

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XVII

ZESZYT 4

1966

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XVII, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1966

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1968 + 152 egz.	Rękopis dostarczono 29. IV. 1966 r.
Ark. wyd. 6,75 ark. druk. 5 ³ / ₄ .	Podpisano do druku 5. VIII. 1966 r.
Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w sierpniu 1966 r.
Zamówienie 356/66	Cena zł 15.— T-14

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Kazimierz Gumiński

Katedra Chemii Teoretycznej
Uniwersytetu Jagiellońskiego

Chemia teoretyczna w Polsce *

Chemia teoretyczna stoi w analogicznym stosunku do chemii doświadczalnej (nieorganicznej, organicznej i fizycznej) jak fizyka teoretyczna do fizyki doświadczalnej. Można również powiedzieć, że chemia teoretyczna stoi w podobnym stosunku do fizyki teoretycznej jak chemia eksperymentalna do fizyki eksperymentalnej. Zgodnie z tym chemia teoretyczna jest specyficzną, chemiczną częścią fizyki teoretycznej, a treść jej stanowią pewne metody fizyki teoretycznej w zastosowaniu do układów chemicznych. Jej głównymi, zasadniczymi, działaniami są: termodynamika chemiczna, fenomenologiczna i statystyczna, klasyczna i nieodwracalna, mechanika statystyczna układów chemicznych i chemia kwantowa. Z uwagi na specyficzność układów chemicznych, które te teorie opisują, stanowią one chemię teoretyczną, tak samo jak fizyczne badania eksperymentalne zjawisk chemicznych stanowią chemię eksperymentalną. Wynika stąd konieczność gruntownego wyszkolenia chemicznego chemika-teoretyka, jakiego nie potrzebuje fizyk-teoretyk.

Wyodrębnienie się w nauce chemii teoretycznej datuje się od niedawna. Niemniej można już dziś wymienić szereg ośrodków, w których dyscyplina ta żywo się rozwija, by wspomnieć tylko nazwiska Coulsona z Oxfordu, Longuet Higginsa z Cambridge, Moffita z Harvard, Paulinga z Kalifornii, Prigogine'a z Brukseli, Pullmana z Paryża.

Potrzeba zainicjowania systematycznych prac naukowych oraz szkolenia młodej kadry w zakresie chemii teoretycznej dawała się odczuć również i w chemii polskiej. W związku z tym Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego kreowało w roku 1952 na Uniwersytecie Jagiellońskim Katedrę Chemii Teoretycznej, której zadaniem jest systematyczne szkolenie młodej kadry chemików-teoretyków. W pracach Katedry uwzględniono dwa główne kierunki chemii teoretycznej: termodynamikę chemiczną i chemię kwantową, szkoląc młode grupy naukowe pracujące w obu tych kierunkach. W chwili obecnej Katedra obejmuje trzy

* Referat plenarny, wygłoszony na XIX Zjeździe Polskiego Towarzystwa Fizycznego w Krakowie, 25 września 1965 r.

Zakłady: chemii teoretycznej, chemii kwantowej oraz termodynamiki i teorii procesów nieodwracalnych. Równocześnie i na Uniwersytecie w Warszawie pod kierunkiem profesora W. Kołosa rozwijała się coraz żywiej grupa chemii kwantowej. W jesieni 1965 r. Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego kreowało drugą z kolei w Polsce Katedrę Chemii Teoretycznej na Wydziale Chemicznym Uniwersytetu Warszawskiego, powierzając jej kierownictwo profesorowi Kołosowi. Trzecim ośrodkiem, w którym rozwija się żywo w latach ostatnich chemia kwantowa, jest Toruń.

W rezultacie liczba prac naukowych z zakresu chemii teoretycznej pojawiających się rocznie w Polsce jest już wcale pokaźna, a młoda kadra coraz bardziej liczna. W kształceniu tej kadry przychodzi z pomocą Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego umożliwiając młodym pracownikom długotrwałe pobyty za granicą, oraz studia doktoranckie. Toteż, jeśli praca szkolenia kadr przebiegać będzie nadal tak jak dotychczas, winniśmy doczekać się wkrótce poważnej naukowej szkoły polskiej w chemii teoretycznej. Już dziś jednak polska chemia teoretyczna wykazać się może uciechliwym dorobkiem.

Przechodząc do omówienia tego dorobku rozróżnimy dwa główne kierunki: termodynamiki i teorii procesów nieodwracalnych oraz chemię kwantową.

W zakresie pierwszego kierunku należy wymienić nazwiska takich młodych naukowców jak B. Baranowskiego i A. Fulińskiego, wychowanków Katedry Krakowskiej, M. Malesińskiego, J. Steckiego, W. Brzostowskiego i H. Buchowskiego, wychowanków Szkoły Profesora Świętosławskiego.

Opisem nierównowagowych i stacjonarnych procesów fizykochemicznych metodami liniowej termodynamiki procesów nieodwracalnych Onsagera zajmuje się od szeregu lat w Warszawie profesor B. Baranowski wraz ze swoimi współpracownikami. Celem tych prac jest przede wszystkim znalezienie wzajemnego wpływu poszczególnych procesów na siebie i podanie ilościowych związków między nimi. Należy tu zwrócić uwagę na fakt, że w większości tych prac znajdowano wyrażenia ogólne zawierające w sobie jako przypadki szczególne znane dawniej wzory półempiryczne. Szkoła Baranowskiego opublikowała prace na następujące tematy:

1) Zjawiska transportu w metalach i stopach metalicznych, zarówno w fazie ciekłej, jak i stałej. Między innymi znaleziono wyrażenia opisujące szybkość poruszania się tzw. markerów w metalach.

2) Procesy dyfuzji i termodyfuzji w cieczech (B. Baranowski i A. Fuliński). Między innymi znaleziono równania opisujące „anomalny“ kierunek wędrówki niektórych składników układu wieloskładnikowego pod wpływem gradientu temperatury i stwierdzono, że zjawisko to jest wynikiem sprzężeń pomiędzy przepływami różnych składników. Stwierdzono też, że w elektrolitach pod wpływem przepływającego prądu elektrycznego zachodzi rozdział składników podobny do rozdziału termodyfuzyjnego.

3) Proces korozji elektrochemicznej w zakresie liniowym (A. Fuliński).

4) Procesy transportowe w układach dwufazowych (B. Baranowski i A. Fuliński, oraz B. Baranowski i J. Popielawski).

5) Nierównowagowe procesy zachodzące w fazie powierzchniowej (B. Baranowski i J. Popielawski). Autorzy zauważyli między innymi możliwość występowania tu pewnych zjawisk nie istniejących w fazach objętościowych.

6) B. Baranowski z T. Romotowskim podali opis procesów nieodwracalnych (liniowych), zachodzących w wieloskładnikowych płynach z antysymetrycznym tensorem ciśnienia. Znaleźli oni między innymi istnienie pośredniego sprzężenia pomiędzy procesami lepkościowymi i dyfuzyjnymi. Wcześniej jeszcze zagadnienie to było dyskutowane przez Baranowskiego na gruncie klasycznej mechaniki statystycznej (nierównowagowej).

7) Ostatnio B. Baranowski z J. Popielawskim podali termodynamiczny opis tzw. „aktywnego transportu“ w komórce biologicznej, dla prostego modelu komórki. Stwierdzili oni, że znane zjawisko transportu różnych składników do i z żywej komórki wbrew kierunkowi gradientu stężenia, czy potencjału chemicznego (tzw. transport aktywny) wynika z krzyżowych oddziaływań pomiędzy różnymi procesami nieodwracalnymi zachodzącymi w komórce.

Ponadto B. Baranowski ogłosił pracę o równaniu Boltzmanna dla gazów złożonych z cząsteczek o wewnętrznych stopniach swobody.

W Krakowie A. Fuliński wraz z współpracownikami zajmował się ostatnio pewnymi zagadnieniami samego formalizmu liniowej termodynamiki procesów nieodwracalnych. Podał on opis tzw. „reprezentacji pośredniej“ (lub mieszanej) dla liniowej termodynamiki procesów nieodwracalnych, gdy zmiennymi niezależnymi są zarówno bodźce, jak i przepływy termodynamiczne. A. Fuliński wraz z W. Kramarczykiem znaleźli następnie opis stanów stacjonarnych w takim przypadku. Okazało się, że w takim stanie stacjonarnym, gdy nałożone są z zewnątrz pewne bodźce i przepływy jednocześnie, pozostałe zmienne nie będą równe zeru (jak jest w przypadkach „czystych“, gdy tylko jeden rodzaj zmiennych stanowi zespół zmiennych niezależnych). A. Fuliński wraz z M. Sukiennikiem podali opis stanów stacjonarnych dla przypadku, gdy w układzie istnieją jednorodnie więzy nałożone na przepływy i na bodźce. Najciekawszym wynikiem tej pracy jest wniosek, że istnienie więzów pomiędzy przepływami pociąga za sobą istnienie odpowiednich więzów między bodźcami i vice versa, co wynika z samego formalizmu liniowej termodynamiki procesów nieodwracalnych.

