektrycznych ośrodków generujących promieniowanie. Śledząc rozwój badań nad tym promieniowaniem można stwierdzić, że począwszy od fundamentalnej pracy Ginzburga i Franka [2] z 1946 roku, w której przewidziano istnienie promieniowania przejścia i podano jego najważniejsze charakterystyki, aż po prace najnowsze — przewija się myśl wykorzystania tego zjawiska w innych działach fizyki, a nawet techniki. Szczególnie frapującą była możliwość wykorzystania promieniowania przejścia do detekcji cząstek naładowanych. Przykładem było wykorzystanie podobnego typu zjawiska, mianowicie promieniowania Czerenkowa. Jednakże w przypadku promieniowania przejścia nie nastąpiło to tak szybko, jak się początkowo spodziewano, tzn. w latach 50. i w początkach lat 60. Wiązało się to chyba z tym, że nie przeprowadzono systematycznych badań podstawowych, przede wszystkim doświadczalnych i w związku z tym dopiero obecnie można spodziewać się praktycznych rozwiązań wykorzystania promieniowania przejścia. Odnosi się to szczególnie do

detekcji cząstek naładowanych i wyznaczania stałych optycznych różnych materiałów. Inne propozycje wykorzystania, jak np. do generacji elektromagnetycznych fal milimetrowych, badania własności powierzchni ciał, na razie nie doczekały się realizacji.

2. Podstawowe własności promieniowania przejścia

Przypomnijmy, że promieniowanie przejścia powstaje wtedy, gdy naładowana elektrycznie cząstka przecina granicę rozdzielającą dwa ośrodki o różnych własnościach dielektrycznych. Po raz pierwszy Frank i Ginzburg, a następnie inni fizycy wykazali teoretycznie na gruncie praw elektrodynamiki klasycznej, że na powierzchni którą przecina cząstka, powstaje promieniowanie. Przy tym, co jest charakterystyczne dla tego zjawiska, cząstka porusza się jednostajnie nie tracąc energii kinetycznej. Można więc wnioskować, że energia powstającego promieniowania pojawia się kosztem energii wewnętrznej ośrodka (lub ośrodków). Obecność przelatującej cząstki zmienia lokalnie stan energetyczny ośrodka i część jego energii może zamienić się w energię promieniowania elektromagnetycznego. Można by więc powiedzieć obrazowo, że ośrodek lokalnie (w punkcie przecięcia cząstki z powierzchnią) oziębia się. Emitowana energia dW promieniowania przejścia w jednostkowym kącie bryłowym $d\Omega$, na jednostkowy przedział częstości $d\omega$ dla cząstki naładowanej przecinającej prostopadle powierzchnię rozdzielającą próżnię i ośrodek o stałej dielektrycznej ε (na ogół zespolonej) — jest dana wzorem:

$$\frac{d^2W}{d\omega \cdot d\Omega} = \frac{e^2\beta^2}{\pi^2c} \cdot \frac{\sin^2\theta \cdot \cos^2\theta}{(1 - \beta^2\cos^2\theta)^2} \cdot \left| \frac{(\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 + \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta})}{(\varepsilon \cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta})(1 + \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta})} \right|^2 \quad (1)$$

gdzie e — jest ładunkiem cząstki, $\beta = \frac{v}{c}$, v — prędkość cząstki, zaś θ kąt emisji w stosunku do kierunku ruchu cząstki. Szczegółowa analiza pozwoliła przewidzieć własności i charakterystyki promieniowania przejścia. Wygodnie będzie dla naszych dalszych rozważań przeprowadzenie podziału według dwóch kryteriów. Po pierwsze: ze względu na prędkość cząstki generującej można rozpatrywać promieniowanie w zakresie nierelatywistycznym (a) i relatywistycznym (b). Po drugie: ze względu na zakres częstości (lub długości fal) powstałego promieniowania przejścia na zakres optyczny (a) i rentgenowski (b). Należy podkreślić, że według (1) widmo częstości promieniowania przejścia jest ciągle i zależy od ε i θ . Rozciąga się (teoretycznie) od częstości „zerowych”, poprzez częstości zakresu optycznego aż do częstości bardzo dużych w zakresie promieniowania rentgenowskiego. Stała dielektryczna ε jest także funkcją częstości, daną wzorem:

$$\varepsilon(\omega) = [n(\omega) \cdot (1 - i\kappa(\omega))]^2, \quad (2)$$

gdzie $n(\omega)$ — współczynnik załamania, $\kappa(\omega)$ — współczynnik pochłaniania ośrodka. Analiza wzoru (1) prowadzi do wniosków, które zostaną omówione kolejno wg przyjętego podziału.

3. Zakres nierelatywistyczny

Wzór (1) przy $\beta \cong 0$ upraszcza się do wyrażenia:

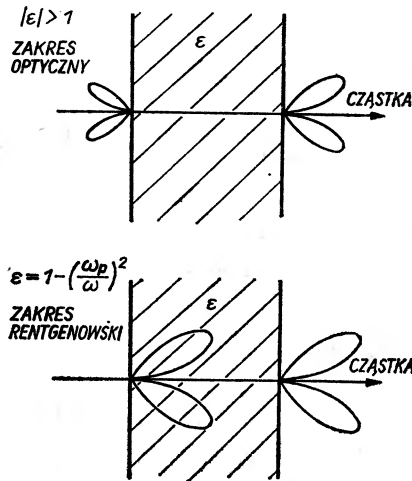
$$\frac{d^2W}{d\Omega \cdot d\omega} = \frac{e^2v^2}{\pi^2c^3} \cdot \sin^2\theta \cdot \cos^2\theta \cdot \left| \frac{(\varepsilon-1)}{(\varepsilon \cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta})} \right|^2. \quad (3)$$

Pozwala to przewidzieć liniową zależność natężenia promieniowania przejścia od energii cząstki generującej, rozkład kątowy promieniowania z jednym maksimum dla θ równego około 60° i spadkiem energii promieniowania do zera dla kątów $\theta = 0^\circ$ i 90° . Promieniowanie jest liniowo spolaryzowane w płaszczyźnie wyznaczonej przez wektor prędkości cząstki i emitowany promień światła. Posiada jednakowe natężenie, wysyłane „w przód” i „do tyłu”. Rozkład energii w widmie, zależny od stałej ε i kąta obserwacji θ wykazuje dla większości materiałów (radiatorów promieniowania) wzrost przy przejściu do fal krótszych (lub wzroście częstości). Ponieważ własności dielektryczne ośrodków są dobrze określone w zakresie częstości optycznych i ultrafioletu, więc praktycznie tylko w tym zakresie promieniowanie przejścia występuje. A więc teoretyczne przesłanki wskazują, że dla zakresu nierelatywistycznego możemy oczekiwać promieniowania o częstościach optycznych.

W końcu lat 50. i w latach 60. przeprowadzone badania doświadczalne potwierdziły wnioski teorii. Jako cząstek generujących promieniowanie przejścia używano głównie elektronów o energiach od 0,6 keV do ok. 100 keV i prądach wiązki elektronowej od ok. 0,1 μA do kilkuset μA . Używano także wiązek protonów, aby potwierdzić niezależność powstawania promieniowania przejścia od rodzaju cząstek. Przebadano różne materiały (jako radiatory-tarcze), głównie metale, których stałe optyczne są znane. Stwierdzono, że wraz z promieniowaniem przejścia generowane są także inne rodzaje promieniowania, jak np. długofalowe promieniowanie hamowania, luminescencja, tzw. promieniowanie plazmonowe i inne. Na ogół, ich udział w ogólnym rejestrowanym natężeniu jest niewielki w stosunku do natężenia promieniowania przejścia i w zasadzie łatwo daje się oddzielić ze względu na charakterystyczną polaryzację promieniowania przejścia. Dotychczas nie wykorzystano go w zakresie nierelatywistycznym w innych dziedzinach fizyki lub w technice, chociaż badania podstawowe, teoretyczne i doświadczalne dają stosunkowo pełny obraz zjawiska. Wydaje się, że można będzie wykorzystać promieniowanie przejścia do badań powierzchni i chyba będą one wkrótce podjęte.

4. Zakres relatywistyczny

W tym zakresie cząstka generująca promieniowanie przejścia może poruszać się z dowolną prędkością, przy czym charakter samego promieniowania można obrazowo przedstawić na rys. 1 dla zakresu optycznego (a) i rentgenowskiego (b)



Rys. 1. Promieniowanie przejścia w zakresie optycznym (a) i rentgenowskim (b)

(b). W pierwszym przypadku $|\epsilon| \gg 1$ i natężenia promieniowania „do tyłu” i „w przód” są równe, zaś w drugim $\epsilon \approx 1$ — natężenie promieniowania „do tyłu” jest znikomo małe i można je zaniedbać. Jeżeli w zakresie relatywistycznym wartość $\beta \rightarrow 1$, a więc i czynnik Lorentza $\gamma \left(= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right) \gg 1$, to całkowita energia promieniowania przejścia może być obliczona przez scałkowanie wyrażenia (1) po wszystkich kątach θ w interesującym zakresie częstości ω . Wtedy energia ta w zakresie optycznym wynosi:

$$W_{\text{opt}} = \frac{2e^2}{\pi c} (\ln 2\gamma - 3/2) \cdot \Delta\omega, \quad (4)$$

gdzie $\Delta\omega$ jest zakresem częstości optycznych. Widać, że w tym zakresie energia promieniowania przejścia jest proporcjonalna do $\ln \gamma$ naładowanej cząstki. Wykazano jednakże, że jeżeli ograniczyć się tylko do wąskiego stożka promieniowania (np. ograniczając kąt bryłowy detektora promieniowania), to zależność energii W_{opt} staje się silniejsza od γ aniżeli w (4).

W zakresie rentgenowskim całkowita energia promieniowania jest dana przez

$$W_{\text{rentg}} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \omega_p \cdot \gamma \quad (5)$$

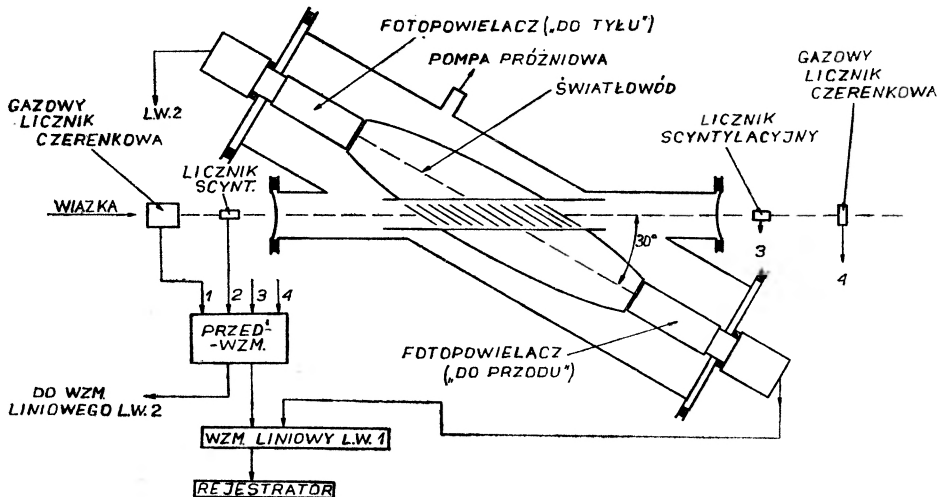
czyli w tym zakresie zależność jest liniowa od γ (ω_p jest tzw. częstotliwością plazmową zależną od gęstości elektronów ośrodka). Istnieje w tym przypadku częstota graniczna ω_g widma promieniowania dla danej energii cząstki, związana z częstotliwością ω_p

$$\omega_g = \omega_p \cdot \gamma. \quad (6)$$

A więc częstota graniczna rośnie proporcjonalnie do całkowitej energii cząstki. Analizowano także teoretycznie przypadek promieniowania w szerokim stożku, czyli dla kątów $\theta \gg \sqrt{1-\beta^2}$ i wykazano, że rozkłady kątowe i widmowe promieniowania zależą od wartości stałej dielektrycznej ośrodka i ich przebiegi nie są symetryczne względem kierunku prędkości cząstki.

Może to być więc podstawą do wyznaczania własności optycznych ośrodków przez odpowiedni pomiar charakterystyk promieniowania przejścia.

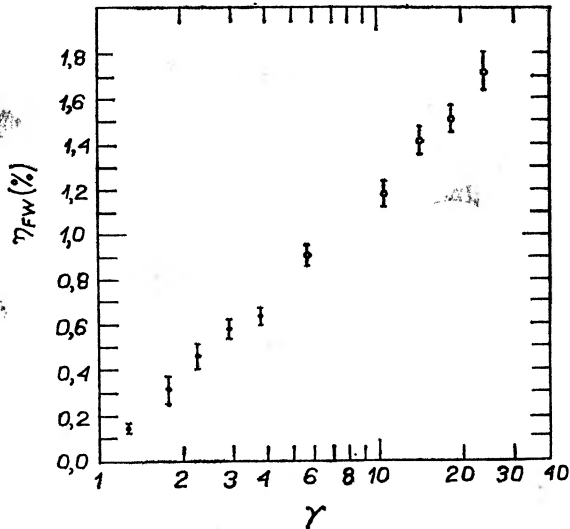
Badania doświadczalne w zakresie relatywistycznym energii cząstek generujących promieniowanie przejścia podjęto w latach 60., w ośrodkach dyspo-



Rys. 2. Schemat urządzenia detektora promieniowania przejścia

nujących potężnymi akceleratorami do nadania dużych energii (rzędu dziesiątków MeV i więcej) cząstkom. Należy wymienić głównie dwa ośrodki naukowe: grupę uczonych ormiańskich z Erywania na czele z A. I. Alichianem, G. M. Garibianem i M. L. Ter-Mikaelianem, oraz grupę uczonych amerykańskich z Brookhaven, na czele z L. C. L. Yuanem. Wykonano szereg prac doświadczalnych mając przede wszystkim na uwadze wykorzystanie zjawiska promieniowania przejścia do detekcji cząstek o dużych i skrajnie wysokich energiach. Prace te nie przyniosły początkowo takiego sukcesu, jakiego oczekiwano. Obecnie możemy jednak uważać, że zgromadzono dostatecznie bogaty materiał doświadczalny i teoretyczny, aby rozwiązania praktyczne zakończyły się pełnym sukcesem.

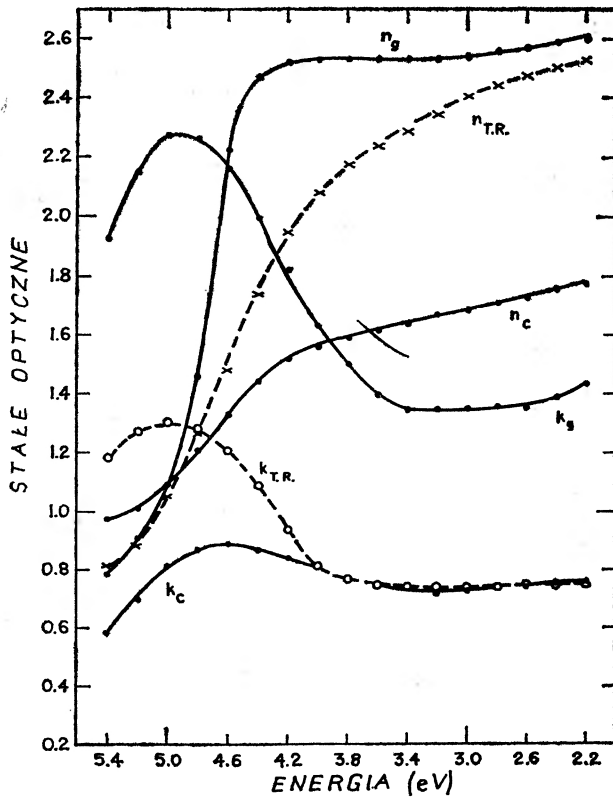
Promieniowanie przejścia badano w zakresie optycznym i rentgenowskim, używając elektronów o energiach w zakresie od 0,3 do ok. 2 MeV (prace [3—5]). Jako przykład na rys. 2 pokazano schematycznie układ aparaturowy (z pracy [3]). Radiatorem był zespół 116 metalowych płytek jednakowego kształtu, równoległych od siebie. Wyniki doświadczalne potwierdzają logarytmiczną zależność optycznego promieniowania przejścia od γ nadlatującej cząstki (patrz wykres z [3] na rys. 3). Stwierdzono także, że w zakresie optycznym wykorzystanie promieniowania przejścia do detekcji cząstek nie rokuje nadziei. Natomiast wykorzystano je do wyznaczania stałych optycznych węgla (DiNardo i Goland [6]). Do badania użyto cienkich węglowych płytek (rzędu kilku-



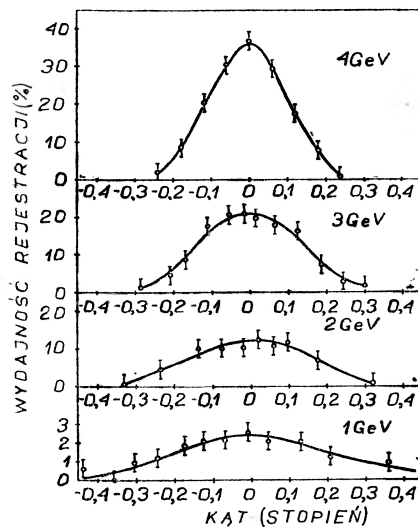
Rys. 3. Logarytmiczna zależność natężenia optycznego promieniowania przejścia od γ generującej cząstki

set Å) napyłonych w próżni. Nie posiadają one wyraźnej struktury i są mieszaniną amorficznego węgla i grafitu. Stałe optyczne warstwy napyłonej otrzymano przez dopasowanie wyników doświadczalnych do teoretycznie obliczonych przy zastosowaniu stałych optycznych grafitu i amorficznego węgla. Na rys. 4 pokazano z tej pracy [6] otrzymane wyniki. Jest to pierwsza próba zastosowania promieniowania przejścia do wyznaczenia stałych optycznych ośrodka w obszarze długości fal dalekich od obszaru przezroczystości.