Ostatnio Z. Płochocki, uczeń prof. Szczeniowskiego, zastosował termodynamikę procesów nieodwracalnych do układów ferromagnetycznych.

Wyżej wspomniane prace (z wyjątkiem pracy B. Baranowskiego o równaniu Boltzmanna) miały charakter teorii fenomenologicznych.

Ponadto A. Fuliński ogłosił cykl prac półfenomenologicznych, opartych na formalizmie statystycznych *master equations*, w których zajmował się opisem procesów nieodwracalnych zachodzących w dwu oddziaływających ze sobą podukładach. Wykazał on m. in., że procesy zachodzące w jednym z podukładów mogą oddziaływać na procesy zachodzące w drugim podukładzie, tzn., że równania fenomenologiczne powinny uwzględniać te oddziaływania.

A. Fuliński zajmował się również w ostatnich latach zastosowaniem for-

malizmów mechaniki statystycznej do opisu tzw. funkcji rozpraszania Van Hove'a. Badano w tych pracach przede wszystkim wpływ dynamiki oddziaływań międzycząsteczkowych (zasadniczo w gazach) na rozpraszanie powolnych neutronów. Poza wynikami mogącymi mieć pewne zastosowanie przy wyliczaniu przekrojów czynnych, pokazano, że wyniki rozpraszania powolnych neutronów mogłyby być użyte do wyznaczania rozkładów statystycznych dla gazów nieidealnych (tzn. odpowiedników rozkładu, np. Maxwella—Boltzmann dla układów nieidealnych), zarówno będących, jak i nie będących w równowadze.

Wreszcie ostatnio A. Fuliński podał opis rozpraszania powolnych neutronów przez układy nierównowagowe, tzn. takie, w których zachodzą jakieś procesy nieodwracalne, oraz podał, jakie wnioski dla teorii procesów nieodwracalnych mogłyby być uzyskane z takiego eksperymentu.

Ponadto w Krakowie K. Zalewski zajmował się pewnymi zagadnieniami ogólnej teorii procesów nieodwracalnych, w szczególności konsekwencjami pewnych własności matematycznych (analitycznych), tzw. *response function* (w teorii zjawisk transportu) i ogólnego *master equation*. Pokazał on m. in., że dojście układu do równowagi nie musi mieć charakteru zaniku wykładniczego.

W pewnym stopniu z teorią procesów nieodwracalnych łączą się prace grupy R. Żelaznego (IBJ Warszawa) dotyczące teorii plazmy.

Prace związane z teorią równania Boltzmann ogłosił również ostatnio J. Stecki.

M. Malesiński, J. Stecki, H. Buchowski, W. Brzostowski ze szkoły prof. Świętosławskiego zajmowali się od dłuższego czasu termodynamiką azeotropów uzyskując ciekawe wyniki wiążące się ściśle z eksperymentalnymi nowymi odkryciami tej szkoły w zakresie azeotropii.

W zakresie drugiego kierunku, chemii kwantowej, należy wymienić profesora W. Kołosa i jego uczniów, dr W. Woźnickiego i grupę toruńską oraz zespół krakowski: docentów A. Witkowskiego, A. Gołębiewskiego i K. Zalewskiego i ich uczniów.

Mówiąc o pracach prof. W. Kołosa warto wspomnieć o dwóch podstawowych nurtach w chemii kwantowej: (1) stosowaniu uproszczonych półempirycznych metod do skomplikowanych układów, (2) wykorzystaniu najszybszych maszyn cyfrowych celem wykonania możliwie dokładnych obliczeń dla układów prostych. Rozwój teorii prowadzony jest w obu kierunkach.

W Polsce reprezentowany jest zarówno pierwszy, jak i drugi kierunek badań. Drugi kierunek, z uwagi na brak odpowiedniej bazy obliczeniowej, uprawiany jest w mniejszym stopniu. W zasadzie należą tu tylko dawniejsze prace Kołosa z Roothaanem oraz nowsze z Wolniewiczem dotyczące jedno- i dwuelektronowych układów.

Jeśli chodzi o prace Kołosa z Wolniewiczem, to miały one na celu: (1) sprawdzenie szeregu podstawowych przybliżeń chemii kwantowej (przybliżenia Borna-Oppenheimera, przybliżenia adiabatycznego oraz nierelatywistycznego), (2) otrzymanie możliwie najdokładniejszych wyników dla wielkości mierzonych przez eksperymentatorów.

Otrzymano szereg interesujących wyników dla cząsteczki wodoru. Dla niektórych wielkości otrzymano wyniki nie mieszczące się w granicach błędu doświadczalnego i powszechnie panuje przekonanie, że wyniki teoretyczne są dokładniejsze od doświadczalnych. Opublikowanie tych wyników dało bodziec do podjęcia nowych prac doświadczalnych celem dokładniejszego sprawdzenia teorii i doświadczenia.

Do najbardziej interesujących wyników tego typu należą niewątpliwie wyniki otrzymane dla energii. W 1959 roku Kołos z Roothaaniem otrzymali energię dość dobrze zgadzającą się z wartością doświadczalną. W następnym roku Herzberg wykonał bardzo dokładne pomiary i otrzymał energię dysocjacji H_2 idealnie zgadzającą się z obliczoną przez obu autorów wartością teoretyczną. Jednakże w ubiegłym roku Kołos z Wolniewiczem wykonali jeszcze dokładniejsze obliczenia z uwzględnieniem ruchu jąder i efektów relatywistycznych. W wyniku otrzymali energię cząsteczki H_2 (także HD , D_2) nieco niższą od doświadczalnej. Przyczyna rozbieżności nie jest jasna i w Stanach Zjednoczonych mają być prowadzone nowe badania celem sprawdzenia wyniku Herzberga. W teoretycznych obliczeniach ze znanych efektów jedynie poprawki wynikające z elektrodynamiki kwantowej nie zostały obliczone, jest jednak bardzo mało prawdopodobne, by one były przyczyną rozbieżności między teorią a doświadczeniem.

Autorzy obliczyli także dokładnie szereg własności cząsteczki wodoru jak energie oscylacyjne i rotacyjne oraz stałe spektroskopowe, poza tym polaryzowalności (co ma znaczenie dla ramanistów), moment kwadrupolowy (co ma znaczenie dla astrofizyki), energie oddziaływania na dużych odległościach (co ma znaczenie dla badań oddziaływań międzycząsteczkowych).

Wykonane zostały obliczenia dla niektórych stanów wzbudzonych, w tym także dla bardzo dużych odległości między atomami (oddziaływanie van der Waalsa). Wykazano między innymi, że poprawki do energii wiązania wynikające ze sprzężenia ruchu jąder z ruchem elektronów mogą być dla stanów wzbudzonych o rząd wielkości większe niż dla stanu podstawowego. Obliczono moment dipolowy cząsteczki HD , wynikający z różnej masy obu jąder ($= 1,54 \times 10^{-3} D$).

Wolniewicz obliczył też prawdopodobieństwo dysocjacji cząsteczki HT w wyniku rozpadu β -trytu. Otrzymane wyniki wskazują na konieczność rewizji danych doświadczalnych.

Prace w dziedzinie chemii kwantowej zostały podjęte w Katedrze Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika przez dr W. Woźnickiego w roku 1959. Właściwa działalność naukowa ośrodka rozpoczęła się w roku 1963 po powrocie W. Woźnickiego z pobytu naukowego w Szwecji i Anglii. Dzięki stałej opiece i życzliwości prof. Aleksandra Jabłońskiego stało się możliwe zorganizowanie zespołu osób pracujących w dziedzinie chemii kwantowej. W skład grupy wchodzi pracownicy Katedry Fizyki Teoretycznej i Katedry Fizyki Doświadczalnej UMK: dr Wiesław Woźnicki, mgr Karol Jankowski, mgr Stanisław Kwiatkowski, mgr Jacek Karwowski, mgr Jan Wasilewski. W pracach grupy uczestniczą również aktywnie mgr Bronisław

Żurawski z Katedry Fizyki WSI w Białymstoku, oraz mgr Mirosław Kluczyński z Katedry Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Łódzkiego.

Przez okres 2 i pół roku współpracował z grupą zmarły niedawno tragicznie mgr Jerzy Dolewski.

Jednym z podstawowych kierunków działalności naukowej prowadzonych przez grupę toruńską jest badanie struktury elektronowej drobin organicznych ważnych z biochemicznego punktu widzenia. Badanie tych układów π -elektronowych możliwe jest jedynie przy pomocy mniej lub bardziej zaawansowanych metod empirycznych i półempirycznych. W związku z tym główny wysiłek skierowany został na analizę stosowalności różnych metod przybliżonych do badania tego rodzaju układów. Między innymi przeprowadzono uogólnienie metody swobodnego elektronu w ten sposób, aby nadawała się ona do opisu układów skoniugowanych zawierających heteroatomy. Wprowadzono również szereg modyfikacji do stosowanej szeroko metody *SCF MO CI*. Modyfikacje te wiązały się głównie z kwestią właściwego wyboru parametrów empirycznych teorii, a w szczególności z dość kłopotliwym problemem poprawnego oszacowania wpływu silnych podstawników donorowych, jak np. grupa aminowa czy hydroksylowa na własności drobin podstawionych, czy też z badaniem zaburzenia powodowanego przez heteroatomy, takie jak azot czy tlen, w pierścieniu skoniugowanym. Należy podkreślić, że tego rodzaju badania prowadzone są dość szeroko na świecie, mimo to jednak kwestia takiego wyboru parametrów, aby za ich pomocą można było zinterpretować poprawnie możliwe jak najwięcej własności charakteryzujących drobinę, pozostaje nadal otwarta. Otwarta pozostaje również kwestia przenaszalności tych parametrów od drobin do drobin. Przeprowadzone próby i obliczenia stanowią pewien przyczynek do dyskusji omawianych wyżej problemów. Przedmiotem badań były drobinę, względnie serie drobin, stanowiące niejako „fragmenty“ odgrywających niezwykle ważną rolę zasad nukleotydowych (adeniny, guaniny, cytozyny itd.). Szczegółowe badanie tych ostatnich będzie następnym etapem działalności. W ramach prac nad półempiryczną metodą *SCF MO CI* podjęto próbę dotyczącą oszacowania wpływu konfiguracji wielokrotnie wzbudzonych na wyniki obliczeń, jak również próbę analizy stanów wzbudzonych drobin za pomocą „otwarto-powłokowej“ metody pola samouzgodnionego Roothaana-Huzinagi. Omawiane wyżej badania wiązały się z przeprowadzeniem złożonych rachunków numerycznych. Opracowano cały szereg automatycznych programów liczących w języku *SAKO* na maszynie elektronową *ZAM-2* i w języku *ALGOL* na maszynie *GIER*.

Drugi kierunek działalności grupy związany jest z badaniem problemu korelacji w układach N -elektronowych. Przeprowadzono uogólnienie procedury Hirschfeldera usuwania osobliwości typu $1/r_{ij}$ (oddziaływanie elektron-elektron) z N -elektronowego równania Schrödingera, a następnie zbadano możliwości stosowania procedury zaburzeniowej do otrzymanego równania. Przeprowadzona analiza rzuca pewne światło na źródło sukcesów metody czynników korelacyjnych. Przeprowadzono również złożone rachunki dla kilku

niższych stanów atomu węgla przy użyciu uogólnionej procedury Szasza uwzględniającej zależność funkcji falowej od odległości międzyelektronowych. Uzyskano zachęcające rezultaty. Podjęte zostały również pewne wstępne prace w zakresie teorii macierzy gęstości.

Trzecia grupa prac nie jest chwilowo związana z bardziej długofalowym programem badań. Należą do niej prace dotyczące zagadnienia deformacji drobin w stanach wzbudzonych, jak również pewnej uogólnionej metody wprowadzenia hamiltonianu spinowego Heisenberga.

Tematyka prac docenta Witkowskiego dotyczy teorii ekscytonów, obejmującej poza teorią własności spektralnych kryształów molekularnych, własności optyczne polimerów, zagadnienia przekazywania energii między drobinami, zagadnienia półprzewodników organicznych itp.

Prace Witkowskiego dotyczą najprostszy modelu kryształu molekularnego, a mianowicie dimeru, tj. układu złożonego z dwu identycznych drobin, z których jedna jest w pobudzonym stanie elektronowym, druga w podstawowym. Podwójnie zwyrodniały poziom elektronowy dimeru, odpowiadający dwu możliwym lokalizacjom ekscytonu jest rozszczepiony przez oddziaływanie rezonansowe między drobinami. Wielkość rozszczepienia w kryształach molekularnych jest rzędu kwantu wibracji jąder izolowanej drobin. Prowadzi to do całkowitego załamania się aproksymacji Born-Oppenheimera w stosunku do dimeru czy kryształu, choć w każdej izolowanej drobinie aproksymacja ta jest prawdziwa. Wystąpi więc szczególne sprzężenie między ruchem elektronów i jąder, prowadzące z jednej strony do nowych efektów, z drugiej do podstawowych trudności teoretycznych przy opisie układu nie objętego aproksymacją Born-Oppenheimera. Analizie tych trudności poświęcony jest szereg prac Witkowskiego i współpracowników.

W pracach Witkowskiego i Moffitta oraz Witkowskiego wyrowadzono podstawowe równanie opisujące sprzężenie między ruchem elektronów i jąder w modelu dimerycznym kryształu molekularnego. Szereg badaczy w USA, Kanadzie, Australii, Holandii badało później graniczne przypadki tego równania, jednak rozwiązania ogólnego dotąd nie podano. Wspominam o tym, aby zwrócić uwagę zainteresowanych ewentualnie matematyków.

W pracy Witkowskiego (1961) przewidziano istnienie nowych reguł wyboru dla widma elektronowego dimerów. Podwójnie zwyrodniały poziom elektronowy w dimerze (o równoległych drobinach) jest rozszczepiony przez oddziaływanie rezonansowe. Według czysto elektronowych reguł wyboru przejście do jednego składnika rozszczepionego poziomu jest zabronione, do drugiego dozwolone. Uwzględnienie sprzężenia ruchów elektronów i jąder przewiduje, że przejście elektronowe wzbronione winno być dozwolone przez niepełnosymetryczne drgania jąder i winno mieć polaryzację taką, jak przejście dozwolone. Dalsze przewidywanie teorii to to, że widmo dimerów powinno zawierać nową progresję pełnosymetryczną o tej samej częstotliwości w pobudzonym i podstawowym stanie elektronowym opisującą drganie obu połówek dimerów

względem siebie. Obydwa te przewidywania teorii zostały następnie stwierdzone doświadczalnie przez Schnepa i Rona (1962) w Izraelu na kryształach para-cyklofanu.

W szeregu dimerów i kryształów molekularnych składających się z symetrycznych drobin pobudzony stan elektronowy izolowanej drobinie jest zwyrodniały prowadząc w izolowanej drobinie do efektu Jahna-Tellera. W kryształach molekularnym rozszczepienie Jahna-Tellera współzawodniczy z rozszczepieniem wywołanym oddziaływaniem rezonansowym między drobinami prowadząc do nowej sytuacji fizycznej. Witkowski (1964) dla układu modelowego (meta-meta cyklofan) wyprowadził równanie opisujące sprzężenie elektronowo-wibracyjne w takich układach i w pracach z Boileau (1964) zbadał szereg konsekwencji w stosunku do reguł wyboru, szerokości widma elektronowego itp. wynikających z tego równania.

Własności ekscytonów tripletowych są ostatnio przedmiotem intensywnych badań w wielu krajach. Szczególnie interesujące wyniki uzyskano za pomocą *ERPM*. De Groot i Van der Waals wykryli niedawno dość osobliwe zachowanie się ekscytonów tripletowych w trimerach (trzy drobinie naftalenu połączone wiązaniami pojedynczymi w kształt znaku Mercedes Benz). W temperaturze powyżej 20°K ekscyton jest dzielony wspólnie przez wszystkie trzy drobinie naftalenu, poniżej 20°K jest zlokalizowany na jednej drobinie naftalenu.

W pracy Witkowskiego z Maréchałem (1964) wykazano, że tego rodzaju efekt jest wynikiem sprzężenia ekscytonów z wibracjami jąder. Pasma ekscytonów tripletowych jest bardzo wąskie, co stwarza szczególnie korzystne warunki dla sprzężenia ekscytonu z wibracjami. Ekscytonowi towarzyszy deformacja drobinie. Aby ekscyton przeniósł się z drobinie na drobinę muszą nakrywać się wibracyjne funkcje falowe. Nakrywanie to wzrasta z kwantową liczbą wibracyjną i gdy jest słabe, jak na najniższym poziomie wibracyjnym, ekscyton wraz z lokalną deformacją nie może przejść i zostaje „zamrożony“ na jednej drobinie.

W dotychczasowych teoriach oddziaływania ekscytonów z wibracjami zaniebawiano różnicę stałych siłowych między elektronowym stanem pobudzonym i podstawowym. J. Konarski w Katedrze Chemii Teoretycznej UJ bada obecnie konsekwencje w stosunku do widm elektronowych, wynikające z uwzględnienia tych różnic.

Ze względu na ograniczony czas wspomnę tylko o pracach Witkowskiego spoza teorii ekscytonów. Dotyczą one związku między korelacją elektronową i polaryzowalnością, dalej tzw. teorii przejść nieadiabatyecznych, wreszcie widm *ERPM* wolnych rodników organicznych.

Grupa współpracująca z docentem Gołębiewskim obejmuje dra J. Nowakowskiego, oraz magistrów: A. Sadleja, H. Kowalskiego, A. Parczewskiego. Grupa ta współpracuje z innymi Katedrami, w szczególności z Katedrą Chemii Nieorganicznej UJ, Katedrą Technologii Leków Politechniki Gdańskiej, Katedrą Chemii Fizycznej Politechniki Wrocławskiej.