Badania promieniowania w zakresie rentgenowskim rozpoczęto w połowie lat 60. przez grupę radziecką (prace [7—11]). Do generacji promieniowania używano przede wszystkim elektronów w zakresie energii 0,25—4 GeV, wykorzystując jako radiatory różne ośrodki warstwowe (m. in. styropian, szkło, mikię itp.). Grupa amerykańska także wykonała szereg prac z tego zakresu (prace [12—15]). Dla ilustracji przedstawimy bardziej szczegółowo wyniki prac tej grupy. Wykonano obszerne badania rentgenowskiego promieniowania przej-

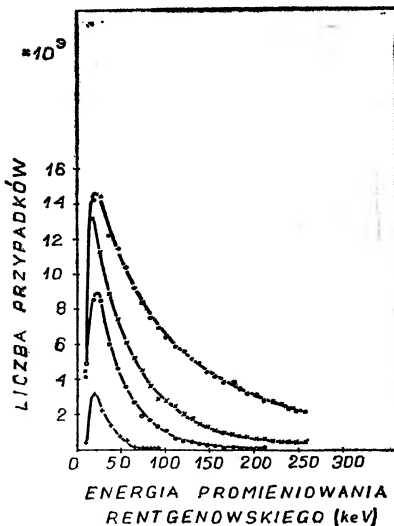


Rys. 4. Porównanie stałych optycznych amorficznego węgla (n_c , k_c), grafitu, (n_g , k_g) i napyłonej warstwy węglowej używanej w doświadczeniu (n_{TR} , k_{TR})



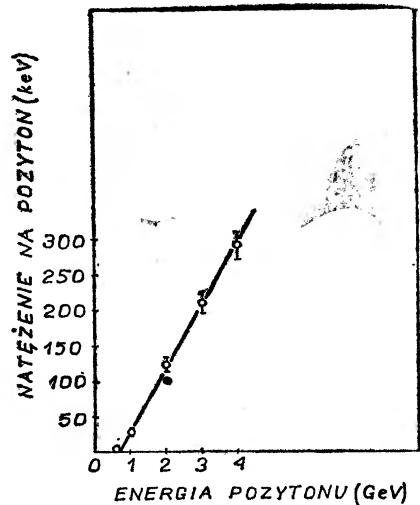
Rys. 5. Rozkłady kątowe rentgenowskiego promieniowania przejścia dla 4, 3, 2 i 1 GeV energii pozytonów. Kąty są liczone od kierunku wiązki pozytonów

ścia, wykorzystując wiązkę pozytonów o dużej energii, otrzymanej z synchrotronu elektronowego 6 GeV z CEA (Cambridge Electron Accelerator). Radiatorem promieniowania był blok składający się z 231 cienkich folii glinowych, z tzw. mylaru aluminizowanego i innych materiałów. Za radiatorem był ustawiony detektor germanowy (aktywowany litem), zaś wiązkę pozytonów usuwano silnym magnesem. Rozmiary geometryczne wiązki wyznaczał teleskop scyntylacyjny dając jednocześnie sygnał uruchamiający detektor germanowy. Wykalibrowano go w zakresie detekcji promieniowania rentgenowskiego od ok. 3 do 270 keV. Pomiary wykonano dla pięciu różnych energii pozytonów (4, 3, 2, 1 i 0,6 GeV). Na rys. 5 pokazano zmierzone rozkłady kątowe dla tych



Rys. 6

Rys. 6. Widma energetyczne rentgenowskiego promieniowania przejścia dla 4, 3, 2 i 1 GeV energii pozytonów



Rys. 7

Rys. 7. Całkowita energia rentgenowskiego promieniowania przejścia w funkcji energii pozytonów. Kółka oznaczają wyniki eksperymentalne, czarna kropka wartość teoretyczną

energii (próg czułości detektora był właśnie ustawiony na 0,6 GeV), zaś na rys. 6 zmierzone widma energetyczne dla tych energii pozytonów. Przez scałkowanie widm energetycznych po rozkładach kątowych odpowiednio dla poszczególnych energii otrzymano całkowitą energię rentgenowskiego promieniowania przejścia pokazaną na wykresie rys. 7. Czarna kropka na tym rysunku oznacza wartość teoretyczną wyliczoną z teoretycznych widm energetycznych z uwzględnieniem absorpcji promieniowania w radiatorze przy zastosowaniu rachunku Monte Carlo. Z wykresu widać, że liniowa zależność natężenia rentgenowskiego promieniowania przejścia zgadza się z przewidywaną według wzoru (5). Oszacowano także liczbę fotonów X emitowanych przez radiator przy przejściu pozytonu o energii 2 GeV ($\gamma = 4000$). Wynosi ona około 10. Można więc

wyciągnąć wniosek zasadniczy, że jest możliwe wykorzystanie rentgenowskiego promieniowania przejścia do wyznaczenia wartości γ dla cząstek o skrajnie wysokich energiach. Dalsze badania winny doprowadzić do technicznych rozwiązań odpowiedniego detektora.

5. Zakończenie

W poprzednim artykule wspomniano o badaniach promieniowania przejścia prowadzonych w Polsce oraz w innych ośrodkach europejskich i pozaeuropejskich. W zakresie relatywistycznym, o którym była głównie mowa w tym artykule, liczą się tylko wspomniane dwa ośrodki (radziecki i amerykański). Dalszy więc rozwój badań w tym zakresie będzie zależeć tylko od tych ośrodków, lub innych posiadających potężne akceleratory, które podejmą badania w tym kierunku.

Literatura

- [1] S. Michalak, *Postępy Fizyki* **14**, 13 (1968).
- [2] W. Ł. Ginburg, I. M. Frank, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **16**, 15 (1946).
- [3] F. W. Inman, J. J. Murray, *Phys. Rev.* **142**, 272 (1966).
- [4] A. F. Gienning, *Izv. VUZ Fiz. SSSR* **10**, 134 (1970).
- [5] R. P. DiNardo, A. N. Goland, *Phys. Rev.* **B4**, 1700 (1971).
- [6] R. P. DiNardo, A. N. Goland, *JOSA* **61**, 1321 (1971).
- [7] F. R. Arutiunian, K. A. Isparian, A. G. Oganjesjan, *Yad. Fiz.* **1**, 842 (1965).
- [8] F. R. Arutiunian, K. A. Isparian, A. G. Oganjesjan, A. A. Frangian, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **52**, 1121 (1967).
- [9] A. A. Franghian, P. R. Harutiunian, G. A. Hekinian, A. A. Nasarian, *Phys. Lett.* **34B**, 227 (1971).
- [10] K. M. Abakian, A. I. Alichanian, G. M. Garibian, M. P. Lorikian, K. K. Szichljarow, *Izv. AN Arm. SSR Fiz.* **5**, 267 (1970).
- [11] A. I. Alichanian, G. M. Garibian, M. P. Lorikian, K. K. Szichljarow, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma* **13**, 201 (1971).
- [12] L. C. L. Yuan, C. L. Wang, S. Prünster, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 496 (1969).
- [13] L. C. L. Yuan, C. L. Wang, H. Uto, S. Prünster, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1511 (1970).
- [14] L. C. L. Yuan, C. L. Wang, H. Uto, S. Prünster, *Phys. Lett.* **31B**, 603 (1970).
- [15] L. C. L. Yuan, H. Uto, G. F. Dell, C. L. Wang, *Bull. Am. Phys. Soc.* **16**, 66 (1971).

Roman Stanisław Ingarden

Instytut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń

O podstawach teorii laserów *

On Foundations of Laser Theory

Abstract: Three main schools of thought in laser theory (Scully-Lamb, Haken-Lax and Ingarden-Kossakowski) are shortly reviewed and compared with the recent axiomatic approach by Hepp and Lieb to the Haken-Lax theory. Three levels of abstraction are distinguished: that of quantum field-theory of the complete system (including the surroundings) — the microscopic level, that of stochastic non-hamiltonian quantum mechanics — the semi-macroscopic level, and that of information thermodynamics — the macroscopic level. The last two levels give theories of a laser as an open system, a dynamical and a thermodynamical one.

H. Haken, jeden z twórców teorii laserów, wyraził się niedawno, że teoria laserów przypomina kameleona [4]. Chodziło mu o to, że teoria ta nabiera zupełnie innych znaczeń zależnie od punktu widzenia i tła, na którym jest rozpatrywana. Właśnie m. in. w szkole stuttgarckiej, której Haken przewodzi, zaczęto rzutować pojęcia i metody rozwinięte w teorii laserów na rozmaite trudne i niejasne problemy fizyki i innych nauk, nawet takich jak socjologia i ekonomia polityczna. Powstała stąd pewnego rodzaju nowa ideologia naukowa została nazwana przez jej twórców „synergetyką” [5]. Nazwa ta ma sugerować, że chodzi o kolektywne zachowanie się energetyczne układów wieloskładnikowych o bardzo różnorodnej strukturze i różnorodnym składzie (*cooperative phenomena in multi-component systems*). Zachowanie tych układów może być różnych ty-

* Rozszerzony tekst odczytu pt. „Przegląd najnowszych teorii laserów” wygłoszonego 23.4.1974 r. w Poznaniu na VI Konferencji Elektroniki Kwantowej i Optyki Nieliniowej. Chociaż artykuł niniejszy stanowi całość sam dla siebie, stanowi on pod względem pojęciowym kontynuację poprzednich artykułów autora w „Postęпах Fizyki” [1], [2], [3], a także odczytu autora na poprzedniej konferencji w Poznaniu [15]. Jeśli chodzi o lasery i światło laserowe z doświadczalnego i technicznego punktu widzenia p. artykuły w *Postęпах Fizyki*: L. Gabły 13 395 (1962), H. Klejmana 20, 353 (1969) i Z. Leś 24, 645 (1973). (Przyp. aut.).

pów i mogą zachodzić „przejścia fazowe” pomiędzy tymi typami. Sądzę, że choć uogólnienia te są tak daleko sięgające, można je jeszcze dalej rozwijać i pogłębiać. Istota rzeczy leży bowiem w tym, że teoria laserów, choć dotyczy specjalnych i raczej sztucznych urządzeń, stanowi znakomity model teoretyczny, na którym nie tylko można, ale wprost musi się wypróbować w działaniu wiele bardzo podstawowych, ale tym nie mniej jak dotychczas niejasnych i niedostatecznie sprawdzonych pojęć, postulatów i twierdzeń fizyki. Laser nie działa, jeśli nie występuje w jego układzie „dyssypacja”, tj. rozpraszanie energii na zewnątrz (od łacińskiego *dissipare* rozpraszać, roztrwonić), a także „pompowanie”, tj. rodzaj sterowania z zewnątrz. Widzimy więc, że jest to typowy układ otwarty, dla którego działania istotna jest wymiana z otoczeniem nie tylko energii, ale także informacji czyli entropii. Chodzi przy tym nie tylko o to, że w układach niezachowujących energię zmienia się na ogół entropia, ale także o to, że przy sterowaniu może się zmienić entropia bez zmiany energii, np. przez zmianę kierunku szybkości przy zachowaniu bezwzględnej wartości szybkości. Mimo zainteresowania układami otwartymi od czasów Arystotelesa, który rozważał ruchy z tarcieniem, teoria tych układów jest wciąż jeszcze w zaczątkach, jeśli porównać ją z teorią układów izolowanych (potencjalnych, zachowawczych, hamiltonowskich, zamkniętych), znakomicie rozwiniętą od czasów Newtona, Lagrange’a i Hamiltona. Nic więc dziwnego, że teoria laserów rozpoczęła się od opisu fenomenologicznego i pólfenomenologicznego, a przy próbach ujęcia statystycznego cierpiała przez długi czas na beznadziejną niejasność metodologiczną, przemycanie różnych dodatkowych założeń w trakcie wywodów itp. Nie znaczy to, że trudności tego rodzaju wystąpiły tylko w teorii laserów, przeciwnie są one raczej typowe dla wielu nowszych badań fizycznych, biofizycznych itd. Z powodu jednak względnej prostoty struktury fizycznej laserów (gdy porównać ją np. z komplikacją układów otwartych występujących w biologii), teoria laserów stała się pewnego rodzaju „zwierzątkiem doświadczalnym” nowej fizyki układów otwartych, którego znaczenie można porównać do roli muszki owocowej *Drosophila melanogaster* i bakterii *Escherichia coli* odegranej przy wyjaśnieniu mechanizmu dziedziczenia. Istotnie, w ostatnich kilku latach nastąpiło znaczne wyklarowanie wielu podstawowych problemów fizyki układów otwartych właśnie na modelu lasera i intensywne prace w tym kierunku jest kontynuowana. Należy podkreślić, że pogłębianie tych prac wiąże się raczej z upraszczaniem rozważanych modeli (a więc często przeciwnie do życzeń doświadczalników), chodzi bowiem o możliwość uzyskania ścisłych rozwiązań, które jedynie dają głębszy wgląd w istotę rzeczy. Z tego względu można mówić o pewnej rozbieżności poglądów na obecny stan teorii laserów. Z teoretycznego punktu widzenia można uważać, że pełne i matematycznie całkowicie poprawne rozwiązanie problemu działania lasera leży dopiero przed nami. Z drugiej strony w opinii większości doświadczalników teoria laserów jest już praktycznie zamknięta i gotowa, gdyż opracowano już z dużym stopniem dokładności wielką liczbę różnych modeli i wariantów konstrukcyjnych (np. Arecchi i Schultz-DuBois, redaktorzy znakomitego „Laser Handbook” piszą we wstępie do tego