Tematykę badań naukowych podzielić można na trzy różne działy:

1. Własności strukturalne i spektralne izolowanych drobin organicznych, aromatycznych i skoniugowanych;
2. Analiza reguł strukturalnych prostych drobin chemicznych;
3. Spektroskopia w ultrafiolecie i zakresie widzialnym nieorganicznych związków kompleksowych.

Jeśli chodzi o dział 1, to na uwagę zasługuje cykl prac nad tzw. samouzgondnioną metodą orbitali molekularnych, *SC LCAO MO*. Jest to metoda opierająca się na przybliżeniu 1-elektronowego hamiltonianu i stanowiąca modyfikację tzw. prostej metody *LCAO MO* w przybliżeniu Hückela. Modyfikacja ta, wprowadzona po raz pierwszy w roku 1959 przez Longuet-Higginsa i Salema, wymaga jednak wprowadzenia pewnych parametrów półempirycznych, z których co najmniej jeden wybierany bywa w sposób dość dowolny, różnie, w zależności od tego, do interpretacji jakich faktów doświadczalnych metoda ta ma być stosowana. Do ciekawszych rezultatów uzyskanych ostatnio przez Gołębiewskiego, Nowakowskiego i Sadleja zaliczyć można, że w przypadku węglowodorów nienasyconych naprzemiennych można tak dobrać parametry, aby uzyskać zupełnie dobrą korelację półempiryczną szeregu danych doświadczalnych z danymi teoretycznymi. W szczególności chodzi tu o: długości wiązań, wartości potencjałów jonizacyjnych, pobudzenia elektronowego typu singlet-singlet $N-V_1$, pobudzenia elektronowego typu singlet-triplet $N-T_1$, pasma absorpcyjnego typu *charge-transfer* w kompleksach donorowo-akceptorowych, stałą Hametta, będącą miarą reaktywności danej pozycji w drobinie w trakcie reakcji substytucji. Jest interesujące, że korelacje te obejmują różne klasy węglowodorów naprzemiennych, aromatycznych i skoniugowanych, mianowicie węglowodory benzenoidalne, polieny i związki winylowe. W prostej metodzie *LCAO* takiej jednolitej korelacji danych eksperymentalnych i obliczonych, z reguły nie dało się zaobserwować. Korelacje takie stwierdzono tylko wewnątrz jednej klasy węglowodoru nienasyconego, a i w tych przypadkach zgodność z doświadczeniem była na ogół gorsza.

Omawiany cykl badań uzupełniają dwie ostatnie prace. W pierwszej z nich Sadlej i Gołębiewski pokazali, że jeśli zastosować tę samą metodę do tzw. drobin przejściowych, tworzonych w trakcie reakcji substytucji węglowodoru aromatycznego, to wyznaczone tym sposobem energie lokalizacji umożliwiają dużo lepsze oszacowanie stałych prędkości reakcji, niż w przypadku stosowania tradycyjnej, prostej metody *LCAO MO*. Średnie odchylenie kwadratowe zmniejszone zostaje 2—3 razy. Druga z tych prac, wykonana przez Gołębiewskiego, Nowakowskiego i Kowalskiego, dotyczy anizotropii podatności diamagnetycznej węglowodorów aromatycznych, benzenoidalnych. Okazało się, że zastosowana poprzednio metoda *SC LCAO MO* daje i w tym przypadku rezultaty wyraźnie lepsze niż standardowa metoda *LCAO MO*. Przy okazji w pracy tej autorzy rozwinęli nową technikę obliczania wkładu π -elektronowego do podatności diamagnetycznej, równoważną fizycznie teorii Londona, ale wyraźnie mniej pracochłonną niż metoda oryginalna i metody rachunkowe innych autorów.

Z opublikowanej ostatnio pracy Sadleja wynika, że metoda *SC LCAO* daje cenne informacje w przypadku węglowodorów nienaprzedmiennych, zwłaszcza jeśli chodzi o długość wiązań, i w mniejszym stopniu, jeśli chodzi o momenty dipolowe.

Poza omówionym cyklem prac nad metodą *SC LCAO* prowadzono również szereg prac o tematyce odmiennej. I tak: Sadlej analizował perturbacyjnie wpływ pobudzeń 2-elektronowych na moc oscylatora pasma $N-V_1$ w węglowodorach aromatycznych i skoniugowanych; Nowakowski badał konfigurację elektronową ftalocyjaniny; tenże autor oddał właśnie do druku artykuł dotyczący optymalnego wyboru tzw. całki kulombowskiej w heterowęglowodorach: pyrołu, pirydynie, porfinie i ftalocyjaninie, starając się na tej podstawie wynioskować o charakterze fizykochemicznym rdzeni azotowych w ostatnich dwu drobinach; Konarski zajmował się analizą struktury pasmowej w pewnych białkach, bazując na prostej metodzie *LCAO MO*; Parczewski zajmował się możliwością uogólnienia metody Parisera-Parra-Pople'a na węglowodory typu skrzyżowanego bifenylu, a więc na węglowodory, w których występuje bardzo silny efekt steryczny.

Prace w dziale 2 były kontynuacją pewnych koncepcji Murrella z roku 1960. Pierwotna koncepcja dotyczyła tylko wiązań typu σ . Gołębiewski podał w roku 1961 prostsze pod względem rachunkowym rozwiązanie problemu Murrella, stosowane następnie również przez niektórych innych autorów, jak np. przez Djatkinę w Związku Radzieckim. W roku 1963 uogólnił on ponadto metodę Murrella na wiązania typu π i wykazał związek tej metody z metodą orbitali molekularnych.

Ostatnio Gołębiewski z Kowalskim doszli do dalszych nowych rezultatów, uogólnili oni kryterium największego nakładania tak, aby uwzględniało ono istnienie wolnych par elektronowych w dowolnej ich liczbie oraz podali ogólne formalne rozwiązanie tego problemu. W zależności od liczby wolnych par elektronowych, liczby elektronów π , drobiny miewają różny kształt. Ambicją teorii wiązań skierowanych Paulinga, kryterium największego nakładania Murrella i kryteriów pokrewnych, było jakościowo wytłumaczenie tych zjawisk. Autorzy pokazali, dlaczego nie jest to zawsze możliwe. W wyniku tych prac teoria wiązań skierowanych Paulinga, kryterium największego nakładania i kryteria pokrewne zbadane zostały nie tylko pod względem ich formalnego wzajemnego stosunku i stosunku do orbitali molekularnych, ale także pod względem ich wartości realnej, tj. zgodności z eksperymentem.

Jeśli chodzi wreszcie o spektroskopię związków kompleksowych, Gołębiewski w ramach współpracy z Katedrą Chemii Nieorganicznej UJ analizował metodą pola krystalicznego widmo absorpcyjne oktocjanków molibdenu oraz pewnych nitrozylocjanków. Kowalski natomiast wykonał wstępne prace nad interpretacją widm typu *charge-transfer* pewnych kompleksów miedzi dwuwartościowej, otrzymanych i badanych w Katedrze Chemii Fizycznej Politechniki Gdańskiej.

W serii prac dotyczących pewnych problemów własnych w teorii LCAOMO

K. Zalewski zastosował teorię grup translacyjnych, stosowaną w teorii krystalów, do znajdowania poziomów energetycznych i orbitali molekularnych drobin skoniugowanych. W ten sposób odtworzył jednolitą metodą wszytskie znane wyniki dla szeregów homologicznych (ogólne wzory na poziomy energetyczne i współczynniki orbitalne dla polienów, poliacenów itd.) oraz uzyskał pewną ilość nowych wyników. Między innymi stwierdził, że według teorii *LCAOMO* w niektórych drobinach powiny się znajdować orbitale zlokalizowane na końcach drobin, analogicznie do poziomów Tamma znanych z teorii kry-

ształów i podał twierdzenie pozwalające oszacować ilość takich orbitali. W innej pracy K. Zalewski udowodnił, że równania różnicowe, które otrzymuje się interpretując równania teorii *LCAOMO* jako równania funkcyjne, nie posiadają fizycznie sensownych rozwiązań. Te równania miały stać nowie pośrednie ogniwo między równaniami teorii *LCAOMO*, które są równaniami algebricznymi o tej samej postaci i równaniami elektronu swobodnego, które są równaniami różniczkowymi aproksymującymi powyższe równania różnicowe. Z otrzymanego twierdzenia wynika, że równoważność teorii *LCAOMO* i teorii elektronu swobodnego nie można uzasadniać przez przejście: równania teorii *LCAOMO* — równania różnicowe — równania teorii elektronu swobodnego, jak tego nieraz próbowano. Badając dalej związek teorii *LCAOMO*

z innymi teoriami A. Gotbiewski i K. Zalewski wykazali, że wyniki dotyczące reaktywności drobin skoniugowanych otrzymywane metodą liczenia struktur rezonansowych można wyrowadzić z teorii *LCAOMO*, stosując pewną zmianę graficzną metodę wyliczenia wyznaczników występujących w teorii. Przedtem metodę rezonansową próbowano uzasadniać w oparciu o teorię wiązań walencyjnych, co, jak się okazało, było niepoprawne.

W kolejnej pracy K. Zalewski przeanalizował doświadczenie Simpsona dotyczące dyfuzji ekscytonów w antenie krystalicznej. Stwierdził przy tym, że zwykłe równanie dyfuzji dla ekscytonów, które przyjmował Simpson i które się z reguły przyjmuje w teorii pasmowej krystalików nieorganicznych, można utrzymać tylko zakładając, że drobiny silnie ekranują się wzajemnie i że wzory Dextera na prawdopodobieństwo przekazania pobudzenia między drobinami nie stosują się. Teoria Dextera sugeruje inny opis procesu. Zalewski otrzymał odpowiednie równania i wykazał, że ich rozwiązania różnią się nawet jakościowo od rozwiązań zwykłego równania dyfuzji.

We wspólnej pracy C. A. Coulson i K. Zalewski nogólni teorię Landau-Zenera. Wykazali, że wzór Landau-Zenera na prawdopodobieństwo bezpromienistego przejścia drobin z jednego stanu elektronowego do drugiego (możliwe dzięki przecinanu się powierzchni potencjalnych) obowiązuje tylko w bardzo szczególnych przypadkach i wyrowadzili wzór o znacznie szerszym zakresie stosowalności.

M. J. Stephen i K. Zalewski badali zagadnienie tak zwanych poprawek kwantowych do teorii Thomasa-Fermiego. Analizując ściśle rozwinięcie macierzy gęstości dla oscylatora harmonicznego stwierdzili, że występują tam dwa typy członów. Wolno zmienne człony proporcjonalne do potęg n i zgodne

K. Zalewski zastosował teorię grup translacyjnych, stosowaną w teorii kryształów, do znajdowania poziomów emergetycznych i orbitali molekularnych drobin skoniugowanych. W ten sposób odtworzył jednolitą metodą wszystkie znane wyniki dla szeregów homologicznych (ogólne wzory na poziomy energetyczne i współczynniki orbitalne dla polienów, poliacenów itd.) oraz uzyskał pewną ilość nowych wyników. Między innymi stwierdził, że według teorii *LCAOMO* w niektórych długich drobinach powinny się znajdować orbitale zlokalizowane na końcach drobin, analogiczne do poziomów Tamma znanych z teorii kryształów i podał twierdzenie pozwalające oszacować ilość takich orbitali.

W innej pracy K. Zalewski udowodnił, że równania różnicowe, które otrzymuje się interpretując równania teorii *LCAOMO* jako równania funkcyjne, nie posiadają fizycznie sensownych rozwiązań. Te równania miały stanowić pośrednie ogniwo między równaniami teorii *LCAOMO*, które są równaniami algebraicznymi o tej samej postaci i równaniami elektronu swobodnego, które są równaniami różniczkowymi aproksymującymi powyższe równania różnicowe. Z otrzymanego twierdzenia wynika, że równoważności teorii *LCAOMO* i teorii elektronu swobodnego nie można uzasadniać przez przejście: równania teorii *LCAOMO* — równania różnicowe — równania teorii elektronu swobodnego, jak tego nieraz próbowano. Badając dalej związek teorii *LCAOMO* z innymi teoriami A. Gołębiewski i K. Zalewski wykazali, że wyniki dotyczące reaktywności drobin skoniugowanych otrzymywane metodą liczenia struktur rezonansowych można wyprowadzić z teorii *LCAOMO*, stosując pewną znaną graficzną metodę wyliczania wyznaczników występujących w teorii. Przedtem metodę rezonansową próbowano uzasadniać w oparciu o teorię wiązań walencyjnych, co, jak się okazało, było niepoprawne.

W kolejnej pracy K. Zalewski przeanalizował doświadczenie Simpsona dotyczące dyfuzji ekscytonów w antracenie krystalicznym. Stwierdził przy tym, że zwykle równanie dyfuzji dla ekscytonów, które przyjmował Simpson i które się z reguły przyjmuje w teorii pasmowej kryształów nieorganicznych, można otrzymać tylko zakładając, że drobin silnie ekranują się wzajemnie i że wzory Dextera na prawdopodobieństwo przekazania pobudzenia między drobinami nie stosują się. Teoria Dextera sugeruje inny opis procesu. Zalewski otrzymał odpowiednie równania i wykazał, że ich rozwiązania różnią się nawet jakościowo od rozwiązań zwykłego równania dyfuzji.

We wspólnej pracy C. A. Coulson i K. Zalewski uogólnili teorię Landaua-Zenera. Wykazali, że wzór Landaua-Zenera na prawdopodobieństwo bezpromienistego przejścia drobin z jednego stanu elektronowego do drugiego (możliwe dzięki przecinaniu się powierzchni potencjalnych) obowiązuje tylko w bardzo szczególnych przypadkach i wyprowadzili wzór o znacznie szerszym zakresie stosowalności.

M. J. Stephen i K. Zalewski badali zagadnienie tak zwanych poprawek kwantowych do teorii Thomasa-Fermiego. Analizując ściśle rozwinięcie macierzy gęstości dla oscylatora harmonicznego stwierdzili, że występują tam dwa typy członów. Wolno zmienne człony proporcjonalne do potęg \hbar i zgodne

ze znanym rozwinięciem, które daje w pierwszym przybliżeniu wynik metody Thomasa-Fermiego, a dalej poprawki Diraca, Weiszäckera itd. Ten szereg ma skończoną liczbę wyrazów dla oscylatora w przestrzeni o parzystej liczbie wymiarów, jest zaś nieskończony i rozbieżny dla oscylatora w przestrzeni o nieparzystej liczbie wymiarów. Poza tym występują szybko oscylujące człony analogiczne do członów de Haasa van Alphen'a w teorii przenikliwości magnetycznej. Te człony gubione są przy rozwijaniu gęstości na szereg po potęgach \hbar , a na przykład dla dwuwymiarowego oscylatora stanowią całą różnicę między wynikiem Thomasa-Fermiego i dokładną gęstością, a więc ryzykowne jest zakładanie, że nie są ważne.

Tak oto w wielkim i niepełnym skrócie wygląda dorobek chemii teoretycznej w Polsce za ostatnie około 12 lat, a więc za okres jej świadomego rozwoju jako dyscypliny naukowej.

Theoretical chemistry in Poland

Abstract: The paper describes the development of theoretical chemistry in Poland within the last twelve years. Thermodynamics, the theory of irreversible processes and quantum chemistry are represented in Polish theoretical chemistry. A detailed survey of the results obtained in these fields by Polish theoreticians is given.

Iwo Białynicki-Birula

Institut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego

Diagramy Feynmana w fizyce statystycznej *

Wstęp

Sformułowana w latach 1949—1951 przez Tomonagę, Feynmana, Schwingera i Dysona relatywistyczna kwantowa teoria pola wymaga, jak dotąd, zastosowania rachunku zaburzeń w celu otrzymania rezultatów porównywalnych z doświadczeniem. Jedynie w zastosowaniu do problemów elektrodynamiki kwantowej przy niezbyt wysokich energiach możemy oczekiwać, że rachunek zaburzeń będzie uzasadniony i fantastyczna wprost zgodność z doświadczeniem potwierdza te przewidywania. Lista rozwiązywalnych problemów elektrodynamicznych mających znaczenie teoretyczne i doświadczalne została jednak w ciągu kilku lat wyczerpana i pod koniec pierwszej połowy lat pięćdziesiątych nastąpił zastój w opartej na rachunku zaburzeń teorii pola. W zastosowaniach do fizyki cząstek elementarnych rozwijano od tego czasu różne metody nieperturbacyjne, nieraz dość luźno związane z teorią pola. Renesans metod perturbacyjnych nastąpił dosyć nieoczekiwanie dzięki zastosowaniu metod kwantowej teorii pola do fizyki statystycznej. Sukces teorii pola w fizyce statycznej wiąże się, w dużej mierze, z faktem, że siły występujące w ciałach stałych, cieczech, gazach i plazmie są pochodzenia elektromagnetycznego¹. Elektrodynamika kwantowa, jak już powiedzieliśmy, dostarcza doskonałego opisu tych sił. Komplikacje występujące w fizyce statystycznej mają więc na ogół charakter czysto rachunkowy, a metody kwantowej teorii pola okazały się doskonałym narzędziem do sformułowania wszystkich problemów oraz do rozwiązania wielu z nich.

* Wykład wygłoszony w Zimowej Szkole Fizyki Teoretycznej, Karpacz, luty 1966.

¹ Metody teorii pola stosuje się też do układów z siłami nieelektromagnetycznymi (na przykład do rozpraszania neutronów w kryształach i do teorii materii jądrowej), jednak z mniejszym nieco powodzeniem.

Lawinę artykułów poświęconych zastosowaniom metod kwantowej teorii pola do zagadnień fizyki statystycznej zapoczątkowała praca fizyka japońskiego T. Matsubary [1], która pojawiła się w 1955 roku. Wybitną rolę w dalszym rozwoju tej gałęzi fizyki teoretycznej odegrały prace grupy L. D. Landaua i grupy N. N. Bogolubowa w Związku Radzieckim. Również i w innych krajach liczni specjaliści w dziedzinie kwantowej teorii pola (np. J. Schwinger, M. Gell-Mann, L. Van Hove, A. Valatin, J. C. Ward, M. Luttinger) zajęli się zagadnieniami fizyki statystycznej. Burzliwy rozwój teorii został w ciągu ostatnich lat podsumowany ukazaniem się kilkunastu monografii i artykułów przeglądowych z tej dziedziny [2].