pów i mogą zachodzić „przejścia fazowe” pomiędzy tymi typami. Sądzę, że choć uogólnienia te są tak daleko sięgające, można je jeszcze dalej rozwijać i pogłębiać. Istota rzeczy leży bowiem w tym, że teoria laserów, choć dotyczy specjalnych i raczej sztucznych urządzeń, stanowi znakomity model teoretyczny, na którym nie tylko można, ale wprost musi się wypróbować w działaniu wiele bardzo podstawowych, ale tym nie mniej jak dotychczas niejasnych i niedostatecznie sprawdzonych pojęć, postulatów i twierdzeń fizyki. Laser nie działa, jeśli nie występuje w jego układzie „dyssypacja”, tj. rozpraszanie energii na zewnątrz (od łacińskiego *dissipare* rozpraszać, roztrwonić), a także „pompowanie”, tj. rodzaj sterowania z zewnątrz. Widzimy więc, że jest to typowy układ otwarty, dla którego działania istotna jest wymiana z otoczeniem nie tylko energii, ale także informacji czyli entropii. Chodzi przy tym nie tylko o to, że w układach niezachowujących energię zmienia się na ogół entropia, ale także o to, że przy sterowaniu może się zmienić entropia bez zmiany energii, np. przez zmianę kierunku szybkości przy zachowaniu bezwzględnej wartości szybkości. Mimo zainteresowania układami otwartymi od czasów Arystotelesa, który rozważał ruchy z tarciem, teoria tych układów jest wciąż jeszcze w zaczątkach, jeśli porównać ją z teorią układów izolowanych (potencjalnych, zachowawczych, hamiltonowskich, zamkniętych), znakomicie rozwiniętą od czasów Newtona, Lagrange’a i Hamiltona. Nie więc dziwnego, że teoria laserów rozpoczęła się od opisu fenomenologicznego i półfenomenologicznego, a przy próbach ujęcia statystycznego cierpiała przez długi czas na beznadziejną niejasność metodologiczną, przemycanie różnych dodatkowych założeń w trakcie wywodów itp. Nie znaczy to, że trudności tego rodzaju wystąpiły tylko w teorii laserów, przeciwnie są one raczej typowe dla wielu nowszych badań fizycznych, biofizycznych itd. Z powodu jednak względnej prostoty struktury fizycznej laserów (gdą porównać ją np. z komplikacją układów otwartych występujących w biologii), teoria laserów stała się pewnego rodzaju „zwierzątkiem doświadczalnym” nowej fizyki układów otwartych, którego znaczenie można porównać do roli muszki owocowej *Drosophila melanogaster* i bakterii *Escherichia coli* odegranej przy wyjaśnieniu mechanizmu dziedziczenia. Istotnie, w ostatnich kilku latach nastąpiło znaczne wyklarowanie wielu podstawowych problemów fizyki układów otwartych właśnie na modelu lasera i intensywna praca w tym kierunku jest kontynuowana. Należy podkreślić, że pogłębianie tych prac wiąże się raczej z upraszczaniem rozważanych modeli (a więc często przeciwnie do życzeń doświadczalników), chodzi bowiem o możliwość uzyskania ścisłych rozwiązań, które jedynie dają głębszy wgląd w istotę rzeczy. Z tego względu można mówić o pewnej rozbieżności poglądów na obecny stan teorii laserów. Z teoretycznego punktu widzenia można uważać, że pełne i matematycznie całkowicie poprawne rozwiązanie problemu działania lasera leży dopiero przed nami. Z drugiej strony w opinii większości doświadczalników teoria laserów jest już praktycznie zamknięta i gotowa, gdyż opracowano już z dużym stopniem dokładności wielką liczbę różnych modeli i wariantów konstrukcyjnych (np. Arecchi i Schultz-DuBois, redaktorzy znakomitego „Laser Handbook” piszą we wstępie do tego

działa: "To prowadzi do przypuszczenia, że prawdopodobnie najważniejsza praca w teorii laserów została już dokonana", p. także [6]). Niemniej ważne dla teorii jest to, że cada ta praca wyklarowania, upraszczania i formułowania dokonuje się na poziomie kwantowym, a nie na klasycznym fizyki klasycznej, na której termodynamicznej operowali dawniej. Bez zjawisk kwantowych laser działać nie może, podobnie jak i zjawiska życia są najprawdopodobniej nie do pomysłenia bez zjawisk kwantowych na poziomie molekularnym. Powstaje więc pewna uzasadniona nadzieja, że zrozumienie powiązania mikro- i makro-zjawisk, jakie uzyskuje się stopniowo w teorii laserów, stanie się wstępem do zrozumienia zjawisk życia, gdzie również dysypacja i pompowanie (w sensie samostereowania i sprzężenia zwrotnego) grają podstawową rolę.

W dotychczasowej teorii laserów istnieje trzy główne nurty, które ostatnio ściśle się zazębiły.

Nurt pierwszy historycznie i pojęciowo to polklasyczna teoria Lamba i jego szkoly, p. przeglądaj Lamba [7], Scully'ego [8] i Scully'ego i Sargenta w [4]. W teorii tej pole elektromagnetyczne jest traktowane klasycznie, a laserujący układ atomowy kwantowo. W dalszym rozwoju tej teorii (w teorii Scully'ego i Lamba) oba układy traktowane są kwantowo, jednakże tylko układ elektro-magnetyczny rozważany jest bezpośrednio jako układ otwarty, którego otoczeniem jest między innymi układ atomowy.

Drugi nurt teorii laserów to kwantowa teoria Hakena i Melina Laxa i ich współpracowników (teoria ta powstawała równocześnie i w dużym stopniu niezależnie w RFN i USA, p. przeglądaj Hakena i Weidlich [8], Hakena [9], [6] i [4]). Punktem wyjścia (a raczej jednym z punktów wyjścia, p. niżej) teorii Hakena-Laxa jest hamiltonian podany w najprostszej postaci przez Dickego [10]

$$H_N^S = a^\dagger a + S_+^N a + g_{N-1} (S_+^N a + S_-^N a^\dagger), \quad (1)$$

$$S_i^N = \sum_{j=1}^{n-1} S_j^N \quad (i = 1, 2, 3), \quad S_{\pm}^N = S_{\pm}^{N-1} \pm i S_{\pm}^N, \quad (2)$$

gdzie N oznacza ilość cząstek (atomów) laserujących ($n = 1, \dots, N$), S_{\pm}^N opisuje 3-składowe 2-poziomego "spinu" energetycznego n -tego atomu (dokładniej: trzecia składowa opisuje 2-poziomy energii atomu, pierwsza składowa zaś moment elektryczny, a druga składowa moment magnetyczny atomu), operator a opisuje amplitudę zespoloną jedynego rozważanego modu (drżania własnego) pola elektromagnetycznego, wreszcie g jest stałą sprzężenia pola z atomami. Dla prostoty stałą Plancka, czerstość modu i różnicę energii atomu w rezonansie z modem pożyłymy równo 1. Z tego samego powodu zostały zamiedbane nie tylko inne mody pola i inne poziomy energetyczne atomów, ale także tzw. anty-rezonansowe wyrazy hamiltonianu, które dają tylko bardzo drobne przychytki do energii. Hamiltonian (1) wyróżnia się m. in. tym, że znane są ściśle rozwiązania jego zagadnienia własnego dla dowolnego N , p. [11], [12], jakkolwiek tylko w formie wzorów rekurencyjnych, z których razżej bardzo trudno wyczytać jest postać widma. Ze względu na związek z hamiltonianem Dickiego (1) mówi się niekiedy o teorii lasera Dickego-Hakena-Laxa, nie jest to jednak ściśle,

działa: „To prowadzi do przypuszczenia, że prawdopodobnie najważniejsza praca w teorii laserów została już dokonana”, p. także [6]). Niezmiernie ważne dla teorii jest to, że cała ta praca wyklarowywania, upraszczania i formułowania dokonuje się na poziomie kwantowym, a nie na płaszczyźnie fizyki klasycznej, na której termodynamicy operowali dawniej. Bez zjawisk kwantowych laser działać nie może, podobnie jak i zjawiska życia są najprawdopodobniej nie do pomyślenia bez zjawisk kwantowych na poziomie molekularnym. Powstaje więc pewna uzasadniona nadzieja, że zrozumienie powiązania mikro- i makro-zjawisk, jakie uzyskuje się stopniowo w teorii laserów, stanie się wstępem do zrozumienia zjawisk życia, gdzie również dyssypacja i pompowanie (w sensie samosterowania i sprzężenia zwrotnego) grają podstawową rolę.

W dotychczasowej teorii laserów istnieją trzy główne nurty, które ostatnio ściśle się zajął.

Nurt pierwszy historycznie i pojęciowo to półklasyczna teoria Lamba i jego szkoły, p. przeglądy Lamba [7], Scully'ego [8] i Scully'ego i Sargenta w [4]. W teorii tej pole elektromagnetyczne jest traktowane klasycznie, a laserujący układ atomowy kwantowo. W dalszym rozwoju tej teorii (w teorii Scully'ego i Lamba) oba układy traktowane są kwantowo, jednakże tylko układ elektromagnetyczny rozważany jest bezpośrednio jako układ otwarty, którego otoczeniem jest między innymi układ atomowy.

Drugi nurt teorii laserów to kwantowa teoria Hakena i Melvina Laxa i ich współpracowników (teoria ta powstawała równocześnie i w dużym stopniu niezależnie w RFN i USA, p. przeglądy Hakena i Weidlicha [8], Hakena [9], [6] i [4]). Punktem wyjścia (a raczej jednym z punktów wyjścia, p. niżej) teorii Hakena-Laxa jest hamiltonian podany w najprostszej postaci przez Dickego [10]

$$H_N^S = a^+ a + S_N^S + g N^{-1/2} (S_N^+ a + S_N^- a^+), \quad (1)$$

$$S_N^i = \sum_{n=1}^N S_n^i \quad (i = 1, 2, 3), \quad S_N^{\pm} = S_N^1 \pm i S_N^2, \quad (2)$$

gdzie N oznacza ilość cząstek (atomów) laserujących ($n = 1, \dots, N$), S_n^i opisuje 3 składowe 2-poziomego „spinu” energetycznego n -tego atomu (dokładniej: trzecia składowa opisuje 2 poziomy energii atomu, pierwsza składowa zaś moment elektryczny, a druga składowa moment magnetyczny atomu), operator a opisuje amplitudę zespoloną jedyne go rozważanego modu (drżania własnego) pola elektromagnetycznego, wreszcie g jest stałą sprzężenia pola z atomami. Dla prostoty stałą Plancka, częstość modu i różnicę energii atomu w rezonansie z modem położyliśmy równe 1. Z tego samego powodu zostały zaniedbane nie tylko inne mody pola i inne poziomy energetyczne atomów, ale także tzw. antyrezonansowe wyrazy hamiltonianu, które dają tylko bardzo drobne przyczynki do energii. Hamiltonian (1) wyróżnia się m. in. tym, że znane są ściśle rozwiązania jego zagadnienia własnego dla dowolnego N , p. [11], [12], jakkolwiek tylko w formie wzorów rekurencyjnych, z których raczej bardzo trudno wyczytać jest postać widma. Ze względu na związek z hamiltonianem Dickego (1) mówi się niekiedy o teorii lasera Dickego-Hakena-Laxa, nie jest to jednak ściśle,

gdzie kropka oznacza pochodną po czasie. Z prawej strony (3) podaliśmy na-
 przód wyraz wynikający ze znanego równania ruchu von Neumanna dla zamknię-
 tego układu kwantowego z hamiltonianem H oraz jako odchylenie od tego wy-
 rażenia, które może wystąpić w układach otwartych, „superoperator” (tj. ope-
 rator działający na operatorze) D nazwany przez nas w Toruniu „dyssypato-
 rem”. Sudarshan i Kossakowski zakładają, że D jest liniowy, generuje tran-
 sformację dodatnią (przekształcającą operatory dodatnie w dodatnie) oraz speł-
 niający pewne inne warunki, które zapewniają, że nie tylko stany przechodzą
 w stany, ale także transformacje stanów w czasie tworzą tzw. półgrupę (uogól-
 nienie pojęcia grupy polegające na tym, że nie żąda się istnienia elementu od-
 wrotnego, w tym wypadku więc transformacji odwrotnej). W ten sposób w ukła-
 dach otwartych ruchy niekoniecznie są odwracalne, podczas gdy w układach
 izolowanych zawsze istnieje ruch odwrotny i wszystkie możliwe ruchy tworzą
 grupę zwaną grupą dynamiczną układu (jej tzw. generatorem jest hamilton-
 nian H). W uogólnionej teorii generatorem półgrupy jest „liouvilleian” L okre-
 ślony przez hamiltonian H i dyssypator D . Z tego względu Kossakowski nazwał
 swoją teorię teorią kwantowych półgrup dynamicznych albo niehamiltonowską
 mechaniką kwantową układów otwartych. Oprócz ściśle sformułowanych aksjo-
 matycznych warunków i pewnej liczby twierdzeń Kossakowski podał wiele
 przykładów kwantowych półgrup dynamicznych. Ważnym dla nas przykładem
 jest m. in. dyssypator dla pola elektromagnetycznego uzupełniający hamilton-
 nian (1) zjawiskiem tarcia w układzie fotonowym

$$D_{\kappa} \rho = \kappa \{ [a \rho, a^+] + [a, \rho a^+] \} = \kappa \{ [a, \rho, a^+] + \text{h.s.} \}, \quad (4)$$

gdzie $\kappa \geq 0$ jest współczynnikiem tarcia, a h.s. oznacza wyrazy (hermitowsko)
 sprzężone. Okazuje się, że w teorii Hakena-Laxa występują właśnie (w obrazie
 Schrödingera) dyssypatory typu (4) uzyskane przez średniowanie po otoczeniu.
 Tak więc heurystycznie wyprowadzona teoria Hakena-Laxa (i jak się okazuje,
 p. [22], po odpowiednim przeformułowaniu także teoria Scully’ego-Lamba)
 podpada pod schemat stochastycznej mechaniki kwantowej. Dotychczas wie-
 dziano jedynie, że dodatkowe wyrazy w równaniu ruchu nie psują normalizacji
 prawdopodobieństwa (czyli zachowują równanie $\text{tr} \rho = 1$, $\text{tr} = \text{śląd}$), nie było
 pewne czy zachowują także znak prawdopodobieństwa (a więc warunek $\rho \geq 0$
 czyli $\langle x, \rho x \rangle \geq 0$ dla wszystkich $x \in$ przestrzeni Hilberta układu).

Także pompowanie (sterowanie) może być ujęte w formie dyssypatora w po-
 wyższym sensie. Dla oscylatora harmonicznego, a więc np. dla modu elektro-
 magnetycznego o hamiltonianie $a^+ a$ z (1), następujący dyssypator opisuje
 pompowanie

$$D_{\eta} \rho = \eta \{ [a^+ \rho, a] + \text{h. s.} \}, \quad (5)$$

gdzie $\eta \geq 0$ jest stałą pompowania lub „stałą Langevina”. Wstawiając w równa-
 niu ruchu (3) $H = a^+ a$ i $D = D_{\kappa} + D_{\eta}$ otrzymamy dla dowolnego stanu począ-
 tkowego w granicy $t \rightarrow \infty$ rozwiązanie asymptotyczne

$$\rho = (1 - e^{-\beta}) e^{-\beta H}, \quad \beta = \frac{1}{T} = \ln \left(1 + \frac{\kappa}{\eta} \right), \quad (6)$$

gdzie T jest temperatura. Gdy

$$\frac{\kappa}{\eta} \ll 1, \quad \text{mamy } T = \frac{\eta}{\kappa}. \quad (7)$$

Widzimy, że w tym przypadku temperatura promieniowania (jest to temperatura tzw. promieniowania ciała czarnego we wnęce elektromagnetycznej) jest proporcjonalna do stałej pompowania, a odwrotnie proporcjonalna do współczynnika tarcia elektromagnetycznego (związek ten był odkryty swego czasu przez Einsteina). (Uwaga: stosownie do poprzednio przyjętych jednostek w naszych wzorach stała Boltzmannna $k = 1$).

Ponieważ poprzednio przeciwstawialiśmy dyssypację pompowaniu, a obecnie opisujemy pompowanie dyssypatorami, terminologia ta wymaga pewnego komentarza. Otóż chodzi o to, że w ogólnym przypadku nie jest możliwe różnicowanie między dyssypacją a pompowaniem i lepiej oba te skrajne przypadki ująć wspólnym terminem „dyssypacja” (w szerszym znaczeniu). To bowiem czy będziemy mieli straty, czy zyski energii lub entropii w procesie ewolucji zależy na ogół od stanu początkowego. Jeśli jednak w jakimś szczególnym przypadku (jak powyższy) jest celowe rozróżniać straty i zyski, możemy użyć dla dyssypacji w węższym znaczeniu terminu „relaksacja” (od łacińskiego *relaxare* zwolnić, sprawić ulgę, wypocząć) i stąd „relaksator”, a dla pompowania „akrecja” i „akretor” (od *accrescere* przybywać, wzrastać, lub *accretio* przyrost, wzrost) albo „ekscytacja” i „ekscytator” (od *excitare* podniecać, pobudzać).

Na zakończenie tych krótkich uwag o stochastycznej mechanice kwantowej pragnę jeszcze zaznaczyć, że teoria ta wprowadza do fizyki kwantowej w sposób matematycznie poprawny to, co w fizyce klasycznej i matematyce od dawna było znane jako procesy stochastyczne. W sposób heurystyczny i niezupełnie matematycznie sprecyzowany fizycy od czasów Fokkera, Plancka, Smoluchowskiego, Einsteina, Langevina, Pauliego i Blocha używali i do zagadnień kwantowych tzw. *master equations* (nazwę tę pochodzącą od Uhlenbecka, trudno jest przetłumaczyć i dlatego powszechnie jest używana w brzmieniu angielskim) o kształcie zbliżonym do (3). Jednakże w równaniach tych miano na myśli tylko część diagonalną macierzy gęstości w pewnej reprezentacji, sprawa więc nie była ogólnie rozwiązana. Rozwiązanie Kossakowskiego jest matematycznie bardzo bliskie teorii kwantowych procesów stochastycznych podanej niezależnie przez Daviesa [23], [24], [25], jednakże Davies rozwinął ją w nieco innym kierunku i wychodził z nieco innej konkretnej problematyki (chodziło mu o zagadnienie pomiarów fizycznych w związku z problemem stanów koherentnych). Obie teorie znakomicie się uzupełniają, z braku miejsca nie będę tu jednak wchodził bliżej w te sprawy. Dla dalszego ciągu wystarczy tylko stwierdzić, że zarówno teoria Kossakowskiego, jak Daviesa, podobnie jak zwyczajna mechanika kwantowa, są niezależne od obrazu, tj. można je sformułować zarówno w obrazie Schrödingera, jak Heisenberga.

Termodynamiczna teoria lasera rozwinięta przez autora posługuje się równaniami ruchu teorii Kossakowskiego dla przypadku układu zbliżonego do modelu

Hakena i Laxa, jednakże interesuje się nie pełnym operatorowym rozwiązaniem tych równań, a tylko ewolucją średnich pewnych wielkości fizycznych, które dla pracy lasera są istotne. Stosuje się przy tym tzw. zasadę Jaynesa, czyli maksymalizację entropii przy zadanych wartościach średnich w chwili początkowej, co prowadzi do pojęcia uogólnionych temperatur, po jednej dla każdej z rozważanych wielkości, p. [1], [2], [3], [14]. Ponieważ pomiar makroskopowy polega na pomiarze średniej wartości, wielkości, których średnimi się interesujemy, możemy uważać za wielkości makroskopowe, a więc termodynamiczne, podobnie jak sprzężone z nimi temperatury. Zwyczajna temperatura $T_{\text{sprzężona}}$ jest z energią, p. (6), i da się wyznaczyć przez pomiar średniej energii całkowitej (także na odwrót, mierząc temperaturę bezpośrednio, np. przy pomocy termometru, możemy obliczyć średnią wartość energii). W laserze mamy dwa podukłady, elektromagnetyczny i atomowy, i okazuje się, że dla pracy lasera powyżej progu akcji laserowej istotne są nie tylko obie energie podukładów, $a+a$ i S_N^s , p. (1), ale także pozostałe wielkości fizyczne występujące w (1), tj. a i a^+ , S_N^+ i S_N^- , czyli wszystkie „polaryzacje” zarówno elektromagnetyczna, jak atomowe. Poniżej progu, gdy laser nie działa, bo jest za słabo „pompowany”, i dla każdego podukładu ustala się własna temperatura, istotne są tylko energie podukładów. W ten sposób otrzymujemy ogólnie 6-temperaturową teorię lasera, która z tego względu może być słusznie nazwana termodynamiczną teorią lasera. Powstaje jednak pytanie czy wybór wielkości makroskopowych lasera jest jednoznaczny i przez co jest dyktowany. W pracy [14] zostało pokazane, że wzięcie większej liczby wielkości (konkretnie zbadano 11-temperaturową termodynamikę lasera), ale tak, że wielkości te za każdym razem dotyczą tylko jednego z podukładów, nie wprowadza istotnych zmian do teorii (poza tym, że staje się ona bardziej skomplikowana i zawiera więcej szczegółów), wszystkie bowiem istotne efekty laserowe, jak przejście progowe itd., pozostają bez zmian. W ciągu dalszych prac w Toruniu (praca doktorska Z. Kojro) okazało się, że rozważenie wielkości skorelowanych (tj. będących iloczynami wielkości podukładów) nie daje w ogóle akcji laserowej, o ile średnie tych wielkości (korelacje podukładów między sobą) są różne od zera. Ten interesujący wynik wydawał się w pierwszej chwili podejrzany, okazał się jednak w pełni prawdziwy po porównaniu z innymi pracami z teorii laserów prowadzonymi w Toruniu (S. Dembińskiego i A. Kossakowskiego), a także po porównaniu z zupełnie niezależnymi pracami wykonanymi w innych ośrodkach.

Chodzi tu o najnowsze prace K. Heppa i E. H. Lieba wykonane w Zurichu i USA [26], [27], [28] (w marcu 1974 Hepp referował te prace w Warszawie na Międzynarodowym Sympozjum Fizyki Matematycznej). Przedmiotowo prace te nawiązują do teorii lasera Hakena-Laxa, autorzy mówią nawet o modelu Dickego-Hakena-Laxa, co w tym przypadku jest o tyle uzasadnione, że w pracy [24] wykazali istnienie w związku z hamiltonianem Dickego (1) „fazy nadpromienistej”, co w nowym sensie realizuje ideę nadpromienistości Dickego, bez związku zresztą jeszcze bezpośrednim z laserem (powiązanie obu efektów, nadpromienistego i laserowego, w jednym układzie zrealizowali dopiero osta-

tnio Dembiński i Kossakowski w Toruniu [34]). Natomiast pod względem metodycznym prace Heppa i Lieba należą raczej do nowego, czwartego nurtu teorii laserów, nurtu aksjomatycznej teorii pola. Chodzi tu o tzw. nieperturbacyjne metody teorii pola w dziedzinie nierelatywistycznej i w zastosowaniu do zagadnień mechaniki statystycznej, znane także jako tzw. ścisłe metody mechaniki statystycznej i przedstawione np. w znanej monografii Ruelle'a [29]. Zasadnicza myśl tego kierunku polega na tym, że pokazuje się w sposób ścisły — poprzednio, szczególnie w pracach szkoły Hakena, robiono to w sposób mniej lub więcej heurystyczny —, że w tzw. granicy termodynamicznej, tj. gdy dla ilości cząstek N zawartych w objętości V zachodzi

$$N \rightarrow \infty, \quad V \rightarrow \infty, \quad \frac{N}{V} = \text{const.}, \quad (8)$$

pojawiają się zjawiska typowe dla układów otwartych, jak dyssypacja i punkty krytyczne, w których występuje rozszczepienie faz (tzw. bifurkacja czyli dosłownie rozwidlenie, od łac. *bifurcus* rozwidlony). Dla lasera chodzi o pojawienie się proggu akcji laserowej jako przejścia fazowego w układzie. Z fizycznego punktu widzenia wynik ten jest jasny: układy nieskończone są jakby równocześnie otwarte i zamknięte, więc w tym przypadku (i tylko w tym) możliwa jest hamiltonowska teoria układu otwartego. Mamy tu bowiem jakby jeszcze jeden „paradoks nieskończoności” podobny do znanego faktu matematycznego, że nieskończona część właściwa zbioru nieskończonego może być równoliczna z całością. Można powiedzieć, że poza każdym układem nieskończonym spełniającym warunek (8) leży jeszcze układ nieskończony również spełniający (8), który może być uważany za otoczenie pierwszego. Gdyby przy przejściu do granicy termodynamicznej nie postulowało się warunku w rodzaju $N/V = \text{const.}$, otoczenie to nie byłoby asymptotycznie sprecyzowane, nie mogłoby więc dawać jednoznacznych efektów termodynamicznych. W tym przypadku chodzi o warunek jednorodności (równej gęstości) otoczenia, można by jednak równie dobrze założyć ogólniejszy warunek, np.

$$\frac{N}{V} = f(V), \quad (9)$$

gdzie $f(V)$ jest dowolną funkcją dodatnią o określonej granicy dla $V \rightarrow \infty$ (ponieważ N jest liczbą cząstek, o której można założyć, że jest różna od zera, dla $Vf(V)$ trzeba jeszcze ściśle biorąc przyjąć, że przyjmuje tylko wartości naturalne 1, 2, ..., w granicy $N \rightarrow \infty, V \rightarrow \infty$ nie ma to jednak większego znaczenia). Przyjmując np. za V objętość koncentrycznych kul o promieniu r , otrzymalibyśmy w granicy $r \rightarrow \infty$ układ na ogół niejednorodny, ale izotropowy względem środka kul (tj. niezależny od kierunku z tego środka), kuliście symetryczny. Ogólne warunki typu (9) nie były dotychczas badane, poza przypadkiem (8), jest jasne, że wymagałyby one jeszcze dalszego uściślenia (jak np. kształt obszarów V). Już w przypadku (8) problem jest matematycznie skomplikowany

i wymaga dosyć zaawansowanych środków matematycznych (jak nierównoważne reprezentacje grup, metody tzw. C*-algebr itp.). Nie będę więc wchodził w szczególności matematyczne wspomnianych prac Heppa i Lieba, podam tylko krótko niektóre ich założenia i wyniki.

Jak wspomniałem, autorzy ci rozpoczynają od dyskusji hamiltonianu typu Dickego (1) i następnie, podobnie jak w teorii Hakena-Laxa, wprowadzają układy „rezerwarów” tworzących otoczenie lasera. Rezerwuary te oddziałują z modelem elektromagnetycznym (wskaźnik F — od „fotony”) i z każdym z atomów laserujących (wskaźniki A i $n = 1, \dots, N$). Układy rezerwarów opisywane są odpowiednio przez pola fermionowe o zespolonej amplitudzie (operatorach anihilacji) A_w, B_{nw} i C_{nw} , gdzie w jest wskaźnikiem rzeczywistym, a więc odpowiadającym widmu ciągłemu (w pracy [25] rozważa się również pola bozonowe, ale prowadzi to do pewnych trudności matematycznych). Przyjmuje się następującą postać hamiltonianu pełnego układu (układ lasera S + otoczenie R):

$$H_N = H_N^S + H_N^R, \quad H_N^R = H^F + \sum_{n=1}^N H_n^A, \quad (10)$$

$$H^F = \int_{-\infty}^{\infty} dw w A_w^+ A_w + \int_{-\infty}^{\infty} dw (g_A A_w^+ a + \text{h.s.}), \quad (11)$$

$$H_n^A = \int_{-\infty}^{\infty} dw w (B_{nw}^+ B_{nw} + C_{nw}^+ C_{nw}) + \int_{-\infty}^{\infty} dw (g_B B_{nw}^+ S_n^- + g_C C_{nw}^+ S_n^+ + \text{h.s.}), \quad (12)$$

gdzie g_A, g_B, g_C są zespolonymi stałymi sprzężenia. Wprowadzając tzw. intensywne wielkości fizyczne (wielkości lokalne zależne tylko od gęstości, w granicy termodynamicznej niezależne od ilości cząstek) w obrazie Heisenberga

$$a_N(t) = N^{-1/2} a(t), \quad \sigma_N^i(t) = N^{-1} S_N^i(t), \quad (13)$$

otrzymuje się układ równań ruchu dla tych wielkości

$$\dot{a}_N = - (i + \kappa) a_N - i g \sigma_N^- + \varphi_N, \quad (14)$$

$$\dot{\sigma}_N^+ = (i - \gamma) \sigma_N^+ - 2i g \sigma_N^3 a_N^+ + \chi_N^+, \quad (15)$$

$$\dot{\sigma}_N^3 = -2\gamma (\sigma_N^3 - \eta) + (i g \sigma_N^- a_N^+ + \text{h.s.}) + \chi_N^3, \quad (16)$$

gdzie

$$\eta = \frac{|g_C|^2 - |g_B|^2}{2(|g_C|^2 + |g_B|^2)}, \quad \gamma = \pi(|g_C|^2 + |g_B|^2), \quad \kappa = \pi|g_A|^2, \quad (17)$$

$$\varphi_N(t) = -i N^{-1/2} g_A^* \int_{-\infty}^{\infty} dw A_w \exp(-i\omega t), \quad (18)$$

$$\chi_N^+(t) = -2i N^{-1} g_B \sum_{n=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} dw B_{nw}^+ S_n^3 \exp(i\omega t) - \\ -2i N^{-1} g_C \sum_{n=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} dw S_n^3 C_{nw} \exp(-i\omega t), \quad (19)$$

$$\chi_N^s(t) = iN^{-1}g_B \sum_{n=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} d\omega B_{n\omega}^+ S_n^- \exp(i\omega t) - \\ - iN^{-1}g_C \sum_{n=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} d\omega C_{n\omega}^+ S_n^+ \exp(i\omega t) + \text{h.s.} \quad (20)$$

Stałe (17) mają znaczenie stałych dyssypacyjnych (η jest stałą pompowania, a γ i κ są stałymi tłumienia lub współczynnikami tarcia odpowiednio w układzie atomowym i układzie fotonowym). Wielkości $\varphi_N(t)$, $\chi_N^s(t)$ natomiast mają znaczenie sił fluktuacyjnych (czyli sił stochastycznych Langevina), gdyż ich średnie po rezerwuarach znikają. Następnie Hepp i Lieb przeprowadzają przejście do granicy termodynamicznej $N \rightarrow \infty$, p. (8), i otrzymują ostatecznie w sposób ścisły następujące równania ruchu już niezależne od N (i od objętości V):

$$\dot{\sigma} = -(i + \kappa)a - ig\sigma^-, \quad (21)$$

$$\dot{\sigma}^- = -(i + \gamma)\sigma^- + 2ig\sigma^s a, \quad (22)$$

$$\dot{a}^s = -\gamma(\sigma^s - \eta) + (ig\sigma^- a^* + \text{h. s.}), \quad (23)$$

gdzie wielkości a i σ^s mają charakter (zespolonych) wielkości makroskopowych (c -liczb) czyli średnich wartości lub wielkości termodynamicznych. (Uwaga: sprzężenie zespolone c -liczb oznaczamy gwiazdką $*$, natomiast sprzężenie hermitowskie operatorów czyli q -liczb oznaczamy krzyżykiem \dagger). To zjawisko, że przez przejście do granicy termodynamicznej otrzymuje się z q -liczb c -liczby, można sobie wytłumaczyć w ten sposób, że dla wielkości intensywnych wszystkie wyższe momenty statystyczne względne czyli fluktuacje posiadają w mianowniku dodatnią potęgę N , a więc w granicy $N \rightarrow \infty$ znikają. Pozostają tylko niektóre (różne od zera, bo np. średnie sił Langevina także znikają) pierwsze momenty statystyczne czyli średnie wartości operatorów, będące właśnie c -liczbami. Podczas gdy więc ogólnie operator wielkości fizycznej jest równoważny nieskończeniu wielu wartościom średnich, w granicy termodynamicznej pozostaje z nich tylko jedna istotna, gdy wszystkie inne są trywialnie równe zero.

Na pierwszy rzut oka wydaje się, że układ równań (21)–(23) tylko nieznacznie różni się od układu (14)–(16), mianowicie tym, że brak wskaźnika N i że siły fluktuacyjne Langevina znikają. Jednakże ten fakt, że (14)–(16) dotyczy q -liczb, a (21)–(23) c -liczb, pociąga za sobą bardzo poważne konsekwencje matematyczne i fizyczne. Chodzi o to, że równania (14)–(16) są wprawdzie nieliniowe względem operatorów, ale liniowe względem funkcji falowych, na które te operatory działają, natomiast równania (21)–(23) są równaniami nieliniowymi jako równania funkcyjne, gdyż a i σ^s są wprost liczbowymi funkcjami czasu. Nieliniowość ta powoduje istnienie stabilnych i niestabilnych rozwiązań, bifurkację faz itd., a więc bardzo poważne konsekwencje fizyczne. Dotychczas, aby te konsekwencje uzyskać, stosowano wiele mniej lub więcej sztucznych me-

to, o których trudno było powiedzieć czy są przybliżone czy nie, gdyż w jakościowy sposób zmieniały rozwiązania (należą tu tzw. metody *decouplingu*, czyli „rozprzężenia” nieskończonego łańcucha równań liniowych, proponowane przez Bogolubowa i innych). Jest istotne, że zupełnie analogiczne równania do (21)—(23), a więc też nieliniowe dla średnich wielkości uzyskuje się w naturalny sposób w metodzie nieodwracalnej termodynamiki informacyjnej zastosowanej do lasera w pracach autora [13]—[14]. Widzimy zatem, że maksymalizacja entropii w tej metodzie powoduje analogiczny efekt co przejście do granicy termodynamicznej. Równocześnie okazuje się, że brak korelacji między podukładem elektromagnetycznym i atomowym w laserze otrzymuje się w pracach Heppa i Lieba w sposób ścisły, co również potwierdza dokładnie wyniki metody termodynamiki informacyjnej. Widzimy więc, że użycie słowa „termodynamiczny” w obu metodach nie jest przypadkowe i ma głębsze uzasadnienie.