Niniejszy wykład poświęcony jest tylko wąskiej części obszernej dziedziny fizyki teoretycznej, jaką tworzą dziś metody kwantowej teorii pola w zastosowaniu do fizyki statystycznej. Zajmiemy się w nim podaniem prostej metody wprowadzenia diagramów Feynmana w fizyce statystycznej stanów równowagi. Zazwyczaj diagramy Feynmana wprowadza się za pomocą twierdzenia Wicka wykorzystując sformułowanie teorii w obrazie oddziaływania. W naszym wykładzie użyjemy bardziej bezpośredniej metody bliższej ideom Feynmana i Schwingera w elektrodynamice kwantowej. Metoda ta pozwoli nam również na oddzielenie własności związanych ze strukturą diagramową od pozostałych własności teorii.

Operatory pola i funkcje Greena

Dla ustalenia uwagi będziemy zajmowali się układem nierelatywistycznych bezspinowych bozonów lub fermionów poruszających się w zadanym statycznym potencjale $U_s(\mathbf{x})$ i oddziałujących między sobą siłami dwucząstkowymi opisanymi przez potencjał $V(\mathbf{x}-\mathbf{y})$. Uogólnienie na bardziej złożone układy (np. elektrony i fonony) może być dokonane bez istotnych trudności. Będziemy się posługiwali w tym wykładzie sformułowaniem teorii kwantowej w obrazie Heisenberga. Do opisu układów cząstek będziemy używali zależnych od czasu wzajemnie sprzężonych operatorów pola $\psi(\mathbf{x}, t)$ i $\psi^+(\mathbf{x}, t)$ spełniających następujące związki przemienności²:

$$\begin{aligned} [\psi(\mathbf{x}, t), \psi^+(\mathbf{y}, t)]_{\mp} &= \delta_{(3)}(\mathbf{x}-\mathbf{y}), \\ [\psi(\mathbf{x}, t), \psi(\mathbf{y}, t)]_{\mp} &= 0 = [\psi^+(\mathbf{x}, t), \psi^+(\mathbf{y}, t)]_{\mp}. \end{aligned} \quad (1)$$

Załóżmy, że cząstki poruszają się w przestrzeni zamkniętej o objętości L^3 . Przestrzeń taką zrealizujemy zamykając „w siebie” kostkę sześcienną o krawędzi L . Przy takim założeniu operatory pola muszą spełniać w układzie współrzędnych o osiach równoległych do krawędzi kostki warunki periodyczności:

$$\psi(x+L, y, z, t) = \psi(x, y, z, t) \quad \text{itd.} \quad (2)$$

² W całym wykładzie górne znaki odnoszą się do bozonów, a dolne do fermionów.

Zależność operatorów pola od czasu wyznaczona jest przez operator energii H .

$$\psi(\mathbf{x}, t) = e^{iHt}\psi(\mathbf{x}, 0)e^{-iHt}, \quad (3)$$

$$H = \int d_3x \psi^\dagger(\mathbf{x}, t) \left[-\frac{1}{2m} \Delta + U_s(\mathbf{x}) \right] \psi(\mathbf{x}, t) + \\ + \frac{1}{2} \int d_3x d_3y \psi^\dagger(\mathbf{x}, t) \psi^\dagger(\mathbf{y}, t) V(\mathbf{x}-\mathbf{y}) \psi(\mathbf{y}, t) \psi(\mathbf{x}, t). \quad (4)$$

Całkowanie we wzorze (4), jak również we wszystkich dalszych wzorach, ograniczone jest do kostki periodyczności. Z równań (1), (3) i (4) otrzymujemy następujące równanie pola spełnione przez operatory pola:

$$\left[-i\delta_t - \frac{1}{2m} \Delta + U_s(\mathbf{x}) \right] \psi(\mathbf{x}, t) + \int d_3y \psi^\dagger(\mathbf{y}, t) \psi(\mathbf{y}, t) V(\mathbf{x}-\mathbf{y}) \psi(\mathbf{x}, t) = 0. \quad (5)$$

Z operatorów pola budujemy w następujący sposób operator całkowitej liczby cząstek N :

$$N = \int d_3x \psi^\dagger(\mathbf{x}, t) \psi(\mathbf{x}, t). \quad (6)$$

Całkowita liczba cząstek jest stałą ruchu, ponieważ operator N jest przemienny z operatorem energii H .

Stany czyste układu cząstek opisujemy przez niezależne od czasu wektory-promienie (kierunki) Ψ w przestrzeni Hilberta. W przestrzeni Hilberta wprowadzimy ortonormalną bazę Ψ_λ zbudowaną z wektorów własnych operatorów H i N ,

$$H\Psi_\lambda = E_\lambda\Psi_\lambda, \\ N\Psi_\lambda = N_\lambda\Psi_\lambda. \quad (7)$$

Stany mieszane opisujemy przez operatory gęstości ρ . Są to dodatnio pół-określone, hermitowskie operatory o śladzie równym jedności. Szczególnie ważnym, ze względu na zastosowanie w termodynamice statystycznej i łatwość w operowaniu nim, jest operator gęstości opisujący wielki zespół kanoniczny. Operator ten przedstawiamy zwykle w postaci:

$$\rho = \frac{\exp[-\beta(H - \mu N)]}{Tr \exp[-\beta(H - \mu N)]}, \quad (8)$$

gdzie $\beta = 1/kT$, zaś μ jest potencjałem chemicznym. Średnia wartość $\langle A \rangle$ wielkości fizycznej, której odpowiada operator A , jest w stanie opisanym przez operator ρ dana wzorem:

$$\langle A \rangle = Tr\{\rho A\}. \quad (9)$$

W szczególnym przypadku, gdy operator ρ jest operatorem rzutowym na kierunek Ψ , średnia (9) jest równa wartości oczekiwanej operatora A w stanie Ψ . W dalszym ciągu, bez zmniejszania ogólności, będziemy rozważali średnie określone wzorem (9).

Ponieważ wszystkie operatory, w przestrzeni Hilberta stanów wielocząstkowych, można zbudować z operatorów pola ψ i ψ^\dagger wystarczy badanie średnich

wartości iloczynów operatorów ψ i ψ^+ . Dla ilustracji, podajemy w tablicy I kilka przykładów konstrukcji operatorów z dwóch operatorów pola.

Tablica I

Operator gęstości cząstek w punkcie x :	$\rho(\mathbf{x}, t) = \psi^+(\mathbf{x}, t)\psi(\mathbf{x}, t)$
Operator prądu dla cząstek naładowanych:	$\mathbf{j}(\mathbf{x}, t) = -ie\psi^+(\mathbf{x}, t)\overleftrightarrow{\nabla}\psi(\mathbf{x}, t)$
Operator całkowitego pędu:	$\mathbf{P} = -i \int d_3x \psi^+(\mathbf{x}, t)\nabla\psi(\mathbf{x}, t)$
Operator całkowitego momentu pędu:	$\mathbf{M} = -i \int d_3x \psi^+(\mathbf{x}, t)(\mathbf{x} \times \nabla)\psi(\mathbf{x}, t)$
Operator całkowitej energii:	$H = \frac{1}{2} \int d_3x \psi^+(\mathbf{x}, t) \left(i\partial_t - \frac{1}{2m} \Delta + U_s(\mathbf{x}) \right) \psi(\mathbf{x}, t)$

Z myślą o metodzie diagramów Feynmana wprowadzimy średnie nie dla zwykłych iloczynów operatorów ψ i ψ^+ , ale dla iloczynów chronologicznych³. Średnie wartości iloczynów chronologicznych operatorów pola będziemy nazywali funkcjami Greena i wprowadzimy dla nich następujące oznaczenia:

$$G(x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1) \stackrel{\text{def}}{=} i^n \text{Tr} \{ \rho T(\psi(x_1) \dots \psi(x_n)\psi^+(y_n) \dots \psi^+(y_1)) \} = \\ = i^n \langle T(\psi(x_1) \dots \psi(x_n)\psi^+(y_n) \dots \psi^+(y_1)) \rangle, \quad (10)$$

gdzie $x_i = (\mathbf{x}_i, t_i)$, $y_i = (\mathbf{y}_i, t'_i)$. Ponieważ będziemy zakładali, że operator gęstości ρ jest przemienny z operatorem całkowitej liczby cząstek, funkcje Greena, dla których liczba operatorów ψ różni się od liczby operatorów ψ^+ są równe zero. Ze związków przemienności (1) wynika, że funkcje Greena są nieciągłymi funkcjami zmiennych t_i i t'_j o nieciągłościach w n^2 punktach $t_i = t'_j$. Przyjmijmy umowę, że wartości funkcji Greena w tych punktach nieciągłości są równe granicy funkcji, gdy t'_i dąży do t_j od strony większych wartości czasu. W myśl tej umowy zachodzi, na przykład, następujący związek:

$$\langle \rho(\mathbf{x}, t) \rangle = \mp iG(\mathbf{x}t, \mathbf{x}t). \quad (11)$$

W podobny sposób można wyrazić średnie wartości pozostałych operatorów podanych w tablicy I przez funkcję Greena $G(x, y)$. Wykorzystując funkcje Greena zależne od większej liczby argumentów można określić przy ich pomocy również bardziej złożone własności układu, jak na przykład energie wzbudzeń wielocząstkowych, korelacje gęstości, własności dielektryczne, własności charakteryzujące transport i inne. Z tych powodów wyznaczanie funkcji Greena jest jednym z podstawowych zadań omawianej teorii.