Na pierwszy rzut oka mogłoby się wydawać, że nie uzyskujemy niczego nowego: jakościowo wyniki te były już właściwie znane z prac Laxa i szkoły stuttgarckiej. Fizycy doświadczalni mogliby więc powiedzieć, że już wówczas teoria była w zasadzie gotowa i zamknięta. Jednakże dla teoretyków sprawa tak nie wygląda. Faktyczny bowiem zysk pojęciowy jest bardzo duży: te same w zasadzie wyniki uzyskuje się bowiem obecnie na drodze ścisłej, bez użycia, jak piszą Hepp i Lieb, „niekontrolowanych przybliżeń, takich jak *master equation*, kwazilinearyzacja i „adiabaticzne” procedury eliminacji”. Wprawdzie co do standardu ścisłości w pracach Heppa i Lieba można mieć jeszcze pewne zarzuty, np. że hamiltoniany we wzorach (11) i (12) nie są dodatnio określone, są „singularne” (widoczne to jest po tym, że całkowanie po w rozciąga się od $-\infty$ do $+\infty$, a nie od 0 do $+\infty$), jednakże autorzy obiecują obejść tę trudność w następnej pracy (najprawdopodobniej uzyska się wówczas pewne efekty „pamięciowe” w pracy lasera). Jeśli chodzi o porównanie z termodynamiczną teorią lasera, która również prowadzona jest metodą aksjomatyczną i nie zawiera niekontrolowanych przybliżeń, to otrzymuje się, jak powiedziałem wyżej, dokładną zgodność zasadniczych wyników, co świadczy o prawidłowej odpowiedniości (korespondencji) obu teorii. Główna różnica między obu metodami polega na traktowaniu dyssypatorów: w teorii polowej są one „wyprowadzone”, w teorii termodynamicznej zapostulowane w ramach pewnej klasy o ściśle sprecyzowanych własnościach. Należy jednak zauważyć, że — wbrew pozorom — elementu „zgadywania” nie jest bynajmniej mniej w pracach Heppa i Lieba niż w pracach szkoły toruńskiej, lecz przeciwnie — więcej. Widać to chociażby po ilości stałych wprowadzanych do obu teorii: dla „wyprowadzenia” trzech rzeczywistych stałych dyssypacyjnych η , κ i γ , p. (17), potrzebują także trzech stałych, g_A , g_B i g_C , ale zespolonych, a więc liczba stałych rzeczywistych jest dwukrotnie większa. Nie ma w tym niczego dziwnego: opis hamiltonowski otoczenia, p. (10) i (11), wymaga na ogół znacznie bogatszej informacji niż zawarta w stałych dyssypacyjnych, które opisują otoczenie tylko w bardzo globalny i skrótowy sposób. Można ogólnie powiedzieć, że dyssypacja wywoływana przez otoczenie w danym układzie jest tylko jakby cieniem tego otoczenia rzucanym

na układ, cieniem, który zawiera na ogół bez porównania mniej szczegółów niż samo otoczenie będące faktycznie całym światem, a nawet wszechświatem. Nasuwa to właśnie myśl, aby nie postulować niepotrzebnie otoczenia *in corpore*, tylko wprost jego „cień” jako dyssypację. Bez takiego radykalnego postawienia tej sprawy nigdy nie powstałaby — jako wyraźnie sprecyzowana teoria matematyczna — mechanika układów otwartych. Trzeba bowiem znać strukturę matematyczną owych „cieni” w przenośni, jak znana jest struktura matematyczna rzeczywistych cieni rzucanych przez światło na podstawie praw optyki geometrycznej i geometrii rzutowej. Potrzebna jest również znajomość związku konkretnej struktury „cienia” — dyssypacji z ogólnymi własnościami otoczenia, bez wchodzenia w jego nieistotne dla dyssypacji detale. Zupełnie podobnie zresztą ma się rzecz z samymi hamiltonianami, które przecież też w dużym stopniu „zgadujemy” na podstawie tylko ogólnie znanej sytuacji fizycznej. Na tym zresztą w ogóle polega znaczenie wszelkiej teorii: że wkłada się w nią stosunkowo mało danych, a otrzymuje się ich bardzo wiele. Zysk polega na znajomości praw, które panują w przyrodzie i które oczywiście muszą być sprawdzone doświadczalnie.

Problem znajdowania postaci dyssypatora określonego otoczenia łączy się z dwoma zagadnieniami, które obecnie pragnę przedyskutować: 1) w jakim sensie teoria Hakena-Laxa jest szczególnym przypadkiem mechaniki stochastycznej Kossakowskiego? i 2) w jakim sensie termodynamika informacyjna zawiera się również w mechanice stochastycznej?

Pierwszy problem jest stosunkowo prosty. W mechanice stochastycznej sformułowane są aksjomatycznie warunki, które spełniać mają dyssypatory. Podobnie jak w klasycznej teorii Kołmogorowa procesów stochastycznych, warunki te polegają po prostu na żądaniu, aby prawdopodobieństwo przechodziło w prawdopodobieństwo, przy czym dla prostoty zakłada się dodatkowo, że przejście to ma być liniowe. Otóż dyssypatory występujące w teorii Hakena-Laxa okazują się najprostszymi kombinacjami operatorów wielkości fizycznych występujących w teorii (tj. kombinacjami najniższego rzędu w tych operatorach, p. np. (4) i (5)), które warunki te ściśle spełniają. Jednakże dyssypatory typu (4) i (5) stanowią bardzo szczególny przypadek całej klasy dopuszczalnych dyssypatorów. Powstaje naturalne pytanie, czy ta ostatnia klasa nie jest zbyt szeroka dla potrzeb fizyki, np. czy zawsze istnieją otoczenia, które wytwarzają dyssypację opisaną dowolnym dyssypatorem tej klasy. Otóż ostatnio Kossakowski pokazał [30], że jeśli zażądamy od dyssypatorów, aby generowały nie tylko dodatnie, ale tzw. zupełnie dodatnie przekształcenia stanów (jest to nieco silniejszy warunek zdefiniowany przez Stinespringa [31] i związany z tworzeniem z danego układu dowolnej jego potęgi tensorowej, tj. dowolnie wielokrotnego układu złożonego), to korzystając z wyników Choi [32] otrzymamy najogólniejszą postać dyssypatora jako

$$D\rho = \sum_{ij} c_{ij} \{ [A_i \rho, A_j^+] + \text{h.s.} \}, \quad (24)$$

gdzie c_{ij} jest dowolną hermitowską dodatnią macierzą zespoloną, a A_i są dowolnymi liniowo niezależnymi operatorami liniowymi. Widzimy, że klasa (24) jest już co do struktury bardzo bliska dyssypatorom typu (4) i (5) i że specjalizacja nie jest już obecnie tak silna jak poprzednio. Jest ciekawe, że klasyczne procesy stochastyczne zawsze wiążą się z zupełnie dodatnimi transformacjami stanów. Można więc uważać, że uzyskujemy w ten sposób naturalne uogólnienie na procesy kwantowe. Należy dodać, że warunek zupełnej dodatniości prowadzi też do interesujących nierówności między stałymi dyssypacyjnymi. Np. w laserze otrzymuje się nierówność między tzw. poprzeczną a podłużną relaksacją w podukładzie atomowym

$$\gamma_{\perp} \geq \gamma_{\parallel}, \quad (25)$$

p. np. [14]. Nierówności te, jak się okazuje, są zawsze spełnione w doświadczeniu, co zdaje się świadczyć, że warunek zupełnej dodatniości jest zawsze spełniony. Można pokazać, że nierówności typu (25) wynikają z założenia, że dyssypacja jest generowana przez pewne otoczenie, które wraz z danym układem tworzy układ hamiltonowski („pełny układ”). Co więcej, wydaje się, że warunek zupełnej dodatniości jest równoważny istnieniu takiego otoczenia.

Gdy doszliśmy do tego punktu, możemy powiedzieć, że jakkolwiek konkretna postać dyssypatorów typu Hakena-Laxa, jak (4) i (5), jest szczególnym przypadkiem dyssypatorów (24), to jednak bogactwo dyssypatorów typu (24) jest — jak widzieliśmy na przykładzie wzoru (17) — znacznie mniejsze niż bogactwo hamiltonianów układów „pełnych”. Wynika stąd, że niehamiltonowska mechanika kwantowa układów otwartych jest klasą abstrakcji (klasą równoważności) w stosunku do hamiltonowskiej teorii „pełnych” układów (tzn. każdy przypadek teorii niehamiltonowskiej odpowiada nieskończonej klasie układów hamiltonowskich).

Do podobnego wniosku, ale także do pewnych nowych problemów, prowadzi rozważenie stosunku termodynamiki informacyjnej do mechaniki stochastycznej. Zaczniemy od owych nowych problemów. Wiążą się one ze sprawą przejścia fazowego w laserze, o której krótko już wspominałem wyżej. W teorii Heppa-Lieba przejście fazowe wynika z granicy termodynamicznej $N \rightarrow \infty$, daje ona bowiem nieliniowość w układzie równań (21)—(23). W teorii termodynamicznej tę samą nieliniowość uzyskuje się z żądania maksymalizacji informacji przy zadanych średnich wielkości dotyczących osobno obu podukładów, fotonowego i atomowego. Maksymalizacja ta bowiem daje faktoryzację (rozkład na czynniki) stanu układu na stany podukładów, co powoduje, że średnia z iloczynu wielkości obu podukładów jest iloczynem odpowiednich średnich, jak właśnie w (21)—(23). Żądanie określonych średnich określonych wielkości (operatorów) wyraża w tym wypadku konkretną formę oddziaływania otoczenia, będącego zarazem jakby pewnego rodzaju aparaturą pomiarową na układzie, p. [33], także [23]—[25]. Powstaje pytanie czy w samej metodzie

mechaniki stochastycznej nie można by dodać do dyssypatorów typu Hakena-Laxa jeszcze jakiegoś dodatkowego dyssypatora, który by zastąpił granicę termodynamiczną w metodzie Heppa-Lieba, a maksymalizację entropii w metodzie termodynamiki informacyjnej, i dał przejście fazowe prognozy wzbudzenia lasera. Jest jasne, że dyssypator taki musiałby być nieliniowy (względem ρ), podobnie jak człon zderzeniowy w znanym klasycznym równaniu Boltzmanna (człon ten jest także nielokalny w przestrzeni pędów, co prowadzi też do nielokalności w czasie, czyli do efektów pamięciowych; efekty pamięciowe, typu histerezy, są także do pomyślenia w teorii kwantowej, jak o tym już wspomnieliśmy wyżej). Liniowy dyssypator nie mógłby dać rozszczepienia faz, jeśli abstrahujemy od przypadku tzw. liniowej niestabilności, która jak na razie przynajmniej nie została wykryta w najprostszych układach, p. [34]. Gdyby taki nieliniowy dyssypator był znany, można by zrezygnować z metody termodynamiki informacyjnej na rzecz bardziej dokładnego opisu dynamiki stochastycznej, jakkolwiek dla wyznaczenia stanu początkowego w procesie relaksacji metoda oszacowania (estymacji) termodynamiki informacyjnej jest raczej niezbędna, p. [33]. Rzecz w tym jednak, że na razie takiego dyssypatora nie znamy, choć formalnie możemy podać nieskończenie wiele, które rolę tę spełniają. Chodzi mianowicie o to, że, podobnie jak przy relacji teoria stochastyczna — teoria hamiltonowska, i przy relacji teoria termodynamiczna — teoria stochastyczna mamy do czynienia z klasami abstrakcji. Klasa nieskończenie wielu „pełnych” układów hamiltonowskich odpowiada jednemu układowi otwartemu z określonym dyssypatorem, klasa nieskończenie wielu układów otwartych daje jeden układ termodynamiczny w uogólnionej równowadze z określonymi temperaturami. To ostatnie jest widoczne choćby stąd, że temperatura w stanie asymptotycznym jest określona przez stosunki stałych dyssypacyjnych, p. np. (6) i (7), [15]. Tak więc możemy ostatecznie powiedzieć, że termodynamika informacyjna jest klasą abstrakcji w stosunku do mechaniki stochastycznej. W ten sposób dochodzimy do rozróżnienia trzech „poziomów” opisu fizycznego: 1) opis mikroskopowy — teoria hamiltonowska układów zamkniętych, 2) opis pół-makroskopowy — teoria niehamiltonowska układów otwartych (otoczenie opisane jest pół-makroskopowo przy pomocy dyssypatorów), 3) opis makroskopowy — teoria termodynamiki informacyjnej (lub wynikająca z przejścia do granicy termodynamicznej).

Wracając do teorii Kossakowskiego układów otwartych, dochodzimy do wniosku, że pierwotna wersja tej teorii z prac [20], [21] (oparta na założeniu liniowych dodatnich transformacji stanów) powinna być — jak się wydaje — z jednej strony zawężona, a z drugiej rozszerzona. Zawężona, aby ograniczyć się do transformacji zupełnie dodatnich, a rozszerzona, aby dopuścić także transformacje nieliniowe (sprzężenie zwrotne), ewentualnie także nielocalne w czasie (pamięć). Kłopot polega na razie na tym, jak uzgodnić oba postulaty, gdyż dotychczasowa definicja zupełnej dodatniości zakłada liniowość. Wypada więc zakończyć mój referat nadzieją, że problem ten uda się szczęśliwie rozwiązać w przyszłości. Ponieważ jednak, jak widzimy, tak podstawowe sprawy pozo-

stają jeszcze otwarte (a z nimi właściwie i cała teoria laserów), nie można wykluczyć niespodzianek. Jak bowiem pokazuje doświadczenie, i badania naukowe wykazują przejścia fazowe i punkty krytyczne.

Literatura

- [1] R. S. Ingarden, *Postępy Fizyki* **15**, 287 (1964).
- [2] R. S. Ingarden, *Postępy Fizyki* **19**, 43 (1968).
- [3] R. S. Ingarden, *Postępy Fizyki* **20**, 309 (1969).
- [4] F. T. Arecchi, E. O. Schulz-DuBois (red.), *Laser Handbook*, t. 1, North-Holland, Amsterdam 1972.
- [5] H. Haken (red.), *Synergetics, Cooperative Phenomena in Multi-Component Systems*, Symposium in Schloss Elmau 1972, Teubner, Stuttgart 1973.
- [6] H. Haken, *Laser Theory*, Handbuch der Physik, S. Flügge, red., t. 25/2c, Springer, Berlin 1970.
- [7] W. E. Lamb jr., *Quantum Optics and Electronics*, C. de Witt et al., red., Les Houches Summer School 1964, Gordon and Breach, New York 1965, s. 329.
- [8] R. J. Glauber (red.), *Quantum Optics*, Enrico Fermi School 1967, Course 42, Academic Press, New York, 1969.
- [9] H. Haken, *Quantum Optics*, S. M. Kay i A. Maitland, red., Scottish Universities Summer School 1969, Academic Press, New York 1970, s. 201.
- [10] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
- [11] M. Tavis, F. W. Cummings, *Phys. Rev.* **170**, 379 (1968).
- [12] G. Scharf, *Helv. Phys. Acta* **43**, 806 (1970).
- [13] R. S. Ingarden, *Bull. Acad. Polon. Sci. Math.* **19**, 77 (1971).
- [14] R. S. Ingarden, *Acta Phys. Pol.* **A43**, 15 (1973).
- [15] R. S. Ingarden, *Radiospektroskopia i Elektronika Kwantowa*, F. Kaczmarek i F. Stankowski, red., V Ogólnopolska Konferencja w Poznaniu 1972, PWN, Warszawa 1973, s. 167.
- [16] E. C. G. Sudarshan, *Phys. Rev.* **121**, 920 (1961).
- [17] E. C. G. Sudarshan, *J. Math. Phys.* **2**, 772 (1961).
- [18] E. C. G. Sudarshan, *J. Math. Phys.* **3**, 848 (1962).
- [19] J. Mehra, E. C. G. Sudarshan, *Nuovo Cimento* **11B**, 215 (1972).
- [20] A. Kossakowski, *Rep. Math. Phys.* **3**, 247 (1972).
- [21] A. Kossakowski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Math.* **20**, 1021 (1972).
- [22] K. Dunajski, R. S. Ingarden, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
- [23] E. B. Davies, *Commun. Math. Phys.* **15**, 277 (1969).
- [24] E. B. Davies, *Commun. Math. Phys.* **19**, 83 (1970).
- [25] E. B. Davies, J. T. Lewis, *Commun. Math. Phys.* **17**, 239 (1970).
- [26] K. Hepp, E. H. Lieb, *Ann. Phys. (USA)* **76**, 36 (1973).
- [27] K. Hepp, E. H. Lieb, *Helv. Phys. Acta* **46**, 573 (1973).
- [28] K. Hepp, *Recent Developments in Mathematical Physics* P. Urban, red., Winter School at Schladming 1973, Springer, Wien 1973, s. 475.
- [29] D. Ruelle, *Statistical Mechanics, Rigorous Results*, Benjamin, New York 1969.
- [30] A. Kossakowski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Math.* (w druku).
- [31] W. T. Stinespring, *Proc. Amer. Math. Soc.* **6**, 211 (1955).
- [32] M. D. Choi, *Completely Positive Linear Maps on Complex Matrices*, Preprint Univ. Berkeley 1973.
- [33] R. S. Ingarden, A. Kossakowski, *Ann. Phys. (USA)* (w druku); Preprint IF UMK **248** (1974).
- [34] S. Dembiński, A. Kossakowski, *Phys. Letters* **49**, 331 (1974).

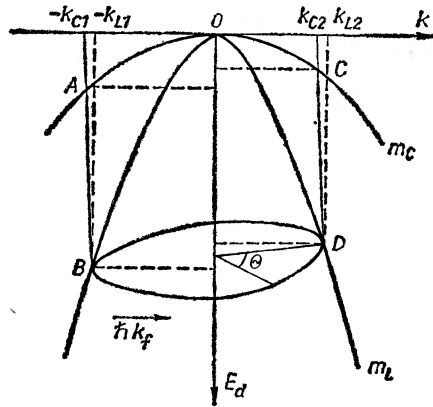
N O W O Ś C I N A U K O W E

*Janusz Rybiński*Wojskowa Akademia Techniczna
Warszawa — Bemowo**Zastosowanie zjawiska „photon drag” do detekcji promieniowania podczerwonego****Photon Drag Effect Applied to Detection of IR Radiation**

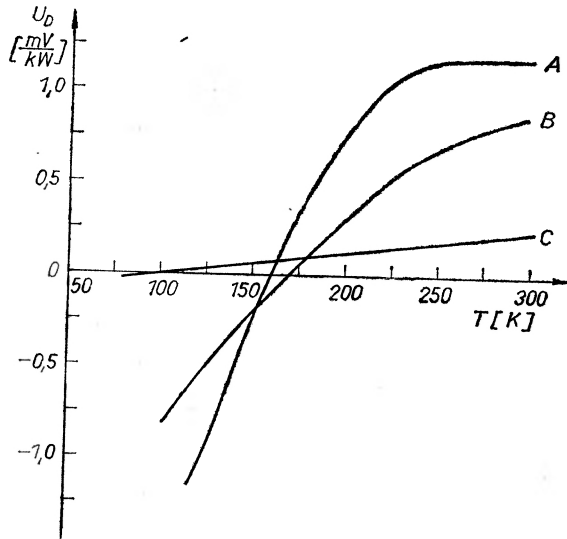
Abstract: Theoretical principles of the photon drag effect are described. A short review of experimental results of the investigations of the effect and its application to the detection of laser radiation are given.

Foton, oddziaływając z elektronem w półprzewodniku, przekazuje mu swą energię i pęd. Pod wpływem otrzymanej energii elektron przechodzi na wyższy poziom energetyczny, co może prowadzić do znacznych efektów makroskopowych, np. wzrostu przewodnictwa elektrycznego. Natomiast efekty związane z przekazaniem pędu pozostają niezauważalne w przypadku stosowania konwencjonalnych źródeł promieniowania świetlnego. Jednakże przy oświetleniu półprzewodnika promieniowaniem lasera wielkiej mocy ilość oddziaływań foton-elektron jest tak wielka, że prowadzi do zaburzenia rozkładu pędu w poszczególnych pasmach energetycznych. W efekcie uzyskuje się gradient potencjału w próbce, w kierunku padania promieniowania. Zjawisko to zaobserwowano w roku 1970 [1, 2] w próbkach germanu typu *p*, oświetlonych laserem CO₂. Lasery tego typu emitują promieniowanie o długości fali 10,6 μm i posiadają ogromną moc (do kilkuset MW). Promieniowanie o tej długości fali jest w germanie pochłanianie na swobodnych nośnikach, tzn. powoduje przejście dziury na wyższy poziom energetyczny, ale tylko w obrębie pasma walencyjnego. Rozpatrując zjawisko klasycznie można powiedzieć, że fotony wywierają ciśnienie na swobodne dziury — jak gdyby pociągają je za sobą (stąd nazwa z ang. „photon drag”), wskutek czego gromadzą się one w końcu próbki przeciwnym do padającej wiązki promieniowania. W efekcie, koniec przeciwny ładuje się dodatnio, a koniec od strony promieniowania — ujemnie. Zjawisko to jest jednak bardziej skomplikowane i zgodność kierunku polaryzacji z tym klasycznym modelem jest raczej przypadkowa. Dość powiedzieć, że w pewnej temperaturze następuje zmiana znaku napięcia — koniec przeciwny ładuje się ujemnie.

Mechanizm zjawiska „photon drag” po raz pierwszy wyjaśnił Grinberg [3] w oparciu o strukturę pasma walencyjnego germanu. Strukturę tę, w pobliżu maksimum pasma walencyjnego przedstawia rys. 2. Występują dwa pasma zdegenerowane w punkcie Γ ($k = 0$) dziur lekkich



Rys. 1. Model pasma walencyjnego germanu w pobliżu jego wierzchołka. k_l , k_c , k_f — wektory falowe odpowiednio dziur ciężkich, lekkich i fotonów



Rys. 2. Zależność napięcia U_D efektu „photon drag” od temperatury, dla próbek germanu typu p o różnej koncentracji dziur: A — $2,9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, B — $1,6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, C — $7,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ [4]

o masie m_l i ciężkich o masie m_c . Ciężka dziura, pochłaniając foton, przechodzi do pasma dziur lekkich. Muszą być przy tym spełnione równocześnie prawa zachowania energii i pędu:

$$\frac{\hbar^2 k_c^2}{2m_c} + \hbar\omega = \frac{\hbar^2 k_l^2}{2m_l}, \quad (1)$$

$$\hbar k_c + \hbar k_f = \hbar k_l, \quad (2)$$

gdzie: k_c , k_l , k_f — wektory falowe odpowiednio dziur ciężkich, lekkich oraz fotonu, ω — częstość padającego promieniowania.

W przypadku jednowymiarowym (wybrany kierunek pokrywa się z osią wiązki promieniowania) te dwa warunki mogą być spełnione jedynie dla dwóch przejść, które będziemy nazywali lewym, oznaczonym na rys. 1 jako AB, i prawym — CD. Zmiana pędu w paśmie dziur ciężkich wyniesie:

$$(\hbar k_c) = \hbar(k_{c1} + k_{c2}) = \frac{2\hbar k_f m_c}{m_c - m_l} \quad (3)$$

i w paśmie dziur lekkich:

$$(\hbar k_l) = \hbar(k_{l1} + k_{l2}) = -\frac{2\hbar k_f m_l}{m_c - m_l} \quad (4)$$

Widać stąd, że efekt może być różnego znaku, ponieważ nierównowagowe dziury mają pędy różnych znaków w tych dwóch pasmach. Istotnym będzie tu czas relaksacji pędu nierównowagowych dziur w tych pasmach. Trzeba nadto zauważyć, że dozwolone przejścia są rozłożone niesymetrycznie względem punktu $k = 0$. I tak, w modelu przedstawionym na rys. 2, w paśmie dziur ciężkich liczba stanów odpowiadających przejściom lewym jest większa od liczby stanów po prawej stronie, natomiast prawdopodobieństwo zapelnienia stanów po lewej stronie jest mniejsze niż po prawej ze względu na wyższą energię. Wartość wektora falowego po lewej stronie jest większa niż po prawej i stąd prawdopodobieństwo przejść lewych jest wyższe niż prawych. Analogiczne rozważania można przeprowadzić dla pasma dziur lekkich. Wraz ze zmianą temperatury będzie zmieniać się w nieco różny sposób prawdopodobieństwo przejść lewych i prawych. To tłumaczy temperaturową zmianę znaku napięcia efektu „photon drag”.

W przypadku trójwymiarowym stany, między którymi mogą zachodzić przejścia dozwolone, znajdują się na elipsach w przestrzeni \vec{k} . Prawdopodobieństwo przejść między nimi zależy od kąta Θ w stosunku do kierunku padania promieniowania. Ta asymetria jest przyczyną powstawania efektu „photon drag”. Z obliczeń wykonanych przez Grinberga [3] wynika, że prawdopodobieństwa przejść dla symetrycznie rozłożonych stanów: $P(\Theta)$ i $P(180^\circ + \Theta)$ są równe, gdy zachodzi warunek:

$$kT = \hbar\omega \frac{m_l}{m_c - m_l} \quad (5)$$

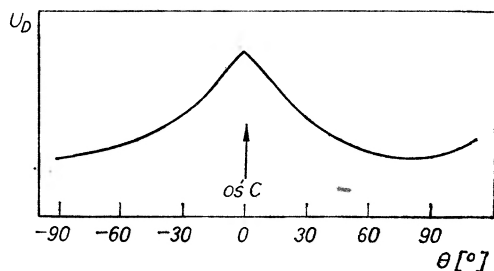
W przypadku promieniowania emitowanego przez laser CO_2 ($\hbar\omega = 0,117$ eV) i stosunku mas $m_c/m_l = 7,5$, odpowiada to temperaturze $T = 210$ K [4]. W temperaturze tej następuje zmiana znaku efektu.

Wyniki eksperymentalnych pomiarów

Na rys. 2 przedstawiono eksperymentalne zależności czułości efektu „photon drag” od temperatury, dla różnych próbek germanu, uzyskane przez Gibsona i Walkera [4]. Widać, że temperatura zmiany znaku efektu jest niższa od 210 K i zależy od koncentracji dziur. Okazuje się, że temperatura ta zależy również od kąta między osią wiązki promieniowania a wybranym kierunkiem krystalograficznym (rys. 3), [5].

Wielkość napięcia wywołanego zjawiskiem „photon drag” zależy od następujących czynników: 1) natężenia promieniowania — wzrasta liniowo ze wzrostem natężenia, 2) długości próbki — w badaniach efektu w próbkach o różnych współczynnikach pochłaniania stosuje się długości tak dobrane, aby pochłaniany był ten sam procent padającego promieniowania, 3) koncentracji nośników, 4) temperatury, 5) kierunku krystalograficznego (rys. 3).

Efekt „photon drag” zaobserwowano również w germanie typu *n*, ale jest on 200-krotnie mniejszy niż w germanie typu *p* [2] oraz w tellurze [6] i InAs [7].



Rys. 3. Zależność napięcia U_D efektu „photon drag” od kąta θ między kierunkiem padającego promieniowania i osią c dla telluru typu p , w temperaturze 77 K [6]. Napięcie odłożone w jednostkach umownych

Detektory promieniowania podczerwonego

Zjawisko „photon drag” wykorzystuje się do wytwarzania bardzo szybkich, o czasie reakcji 1 ns, detektorów promieniowania podczerwonego. Detektory te posiadają niską czułość w porównaniu z detektorami fotoelektrycznymi (Cd_xHg_{1-x})Te lub $(Zn_xHg_{1-x})Te$, ale są znacznie szybsze i to jest ich główną zaletą. Czas reakcji tych detektorów jest praktycznie ograniczony tylko stałą czasową RC. Elementem czynnym detektora jest pręt germanu typu p o przekroju kilku mm^2 i długości około 2 cm. Pracuje on w temperaturze pokojowej, co też stanowi dodatkową zaletę. Nie wymaga źródła zasilania.

Detektory oparte o zjawisko „photon drag” znalazły zastosowanie do wykrywania promieniowania laserów CO_2 . Czułość wynosząca dziesiąte części mV/kW (przy przekroju $5 mm^2$) jest wystarczająca, aby otrzymać dostatecznie wysoki impuls napięciowy przy mocy (w impulsie) lasera, wynoszącej kilkaset MW. Impulsy laserów CO_2 mogą być krótkoczasowe, o długości rzędu nanosekund. Detektory te pozwalają wykrywać strukturę subtelną impulsu, co jest ważne np. w eksperymentach mających na celu podwyższenie mocy laserów.

Badania nad detektorami typu „photon drag” prowadzone są w Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie.

Literatura

- [1] A. F. Gibson, M. F. Kimmitt, A. C. Walker, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 75 (1970).
- [2] A. M. Daniszewskij, A. A. Kastalskij, C. M. Rywkin, J. D. Jaroszeckij, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **58**, 544 (1970).
- [3] A. A. Grinberg, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **58**, 589 (1970).
- [4] A. F. Gibson, A. C. Walker, *J. Phys. C: Solid St. Phys.* **4**, 2209 (1971).
- [5] H. Hattori i in., *J. Phys. Soc. Japan* **35**, 826, (1973).
- [6] S. Panyakoew, J. Shirafuji, Y. Inuishi, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 314 (1972).
- [7] C. K. N. Patel, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 25 (1971).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Jan A. Gaj

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Uwagi o pojęciu masy efektywnej, czyli co robiłby elektron w kryształach, gdyby nie znał mechaniki kwantowej

Comments on the Notion of the Effective Mass or What Would an Electron Do in a Crystal but for the Quantum Mechanics

Abstract: The effective mass of an electron in its motion in a crystal is introduced using a simple classical model.

Uprowadzając poniższe rozumowanie, odpowiem od razu: prawie to samo, co robi, znając ją. Wywód prowadzący do tego wniosku może zaciekawić wykładowców fizyki ciała stałego, którym zależy na możliwie najlepszym trafieniu do wyobraźni słuchaczy przy wprowadzaniu jednego z najbardziej podstawowych pojęć tego przedmiotu, jakim jest masa efektywna.

Wiadomo powszechnie, że elektron w paśmie idealnego kryształu porusza się bez zakłóceń, ruchem makroskopowo jednostajnym, a w przypadku działania sił zewnętrznych (np. siły elektrycznej $F = -eE$) doznaje przyspieszenia opisanego wzorem

$$a = \frac{1}{m^*} F .$$

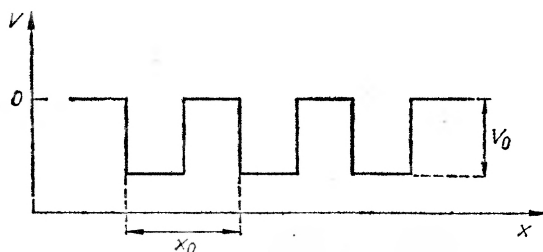
Wzór ten różni się od klasycznego wzoru opisującego ruch swobodnego elektronu obecnością masy efektywnej, która w ogólnym przypadku jest wielkością tensorową, zależną ponadto od energii elektronu. Te podstawowe cechy ruchu elektronu w kryształach są często uważane za konsekwencję kwantowego charakteru zjawiska, nie do wytłumaczenia na gruncie fizyki klasycznej.

Mniemanie to okazuje się jednak błędne. Omówiony poniżej prosty model klasyczny pozwala spodziewać się wystąpienia wszystkich wymienionych powyżej cech.

Dla maksymalnego uproszczenia rozumowania rozważymy jednowymiarowy ruch cząstki o masie m w potencjale $V(x)$ periodycznym z okresem x_0 , tzn.:

$$V(x+x_0) = V(x) .$$

Przykładem może być przedstawiony na rys. 1 potencjał zmieniający się skokowo, znany jako potencjał Kroniga-Penneya. Jasne jest, że cząstka o energii E liczonej od poziomu zaznaczonego na rys. 1 będzie w dołach potencjału poruszać się z energią kinetyczną $E_k = E + V_0$, a więc z prędkością $v_1 = \sqrt{\frac{2(E+V_0)}{m}}$; w obszarach wysokiej energii potencjalnej szybkość jej wyniesie natomiast $v_2 = \sqrt{\frac{2E}{m}}$. Najprostszym rachunkowo przypadkiem jest $E \ll V_0$.