Równania na funkcje Greena i ich rozwiązania

W tym wykładzie wykorzystamy do wyznaczania funkcji Greena nieskończony układ równań różniczkowo-całkowych spełniany przez te funkcje. Zanim przejdziemy do wyprowadzenia tego układu równań, wprowadzimy pomocniczo

³ Definicję iloczynu chronologicznego i jego podstawowe własności podajemy w uzupełnieniu A.

nowy układ funkcji $G[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1 | U]$ zależnych od dowolnej funkcji $U(\mathbf{x}, t)$. O funkcji U założymy, że jest na tyle regularna, by były uzasadnione przeprowadzane w dalszym ciągu operacje oraz, iż znika w przeszłości i w przyszłości. Uogólnione funkcje Greena zdefiniujemy wzorami:

$$G[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1 | U] \stackrel{\text{def}}{=} i^n \langle \tau[U] \rangle^{-1} \langle T(\tau[U] \psi(x_1) \dots \psi(x_n) \psi^+(y_n) \dots \psi^+(y_1)) \rangle, \quad (12)$$

gdzie⁴:

$$\tau[U] \stackrel{\text{def}}{=} \tau[\infty, -\infty | U], \quad (13)$$

$$\tau[t_1, t_2 | U] \stackrel{\text{def}}{=} T \exp \left[-i \int_{t_2}^{t_1} dt \int d_3 x \psi^+(\mathbf{x}, t) U(\mathbf{x}, t) \psi(\mathbf{x}, t) \right]. \quad (14)$$

Operacja porządkowania chronologicznego T we wzorze (12) obejmuje zarówno operatory $\psi(x_i)$ i $\psi^+(y_i)$, jak i operatory pola występujące w $\tau[U]$. Na przykład, jeśli dla uproszczenia wzorów założyć że $t_1 > t_2 \dots > t'_n > \dots > t'_1$, to licznik we wzorze (16) można przedstawić w postaci:

$$\tau[\infty, t | U] \psi(\mathbf{x}_1, t_1) \tau[t_1, t_2 | U] \dots \tau[t'_2, t'_1 | U] \psi^+(y_1, t'_1) \tau[t'_1, -\infty | U]. \quad (15)$$

Kładąc we wzorze (12) $U = 0$ otrzymamy z powrotem wyjściowe funkcje Greena:

$$G[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1 | U = 0] = G(x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1). \quad (16)$$

Uogólnione funkcje Greena dają się jednak łatwiej przedstawić w postaci szeregu perturbacyjnego. W celu uzyskania rozwinięć perturbacyjnych tych funkcji wyprowadzimy układ równań dla funkcji $G[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1 | U]$. Wykorzystując reguły różniczkowania iloczynów chronologicznych (A.4), związki przemienności (1), równania pola (5) oraz związek⁵

$$\frac{\delta \tau[U]}{\delta U(\mathbf{x}, t)} = -i \tau[\infty, t | U] \psi^+(\mathbf{x}, t) \psi(\mathbf{x}, t) \tau[t, -\infty | U], \quad (17)$$

otrzymujemy:

$$\begin{aligned} & \left[-i \delta_{t_1} - \frac{1}{2m} \Delta_1 + \mathcal{U}(x_1) + i \int d_4 y V(x_1 - y) \frac{\delta}{\delta U(y)} \right] G[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1 | U] = \\ & = \sum_i (\pm 1)^{i+1} \delta_{(4)}(x_1 - y_i) G[x_2 \dots x_n, y_n \dots y_{i+1} y_{i-1} \dots y_1 | U], \end{aligned} \quad (18)$$

gdzie

$$\mathcal{U}(x) = U_s(x) + U(x) \mp i \int d_4 y V(x - y) G[y, y | U] \quad (19)$$

oraz

$$V(x - y) = V(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \delta(t - t'). \quad (20)$$

⁴ Własności operatora τ podajemy w uzupełnieniu B.

⁵ Definicję pochodnej funkcjonalnej $\delta/\delta U$ podajemy w uzupełnieniu C.

Pochodną funkcyjną można wyeliminować z wzoru (18) wykorzystując związek:

$$\left\{ \frac{\delta}{\delta U(y)} \mp G[y, y|U] \right\} G[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1|U] = \mp G[x_1 \dots x_n y, y y_n \dots y_1|U]. \quad (21)$$

Otrzymujemy wówczas nieskończony układ równań różniczkowo-całkowych na funkcje G , o którym wspominaliśmy poprzednio. Problemem warunków brzegowych wyznaczających określone rozwiązania tego układu równań zajmemy się później. Po otrzymaniu rozwinięcia perturbacyjnego wygodniej będzie posługiwać się równaniami w formie (18).

Podamy najpierw rozwiązanie układu równań (18) dla układu cząstek nie oddziałujących wzajemnie ($V(\mathbf{x}-\mathbf{y}) = 0$). Możemy wówczas rozwiązać kolejno równania rozpoczynając od równania dla $n = 1$. Otrzymane w rezultacie funkcje oznaczymy symbolami $K[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1|U]$,

$$K[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1|U] = \sum_{\text{permi}} \varepsilon_p K[x_1, y_{i_1}|U] \dots K[x_n, y_{i_n}|U], \quad (22)$$

gdzie $K[x, y|U]$ jest rozwiązaniem równania różniczkowego:

$$[-i\partial_t - \frac{1}{2m} \Delta + U_s(\mathbf{x}) + U(x)] K[x, y|U] = \delta_{(4)}(x-y), \quad (23)$$

spełniającym warunki brzegowe, które omówimy przy końcu wykładu. Symbol ε_p oznacza 1 dla bozonów, a dla fermionów $+1$ lub -1 , dla parzystych lub nieparzystych permutacji wskaźników $i_1 \dots i_n$ odpowiednio. Funkcja $K[x, y|U]$ spełnia także analogiczne do (23) równanie ze zmienną y .

Z równania (22) można odczytać, że różniczkowanie funkcyjne względem $U(z)$ „przecina“ funkcję $K[x, y|U]$ na dwie funkcje K .

$$\frac{\delta K[x, y|U]}{\delta U(z)} = -K[x, z|U] K[z, y|U]. \quad (24)$$

Przy pomocy funkcji K zdefiniujemy funkcyjną $C[U]$ jako rozwiązanie równania:

$$\frac{\delta C[U]}{\delta U(z)} = \mp K[z, z|U] C[U], \quad (25)$$

z warunkiem „początkowym“:

$$C[U = 0] = 1. \quad (26)$$

Zgodnie z przyjętą umową dla iloczynów chronologicznych funkcję $K[z, z|U]$ definiujemy jako granicę funkcji $K[zt, zt'|U]$, gdy $t' \rightarrow t$ od strony większych wartości czasu. Z równań (24), (25) i (26) można wyznaczyć wszystkie pochodne funkcyjne $C[U]$ w punkcie $U = 0$. Funkcyjną $C[U]$ można więc przedstawić w postaci funkcyjnego szeregu potęgowego względem U , którego współczynniki wyrażają się przez funkcje K .

Rozwiązanie równań (18) można wyrazić przez K i C w postaci następującego ilorazu:

$$G[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1 | U] = \frac{\exp\left(\frac{i}{2} \frac{\delta}{\delta U} V \frac{\delta}{\delta U}\right) C[U] K[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1 | U]}{\exp\left(\frac{i}{2} \frac{\delta}{\delta U} V \frac{\delta}{\delta U}\right) C[U]}, \quad (27)$$

gdzie wprowadziliśmy skrócone oznaczenie:

$$\frac{\delta}{\delta U} V \frac{\delta}{\delta U} = \int d_4 z d_4 z' \frac{\delta}{\delta U(z)} V(z-z') \frac{\delta}{\delta U(z')}. \quad (28)$$

Dowód przedstawienia (27) polega na sprawdzeniu, iż prawa strona spełnia równanie (18). W tym celu należy wykorzystać równania (23), (24) i (25) oraz związek:

$$\exp\left(-\frac{i}{2} \frac{\delta}{\delta U} V \frac{\delta}{\delta U}\right) U(x) \exp\left(\frac{i}{2} \frac{\delta}{\delta U} V \frac{\delta}{\delta U}\right) = U(x) - i \int d_4 y V(x-y) \frac{\delta}{\delta U(y)}, \quad (29)$$

który wynika z operatorowej tożsamości:

$$e^A B e^{-A} = B + \frac{1}{1!} [A, B]_- + \frac{1}{2!} [A, [A, B]_-]_- + \dots \quad (30)$$

Po rozwinięciu funkcji wykładniczej w liczniku i mianowniku we wzorze (27) na szereg, otrzymamy iloraz dwóch szeregów perturbacyjnych względem potęg V . Przejdziemy do zbadania struktury tych szeregów. Badania te doprowadzą nas w naturalny sposób do diagramów Feynmana.