Rys. 1. Potencjał Kroniga-Penneya

Wtedy $v_1 \gg v_2$, a więc praktycznie przez cały czas elektron przebywa w obszarze o większej wartości potencjału. Prędkość średnia jest przy tym, jak łatwo widać, dwa razy większa od prędkości v_2 , czyli faktycznej prędkości elektronu w tych obszarach: $\bar{v} = 2v_2$. Przyspieszenie pod wpływem działającej siły F wyniesie w każdym momencie

$$a = \frac{1}{m} F, \quad (1)$$

gdzie m jest prawdziwą masą elektronu (swobodnego). Bez uwzględnienia przyrostu energii elektronu na odcinku o małej wartości potencjału (które przebywa w bardzo krótkim czasie), jego przyspieszenie średnie \bar{a}^* byłoby dwa razy większe od faktycznego, co można zapisać w postaci wzoru analogicznego do (1) z masą równą połowie masy prawdziwej. Uwzględniając także i ten przyrost energii, otrzymujemy:

$$\bar{a} = \frac{1}{m^*} F, \quad \text{gdzie } m^* = \frac{1}{4} m.$$

Tak więc przy pomocy niezwykle prostego modelu klasycznego otrzymujemy charakterystyczną „kwantową” właściwość elektronu w ciele stałym. Co więcej, w ramach tegoż modelu można oczekiwać zależności masy efektywnej od energii, czyli efektu nieparaboliczności. Najprościej widać to po przejściu do granicy bardzo dużych wartości energii kinetycznej, kiedy zmiany potencjału o amplitudzie V_0 powodują znikome zmiany prędkości elektronu. Jego ruch będzie wtedy praktycznie ruchem swobodnym, średnie wartości prędkości i przyspieszenia równe wartościom faktycznym, a więc

$$m^* = m.$$

Oczywiście zagadnienie ruchu klasycznego elektronu w jednowymiarowym potencjale periodycznym $V(x)$ można rozwiązać zupełnie ogólnie. Mamy wtedy

$$\frac{1}{2} m v^2 + V(x) = E,$$

* zdefiniowane jako stosunek zmiany prędkości średniej na odcinku x_0 do czasu przebycia tego odcinka.

a więc

$$v = \sqrt{\frac{2(E-V(x))}{m}}.$$

Przy wprowadzaniu siły zewnętrznej scharakteryzowanej przez potencjał $V_1(x)$, trzeba go dodać do potencjału $V(x)$. Prędkość średnia mierzona na odcinku x_0 wyniesie:

$$\bar{v} = \frac{s}{t} = \frac{x_0}{\int_{t(x)}^{t(x+x_0)} dt} = \frac{x_0}{\int_x^{x+x_0} \frac{1}{v} dx} = \left(\frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} \sqrt{\frac{m}{2(E-V(\xi)-V_1(\xi))}} d\xi \right)^{-1}$$

Zakładając bez zmniejszenia ogólności, że $V_1(0) = 0$ oraz że praca siły zewnętrznej na długości stałej sieci jest odpowiednio mała, a sama siła może na tej długości być uważana za stałą (por. założenia metody masy efektywnej!), możemy rozwinąć różnicę prędkości średnich $\bar{v}(x+x_0) - \bar{v}(x)$ względem pracy L i ograniczyć się do wyrazu liniowego:

$$\bar{v}(x_0) - \bar{v}(0) = L \frac{\delta \bar{v}}{\delta L}.$$

Po przeprowadzeniu algebraicznych przekształceń otrzymujemy ostatecznie: $\bar{a} = \frac{1}{m^*} F$, gdzie

$$m^* = \frac{\left\langle \frac{1}{\sqrt{E-V}} \right\rangle^3}{\left\langle \left(\frac{1}{\sqrt{E-V}} \right)^3 \right\rangle} m. \quad (2)$$

Symbolem $\langle \rangle$ oznaczam tu średnią przestrzenną na obszarze jednej stałej sieci:

$$\langle A \rangle = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} A(x) dx.$$

Z otrzymanego wzoru wynikają następujące własności „klasycznej” masy efektywnej:

1) $m^* \leq m$, ponieważ średnia z trzeciej potęgi wielkości dodatniej jest większa lub równa od trzeciej potęgi średniej,

2) $m^* \simeq m$ dla wartości E dużych w porównaniu z amplitudą zmienności V (wyrażenie podcałkowe w (2) można wtedy uznać za stałe i opuścić znaki średniowania). Widać także, że dla omawianego poprzednio potencjału Kroniga-Penneya otrzymujemy (przy założeniu odpowiednio małej energii kinetycznej) przytoczoną powyżej wartość $m^* = \frac{1}{4} m$.

Oczywiście należy jasno zdać sobie sprawę, że omówione tu podejście nie może dostarczyć pełnego opisu własności typowo kwantowego układu, jakim jest elektron w kryształach. W szczególności nie otrzymuje się rozwiązań dla energii całkowitej mniejszej od maksymalnej wartości potencjału. Nie otrzymuje się też wyjaśnienia wszelkich efektów związanych ze skończoną długością fali elektronu, jak na przykład odbicia braggowskiego. Tym niemniej możliwość otrzymania zasadniczych cech ruchu elektronu w kryształach na gruncie tak prostych założeń wydaje się zasługiwać na uwagę.

Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

Symposium „CAMAC” w Luksemburgu

W dniach 4—6 grudnia 1973 r. odbyło się w Luksemburgu I Międzynarodowe Symposium Zastosowań Systemu CAMAC w Połączeniu z Komputerami. W symposium, zorganizowanym przez Komisję Wspólnoty Europejskiej z inicjatywy i przy udziale Komitetu ESONE¹, uczestniczyło ponad 500 uczestników z 25 krajów (tab. 1).

W czasie trwania symposium czynna była wystawa aparatury z udziałem 25 wystawców. Z uznaniem należy odnotować obecność na niej stoiska naszego POLON-u.

Podczas trzech dni obrad odbyło się 5 sesji podczas których wygłoszono 55 referatów omawiających różnorodne zastosowania skomputeryzowanych systemów CAMAC w wielu dziedzinach nauki, techniki, medycyny i gospodarki.

Pierwsza sesja stanowiła wprowadzenie do systemu CAMAC. Omówiono na niej genezę i aspekty techniczne tego standardu, przedstawiono stanowisko producentów. Przedstawiono stan aktualny i perspektywy rozwoju CAMAC-a w różnych krajach Europy i Ameryki (tab. 2).

Podkreślono ogromną rolę tego standardu jako katalizatora postępu technicznego.

Druga sesja była poświęcona zagadnieniom programowania skomputeryzowanych systemów CAMAC i stosowanych w praktyce języków. Ogólną tendencją jest dążenie do wdrażania języków programowania wyższego rzędu, co pozwoli w przyszłości znacznie skrócić czas niezbędny dla opracowywania programów roboczych dla konkretnych zastosowań. Rozwiązanie tego zagadnienia nastęrcza wielu problemów i wymaga dużego nakładu środków i czasu. Należy oczekiwać, że istotną rolę odgrywać będzie w tym przypadku rozpowszechnienie takich języków jak FORTRAN, BASIC itp.

Największą liczbę referatów przedstawiono w czasie obrad sesji trzeciej, poświęconej automatyzacji pomiarów w laboratoriach naukowych. Wszechstronny przegląd aparatury stosowanej we współczesnych laboratoriach fizycznych, chemicznych, biologicznych i innych prowadzi do wniosku, że CAMAC winien ułatwić realizację połączenia takiej aparatury z komputerami w celu uzyskania wysokosprawnych systemów pomiarowych.

Niezwykle interesującym był referat grupy autorów z CERN-u, w którym omówiono projekt systemu sterowania nowym protonowym akceleratorem 400 GeV, systemu wykorzystu-

¹ ESONE (European Standard of Nuclear Electronics) — międzynarodowy komitet zajmujący się opracowywaniem i propagowaniem zaleceń odnośnie do standaryzacji aparatury elektronicznej dla potrzeb laboratoriów fizyki jądrowej. Komitet ESONE opracował w r. 1969 podstawowe założenia nowoczesnego modułowego systemu elektronicznego przystosowanego do bezpośredniej współpracy z komputerami i przeznaczonego do zbierania i przetwarzania informacji w czasie trwania eksperymentu. System ten, znany pod nazwą CAMAC, znajduje zastosowanie w wielu innych dziedzinach nauki i techniki dzięki temu, iż stanowi praktycznie jedyny standard, umożliwiający łączenie ze sobą różnych typów komputerów oraz dowolnych urządzeń peryferyjnych.

Polskę reprezentuje w komitecie ESONE dr R. Trechciński z Instytutu Badań Jądrowych.

Uczestnicy Sympozjum CAMAC w Luksemburgu

Kraj	Liczba uczestników	W tym pracowników instyt. nauk.	Liczba referatów
RFN	128	45	20
Francja	91	46	7
W. Brytania	69	28	12
Szwajcaria	55	38	9
Belgia	41	21	—
Holandia	36	11	—
Włochy	22	16	—
Austria	14	7	2
Dania	11	6	—
USA	7	2	2
Polska	6	3	1
Węgry	4	2	1
ZSRR	3	3	—
NRD	3	2	—
Republika Płd. Afryki	1	—	1
Ogółem	515	244	55

Tabela 2

Liczba kaset CAMAC w niektórych ośrodkach naukowych

CERN, Szwajcaria	215 szt. (355 w 1974 r.)
Daresbury NPL, Anglia	120 "
Rutherford Lab. Anglia	83 "
Saclay, Francja	60 "
Jülich, RFN	50 "
DESY, RFN	45 " (100 w 1974 r.)
CNEN, Włochy	20 "
National Accel. Lab. USA	250 "
Tri Univ. Meson Fac., USA	30 "

Ogólną liczbę kaset ocenia się na około 700 sztuk (dane wg referatów K. Zandera i R. S. Larsena).

jącego 25 współpracujących ze sobą minikomputerów. Kompleksowe podejścia do tego problemu zakłada z założenia możliwość wprowadzania zmian względem pierwotnego projektu systemu. Możliwość taką gwarantuje z jednej strony sam CAMAC, zaś z drugiej — „modułowe” podejście do zagadnień programowania.

Nie mniej interesującym był referat grupy autorów Laboratorium w „Daresbury”, gdzie system CAMAC spełnia rolę środka technicznego umożliwiającego realizację złożonych sieci urządzeń i komputerów dla wielu eksperymentów jednocześnie. Referat był tym bardziej ciekawy, że na wystawie aparatury demonstrowano typowe dla tego laboratorium stanowisko pomiarowe połączone z ośrodkiem obliczeniowym w Daresbury za pośrednictwem zwykłej linii telefonicznej.

W pozostałych referatach tej sesji przytaczano przykłady najróżnorodniejszych zastosowań systemu CAMAC: w laboratoriach elektroenergetycznych, obserwatoriach astronomicznych, sterownikach reaktorów jądrowych, laboratoriach półprzewodników itp.

Referaty wygłoszone podczas czwartej sesji były poświęcone zastosowaniom systemu CAMAC w przemyśle i gospodarce oraz perspektywom ich dalszego rozwoju. Pierwsze dwa referaty tej sesji dały wnikliwą analizę możliwości i ograniczeń omawianego standardu z punktu widzenia specyficznych wymagań przemysłu. Niezwykle ciekawa była uwaga przedstawiciela amerykańskiego koncernu „ALCOA”, który w swoim referacie podkreślił, iż dla pełnego wykorzystania możliwości systemu CAMAC wymagane jest 10-krotne zwiększenie szybkości działania współpracujących komputerów. Należy oczekiwać, że system CAMAC przyczyni się do stworzenia pomostu nad przepaścią, jaka rozdziela laboratoria zakładowe od linii produkcyjnych w przemyśle.

Piąta sesja — zastosowania w dziedzinie medycyny — okazała się niezwykle interesującą przede wszystkim z uwagi na różnorodność sposobów wykorzystania komputerów.

Omawiano dwa zasadnicze rodzaje zastosowań komputerów:

- 1) dla zautomatyzowania akwizycji, przechowywania i udostępniania informacji odnośnie rezultatów badań klinicznych pacjentów, z wykonywaniem analiz laboratoryjnych włącznie,
- 2) dla celów ciągłej kontroli stanu podstawowych funkcji fizjologicznych organizmu chorych, znajdujących się w stanie krytycznym.

Szczególnie wiele uwagi udzielano problemom zabezpieczenia niezwykle wysokiej niezawodności działania takich systemów. Warto podkreślić, że szereg stosowanych rozwiązań technicznych może znaleźć zastosowanie również i w przypadku systemów przeznaczonych dla potrzeb fizyki eksperymentalnej.

Podsumowując obrady sympozjum należy zwrócić uwagę na wyraźną tendencję do stosowania szeregowego sposobu transmisji danych przy wykorzystaniu standardowych linii telefonicznych i telekomunikacyjnych, na powszechne stosowanie systemów kontroli i eliminacji błędów w procesie transmisji danych oraz na coraz powszechniejsze wykorzystywanie sieci wielokomputerowych systemów.

Jerzy Chmielewski

EPS

W Wydziale Materii Skondensowanej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego odbyły się niedawno wybory do rad poszczególnych sekcji tego Wydziału:

Fizyka Niskich Temperatur — W. J. Huiskamp (Lejda), W. Klose (Saarbrücken), N. Kurti (Oxford), T. Lindqvist (Uppsala), J. L. Olsen (Zurych), S. Safrata (Rez koło Pragi)

Fizyka Makromolekularna — P. Corradini (Neapol), E. W. Fischer (Moguncja), W. Holz-müller (Lipsk), A. J. Kovacs (Strasbourg), A. J. Staverman (Lejda), I. M. Ward (Leeds)

Magnetyzm — A. S. Borovik-Romanov (Moskwa), G. Busch (Zurych), A. R. Miedema (Eindhoven), L. Pal (Budapeszt), R. Pauthenet (Grenoble), E. P. Wohlfarth (Londyn)

Metale — P. Averbuch (Grenoble), O. Beckman (Uppsala), F. Fumi (Genua), V. Heine (Cambridge), J. Muller (Genewa), W. Schilling (Jülich)

Półprzewodniki i izolatory — G. Baldini (Mediolan), M. Balkanski (Paryż), F. Bassani (Rzym), P. Grosse (Akwizgran), G. Hilsun (Malvern), B. M. Vuł (Moskwa).

Zebranie Rady EPS

W dniach 28 i 29 marca 1974 odbyło się w Genewie zebranie Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Poza członkami Rady wzięli w nim udział przewodniczący Wydziałów i członkowie Komitetów Doradczych.

Ustępujący Prezydent H. B. G. Casimir przedstawił fatalną sytuację finansową Towarzystwa. W wyniku różnych akcji udało się uzyskać od różnych instytucji nie związanych z Towarzystwem 10 000 franków szw. Aby wyprowadzić Towarzystwo z trudności finansowych, należałoby uzyskać sumę 300 000 franków szw. Prezydent wezwał

członków do włączenia się w akcję zdobywania funduszw.

Omówiono przygotowania do Trzeciej Konferencji Generalnej EPS, która ma się odbyć w dniach 9—12 września 1975 w Bukareszcie, a której tematem będzie „Energia i Fizyka”. Wielką wagę przywiązuje się do tego, aby w konferencji wzięli jak najliczniejszy udział młodzi fizycy. Postanowiono przeznaczyć 50% funduszu konferencyjnego EPS na dofinansowanie udziału młodych oraz wystosować apel do Akademii i Towarzystw będących członkami EPS o znalezienie w swoich krajach środków finansowych na wysłanie młodych fizyków do Bukaresztu. Również rumuńscy gospodarze konferencji zadeklarowali pewną liczbę stypendiów młodych uczestników. W czasie trwania konferencji urządzona będzie wystawa aparatury naukowej.

Przewodniczący Wydziałów złożyli sprawozdanie z działalności Wydziałów, w szczególności na temat odbytych już i planowanych na przyszłość konferencji i szkół letnich.

Rada skierowała do Komitetu Wykonawczego prośbę o utworzenie grupy roboczej, której zadaniem byłoby rozważenie zagadnienia jak można by zbierać aktualne informacje dotyczące stanu istniejącej kadry fizyków i dopływu do niej oraz zapotrzebowania na fizyków w Europie.

Rada przyjęła na członka EPS Greckie Towarzystwo Fizyczne.

Dokonano wyboru nowego Komitetu Wykonawczego w następującym składzie:

Prezydent — H. B. G. Casimir (Eindhoven)
Wiceprezydent — G. Szigeti (Budapeszt)
Sekretarz — J. J. Went (Arnhem)
Zastępca Sekretarza — T. Riste (Kjeller)
Skarbnik — O. S. Heavens (York)
Zastępca Skarbnika — M. Guenin (Genewa)
Członkowie — N. Cindro (Zagrzeb), J. Friedel (Paryż), K. Ganzhorn (Stuttgart), I. Ursu (Bukareszt), B. M. Vuł (Moskwa).

Energia i Fizyka

Europejskie Towarzystwo Fizyczne organizuje w dniach od 9 do 12 września 1975 w Bukareszcie Trzecią Konferencję Ogólną poświęconą tematowi „Energia i Fizyka”.

Program, pomyślany tak, aby obejmował wielorakie aspekty zagadnienia energii, wypełniany będzie na posiedzeniach ogólnych, sympozjach i seminariach. W zakres tematyki konferencji wchodzi: 1) fizyka wysokich energii, 2) rozszczepienie i fuzja jądrowa, 3) mechanika statystyczna, 4) energia w astrofizyce i kosmologii, 5) transformacje energii w układach biologicznych, 6) transport i przechowywanie energii, 7) wykorzystanie energii słonecznej, 8) materiały, 9) strategia i przewidywania.

Dalsze informacje i formularze rejestracyjne można uzyskać albo z

European Physical Society
Main Secretariat
P. O. Box 39

CH-1213 Petit-Lancy,

albo od A. Corciovei

Institute of Atomic Physics
P. O. Box 35
Bucharest

Nagroda EPS za fizykę ciała stałego

Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) ustanowiło nagrodę pod nazwą: „Hewlett-Packard Europhysics Award” za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki ciała stałego. Nagroda w wysokości 20 000 franków szwajcarskich będzie przyznawana przez EPS corocznie jednemu lub kilku fizykom bez względu na ich narodowość. Fundatorem nagrody jest firma Hewlett-Packard.

Zgodnie ze statutem nagroda „będzie przyznawana w uznaniu za nowe prace jednego lub kilku autorów w dziedzinie fizyki stanu skondensowanego, w szczególności za prace prowadzące do postępu w technologii elektronowej, elektrycznej i materiałowej, które według opinii komisji EPS przyznającej nagrodę reprezentują doskonały poziom naukowy. Jako nowe definiuje się prace zakończone w ciągu pięciu lat poprzedzających nagrodę. Nagroda może być przyznawana zarówno za badania podstawowe, jak i stosowane według uznania Towarzystwa.”

Nagroda będzie wręczana przez EPS na dorocznej ceremonii laureatowi wybranemu przez Komisję Nagrody składającą się z naukowców. Komisja Nagrody będzie wyznaczona przez Komitet Wykonawczy EPS.

Pierwsza nagroda będzie wręczona w czasie trzeciej Konferencji Ogólnej EPS w Bukareszcie we wrześniu 1975.

Fizyka makromolekularna

W dniach od 1 do 3 maja 1974 odbyła się w Sorrento konferencja poświęcona badaniom stanu uporządkowania w amorficznych polimerach. Konferencji patronowało Europejskie Towarzystwo Fizyczne. Wzięło w niej udział 140 osób.

Przedstawione na konferencji wyniki badań rentgenowskich i elektronograficznych zdają się wskazywać na istnienie pewnego porządku lokalnego charakteryzującego się równoległym ułożeniem łańcuchów, podobnie jak to zachodzi w kryształach ciekłych. Porządek rozciąga się prawdopodobnie na obszary nie większe niż kilkanaście Å. Dotychczasowe wyniki badań nie pozwalają jeszcze na wytworzenie jednoznacznego poglądu na stan uporządkowania amorficznych polimerów.

Badania w silnych polach magnetycznych w Grenoble

W Narodowym Centrum Badań Naukowych w Grenoble utworzona została w r. 1971 Służba Narodowa Silnych Pól — Service National des Champs Intenses (SNCI), której zadaniem jest zapewnienie bardzo silnych pól magnetycznych, wysokich ciśnień i bardzo niskich temperatur umożliwiających badania substancji w warunkach ekstremalnych. Od 1972 do stałej współpracy włączyło się Towarzystwo Maxa Plancka (RFN).

Laboratorium rozporządza źródłem energii elektrycznej mocy 10 MW pozwalającym czerpać prąd stały 30 kA przy napięciu 333 V, przy czym długoczasowa stabilność natężenia jest lepsza niż 5×10^{-5} . Do chłodzenia używa się wody demineralizowanej i dejonizowanej tłoczonej przez uzwojenia pod ciśnieniem 25 atm z prędkością 100 m³/godz. Magnes może wytwarzać pole stałe 20 T w obszarze o średnicy 5 cm. Obecnie prowadzone są prace nad budową magnesu nad-

przewodzącego z drutów wielozwojowych Nb_3Sn i V_3Ga , należy się spodziewać, że osiągnie się tu stałe pole przekraczające 25 T. Laboratorium posiada również magnes impulsowy, działający na zasadzie techniki implozyjnej, dający pole 400 T w impulsie 10 s. Pola przejściowe do 120 T można osiągnąć przepuszczając prąd 100 kA z baterii kondensatorów przez pojedynczą pętlę wokół próbki.

Osiągane w laboratorium ciśnienia hydrostatyczne wynoszą 15 kbar, a quasi-statyczne do 100 kbar.

Program badawczy jest realizowany częściowo przez stały personel laboratorium, a częściowo przez gości. Nad całością programu czuwa międzynarodowy komitet doradczy.

Badania magnetyzmu. W ciałach stałych porządek magnetyczny jest zdefiniowany przez dwie podstawowe energie: energię wymiany i energię anizotropii. Z polem wymiany wiąże się zwykle ekwiwalentne pole magnetyczne (pole molekularne), które jest proporcjonalne do całki wymiany między funkcjami falowymi oddziałujących atomów i ich spinów. Pole to może zmieniać się od kilku tysięcy gaussów (dla niektórych soli ziem rzadkich o temperaturach Curie i Néela rzędu kilku stopni K) do kilku milionów gaussów dla substancji, w których temperatury te osiągają 1000 K (spinele ferrytowe).

Anizotropię energii można opisać polem anizotropii, które, ogólnie rzecz biorąc, jest znacznie mniejsze od pola wymiany, jednak w przypadku pewnych stopów ziem rzadkich może sięgać wartości 200 kGs.

Pola magnetyczne uzyskiwane w Grenoble wystarczają w zupełności do osiągnięcia pól wymiany i anizotropii w większości substancji, a możliwość jednoczesnej zmiany ciśnienia i temperatury pozwala na prowadzenie wielu ciekawych badań własności magnetycznych. W Grenoble zbadano m. in. mechanizm magnetyzacji silnie anizotropowych kryształów zarówno para- jak i ferromagnetycznych i wyznaczono stałe anizotropii (stopy ziem rzadkich), badano magnetyzację stopów rozcieńczonych (atomy magnetyczne w niemagnetycznej matrycy), badano przejścia w ekstremalnie wysokich polach magnetycznych między stanami o różnym stopniu porządku magnetycznego.

Półprzewodniki. Badania prowadzone w SNCI koncentrują się w 3 głównych kierunkach: magneto-optyka stanów ekscytowanych i domieszkowych, badania rezonansu cyklotronowego metodami optycznymi, badania wpływu pól magnetycznych na dyfuzję nośników w półprzewodnikach.

Ponadto, przy współpracy innych laboratoriów ośrodka w Grenoble, prowadzone są badania przewodników jednowymiarowych, materiałów nadprzewodzących, ciekłych kryształów, makromolekuł biologicznych (planuje się badania wpływu pola magnetycznego na wzrost komórek) oraz pewnych zastosowań medycznych (np. magnetyczne sterowanie kateterami).

Laboratorium Magnetyczne w Grenoble jest otwarte dla fizyków ze wszystkich krajów. Pragnący korzystać z urządzeń muszą jedynie uzgodnić program swoich badań z kierownictwem laboratorium.

Numer specjalny „Nukleoniki”

W związku z trzydziestolecie powstania PRL czasopismo „Nukleonika” wydaje w styczniu 1975 okolicznościowy zeszyt poświęcony rozwojowi i osiągnięciom atomistyki polskiej. W zeszycie znajdują się m. in. następujące artykuły:

S. Andrzejewski — Inżynieria reaktorowa i energetyka jądrowa (artykuł w języku rosyjskim),

J. Minczewski, S. Siekierski i Z. P. Zagórski — 30 years of nuclear chemistry in Poland,

M. Mięśowicz, R. Sosnowski — Cluster production in high energy reactions,

J. Pniewski, J. Zakrzewski — Hypernuclear spectroscopy: a new trend in hypernuclear physics.

Oddział Warszawski PTF

Przewodniczący — Wacław Nazarewicz
Wiceprzewodniczący — Bronisław Kuchowicz,

Sekretarz — Alfred Zagórski,
Skarbnik — Michał Kopcewicz,
Członkowie Zarządu — Zbigniew Gortel,
Edmund Igras, Włodzimierz Klonowski,
Andrzej Kotlicki, Jan Kozubowski, Wi-

told Łuczniak, Bronisław Orłowski, Maria Radwan-Kopecka i Tadeusz Warmiński. Komisja Rewizyjna — Maria Bochenkowa, Tadeusz Pniewski i Bolesława Twarowska. Przy Oddziale działają trzy sekcje: dydaktyczna (przewodniczący — A. Kotlicki), biofizyki (przewodniczący — W. Klonowski) oraz mikroskopii elektronowej (przewodniczący — J. Kozubowski).

Wzorem lat ubiegłych Oddział prowadzi akcję popularyzacji fizyki. W okresie od 13.9.73 do 31.1.74 zorganizowano cykl wykładów dla szkół średnich, od 24.2.74 do 31.3.74 odbył się cykl 6 odczytów popularnonaukowych z biofizyki, a we wrześniu 1974 rozpoczął się cykl pod ogólnym tytułem „zagadnienia współczesnej fizyki”, który obejmuje 11 odczytów. Ponadto w roku akademickim 1973/4 Oddział prowadził seminaria z matematyki i fizyki dla kandydatów na studia. Seminaryjne te obejmowały wykłady, ćwiczenia audytoryjne i zadania kontrolne.

W dniu 30 września 1974 Oddział liczył 299 członków, w tym 42 profesorów, 41 doktorów habilitowanych i docentów, 82 doktorów, 127 magistrów i 7 osób nie mających ukończonych studiów wyższych. Około 250 członków pracuje w wyższych uczelniach i instytutach naukowo-badawczych PAN lub resortowych, a około 30 w szkolnictwie średnim.

Order dla Diraca

P. A. M. Dirac, jeden z wielkich twórców w dziedzinie fizyki teoretycznej, otrzymał od królowej brytyjskiej Elżbiety II Order of Merit.

Liczba odznaczanych tym orderem jest ograniczona, może go mieć jednocześnie tylko 24 poddanych brytyjskich.

L. Rosenfeld (1904—1974)

Dnia 23 marca 1974 zmarł wybitny fizyk teoretyk Leon Rosenfeld.

L. Rosenfeld urodził się 14 sierpnia 1904 w Charleroi (Belgia). Studiował w różnych ośrodkach fizyki teoretycznej w Europie. Był profesorem kolejno uniwersytetów w Liège,

Utrechcie i Manchesterze. Od 1958 był profesorem świeżo wówczas utworzonego w Kopenhadze instytutu Nordita (Nordic Institute for Theoretical Physics), który ściśle współpracuje z Instytutem Niesla Bohra.

Rosenfeld dał wkład w wiele dziedzin fizyki, a w szczególności w teorię pola i teorię jądra atomowego (analiza sił jądrowych, teoria reakcji rezonansowych), zajmował się również podstawowymi problemami mechaniki statystycznej, a w ostatnich latach — niezmienniczością w dużych układach kwantowych. Był zaprzyjaźniony z Nielsem Bohrem. Pracowali, stosując różne metody, nad tymi samymi zagadnieniami. W szczególności znane są ich prace nad związkami komplementarności w pomiarach pól elektromagnetycznych i prądów.

Rosenfeld był znawcą historii nauki, współpracował również ze specjalistami z dziedzin biologii, psychologii, filozofii i nauk społecznych.

Założył czasopismo „Nuclear Physics” i do końca życia był jego redaktorem. Był jednym z założycieli Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

E. U. Condon (1902—1974)

Dnia 26 marca 1974 zmarł Edward Uhler Condon, znany fizyk amerykański.

E. Condon urodził się 2 marca 1902 w Alamogordo (Nowy Meksyk). Po studiach w Stanach Zjednoczonych odbył staż naukowy w Getyndze i w Monachium. Był profesorem uniwersytetów Columbia, Princeton i w Boulder, wicedyrektorem zakładów Westinhouse, dyrektorem National Bureau of Standards.

Powszechnie znanym jego wkładem do fizyki była praca (podstawa jego rozprawy doktorskiej) o separowalności ruchów wibracyjnych i elektronowych w cząsteczkach (tzw. zasada Francka-Conzona). Wspólnie z Gurneyem był jednym z pierwszych badaczy zjawiska tunelowania kwantowo-mechanicznego w zastosowaniu do cząstek α . Badał, na przykładzie rozpraszania proton-proton, silne oddziaływania jądrowe. W dziedzinie fizyki ciała stałego zajmował się

m. in. badaniami potencjałów półprzewodnik-kontakt.

Będąc na kierowniczych stanowiskach zarówno w NBS jak i w organizacjach przemysłowych, wprowadzał nowe osiągnięcia fizyki do programów badawczych tych instytucji. W czasach działalności Komitetu Działalności NieAmerykańskiej był wielokrotnie przez ten komitet Senatu USA atakowany. Doceniając jego prawość i odwagę przekonań naukowcy amerykańscy wybrali go w tym

okresie na przewodniczącego American Association for the Advancement of Science. Był również prezydentem Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego.

E. Condon był redaktorem czasopisma „Reviews of Modern Physics”, oraz wspólnie z G. H. Shortleyem autorem doskonałego, przez bardzo wiele lat powszechnie używanego podręcznika *Theory of Atomic Spectra* (1936).

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Instytucje państwowe, społeczne, zakłady pracy, szkoły itp. mogą zamówić prenumeratę wyłącznie w miejscowych Oddziałach i Delegaturach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Prenumeratorzy indywidualni mogą opłacać w urzędach pocztowych i u listonoszy lub dokonywać wpłat na konto PKO 4-4-777 RSW „Prasa—Książka—Ruch” Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki, Al. Pokoju 5, 31-548 Kraków w terminie do 10 dnia poprzedzającego okres prenumeraty

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych, ul. Wronia 23, 00-840 Warszawa, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki w Krakowie, Al. Pokoju, 5, 31-548 Kraków, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić w księgarniach naukowych „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, 00-901 Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA-RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P.O. Box 1001, Poland.

Please send payments to the account of to ARS POLONA-RUCH, Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

V. F. Weisskopf — Znaczenie nauki (tłum. <i>W. Zielińska</i>)	599
A. Bohr, B. R. Mottelson — Wielopostaciowość struktury jądrowej (tłum. <i>D. Chlebowska</i>)	621
L. L. Goldin, W. P. Dżełepow, M. F. Łomanow, O. W. Sawczenko, W. S. Choroszkow — Zastosowanie ciężkich naładowanych cząstek o wysokiej energii w medycynie (tłum. <i>S. Chojnacki</i>)	647
S. Michalak — Promieniowanie przejścia i jego zastosowania	677
R. S. Ingarden — O podstawach teorii laserów	687

NOWOŚCI NAUKOWE

J. Rybiński — Zastosowanie zjawiska „photon drag” do detekcji promieniowania podczerwonego	703
--	-----

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

J. A. Gaj — Uwagi o pojęciu masy efektywnej, czyli co robiłby elektron w kryształach, gdyby nie znał mechaniki kwantowej	707
--	-----

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

J. Chmielewski — Sympozjum „CAMAC” w Luksemburgu	711
--	-----

KRONIKA

CONTENTS

V. F. Weisskopf — The Significance of Science	599
A. Bohr, B. R. Mottelson — The Many Facets of Nuclear Structure	621
L. L. Goldin, V. P. Dzhelepov, M. F. Lomanov, O. V. Savchenko, V. S. Khoshkov — The Application of Heavy Charged High-Energy Particles for Medicine	647
S. Michalak — Transition Radiation and Its Applications	677
R. S. Ingarden — On Foundations of Laser Theory	687

SCIENTIFIC NEWS

PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

MEETINGS AND CONFERENCES

CHRONICLE