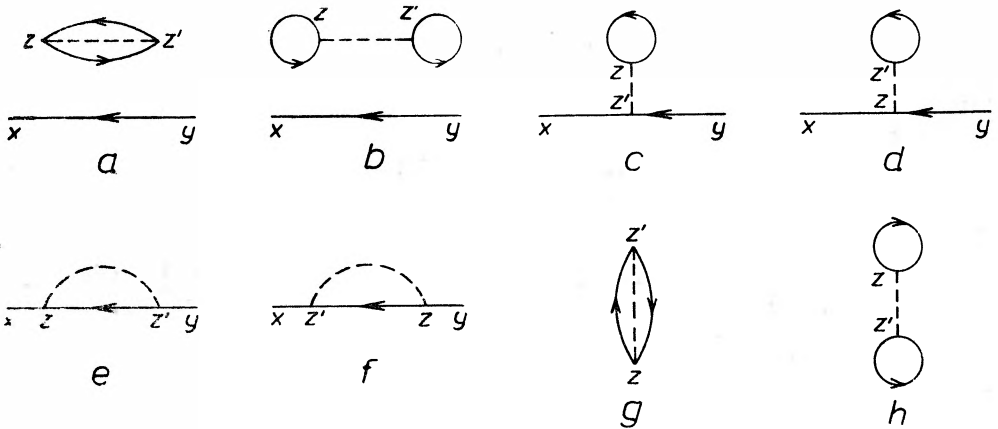
Diagramy Feynmana

Zarówno licznik, jak i mianownik wyrażenia (27) po wykonaniu, przy użyciu związków (24) i (25) wszystkich różniczkowań funkcjonalnych, mają postać szeregów zbudowanych z iloczynów funkcji $K[x, y | U]$ całkowych z funkcjami $V(z-z')$. Każdy wyraz takiego szeregu zobrazujemy na rysunku przyporządkowując funkcjom K i V pewne elementy graficzne. Każdej funkcji $K[x, y | U]$ przyporządkujemy odcinek linii ciągłej. Końce tych linii oznaczymy współrzędnymi x i y , a linię opatrzymy strzałką skierowaną od punktu y do x . Jeżeli ten sam argument występuje dwukrotnie, odpowiednie linie łączymy w tym punkcie ze sobą. W szczególnym przypadku, gdy oba argumenty funkcji K są jednakowe, odpowiadający tej funkcji odcinek linii ciągłej będzie zamknięty. Każdej funkcji $V(z-z')$ przyporządkujemy odcinek linii przerywanej łączący punkty z i z' . Uzyskany w ten sposób zbiór linii ciągłych i przerywanych odpowiadający danemu wyrazowi szeregu nazywamy diagramem Feynmana. Na rys. 1 podajemy diagramy Feynmana przyporządkowane wyrażeniom pierwszego rzędu w liczniku i w mianowniku dla funkcji Greena $G[x, y | U]$.

Diagramy (a)-(f) odpowiadają wyrażeniom występującym w liczniku, a diagramy (g) i (h) odpowiadają wyrażeniom w mianowniku.

Diagramy odpowiadające wyrażeniom występującym w liczniku we wzorze (27) dzielimy na niepowiązane i powiązane. Diagramy, w których część linii ciągłych tworzących cykle zamknięte nie łączy się liniami przerywanymi z liniami otwartymi nazywamy diagramami nie powiązanymi. Pozostałe diagramy nazywamy diagramami powiązanymi. Diagramy (a) i (b) na rys. 1 są nie powiązane, zaś diagramy (c)-(f) są powiązane. Pojęcie diagramów powiązanych pozwoli na wprowadzenie istotnego uproszczenia w przedstawieniu (27) dla funkcji Greena.

Wyrażenia analityczne odpowiadające diagramom (c) i (d) oraz diagramom (e) i (f) są sobie równe, gdyż funkcja $V(z-z')$ jest symetryczną funkcją swoich argumentów, a z i z' są zmiennymi całkowania, których nazwy możemy zamienić.

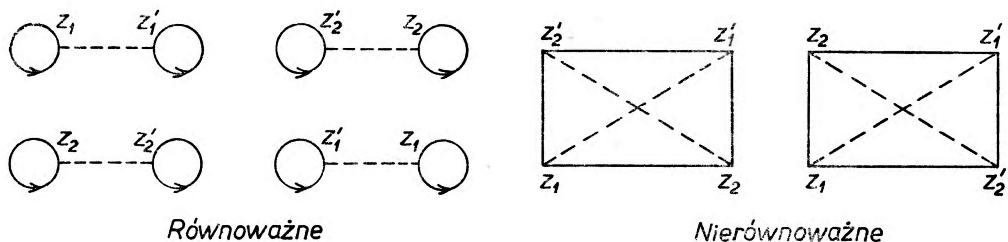


Rys. 1

W ogólnym przypadku wszystkie diagramy różniące się jedynie nazwami wierzchołków, do których doczepione są linie przerywane, odpowiadają identycznym wyrażeniom analitycznym. W dalszym ciągu będziemy rysowali na ogół tylko jeden spośród grupy takich równoważnych diagramów i nie będziemy wówczas wprowadzali oznaczeń dla wierzchołków.

Przejdziemy obecnie do podania przepisu na dokonanie przyporządkowania odwrotnego: od diagramów do wyrażeni analitycznych zbudowanych z funkcji K i V . Ustalimy najpierw, jakie w ogóle wystąpią diagramy dla określonych funkcji Greena w danym rzędzie rachunku zaburzeń dla szeregów w liczniku i w mianowniku. W k -tym rzędzie rachunku zaburzeń mamy do wykonania $2k$ pochodnych funkcjonalnych, którymi działamy na iloczyny $C[U]_{\varepsilon_p} K[x_1, y_{i_1}|U] \dots K[x_n, y_{i_n}|U]$ w liczniku i na $C[U]$ w mianowniku. Każde kolejne różniczkowanie działa albo na jedną z funkcji K występujących w iloczynie „przecinając” tę funkcję na dwie funkcje K , albo działa na funkcjonal $C[U]$ prowadząc do nowej funkcji K od jednakowych argumentów. W języku diagramów każdemu ko-

lejnemu różniczkowaniu odpowiada albo doczepienie linii przerywanej do istniejących już linii otwartych lub zamkniętych linii ciągłych, albo utworzenie nowej zamkniętej linii ciągłej. Konstruowanie diagramów odpowiadających wyrażeniom w liczniku rozpoczynamy od narysowania $n!$ diagramów odpowiadających funkcji $K[x_1 \dots x_n, y_1 \dots y_n | U]$. W dalszym ciągu doczepiamy linie przerywane na wszystkie możliwe sposoby do istniejących linii ciągłych oraz



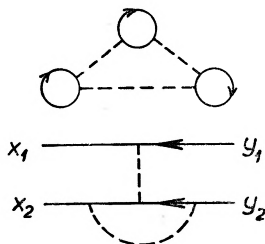
Rys. 2

tworząc nowe ciągłe linie zamknięte. Konstruowanie diagramów odpowiadających wyrażeniom w mianowniku rozpoczynamy od narysowania zamkniętej linii ciągłej odpowiadającej pierwszemu różniczkowaniu.

Z reguł różniczkowania wynika, że zarówno w liczniku, jak i w mianowniku wystąpią wyrażenia odpowiadające wszystkim możliwym diagramom. Przy porządkowaniu liniom opatrzonym strzałką funkcji K oraz liniom przerywanym funkcji V i wypisanie odpowiednich całek nie nastręcza istotnych trudności. Nieco bardziej złożone jest postępowanie prowadzące do ustalenia czynnika numerycznego występującego przed wyrażeniem analitycznym, odpowiadającym danemu diagramowi. Z wzorów (24) i (25) wynika, że każdemu różniczkowaniu odpowiada czynnik -1 , a dodatkowo, jeśli różniczkowanie prowadzi do pojawienia się nowej linii zamkniętej, należy wprowadzić czynnik ± 1 . Ponieważ całkowita liczba różniczkowań jest zawsze parzysta, wystarczy brać pod uwagę, że każdemu zamkniętemu układowi linii na diagramie odpowiada czynnik ± 1 w wyrażeniu analitycznym. Przed każdym wyrażeniem k -tego rzędu występuje dalej czynnik $(i/2)^k 1/k!$. Pozostaje na koniec jeszcze czynnik kombinatoryczny występujący w wyniku dodawania się identycznych wyrażeń, których diagramy różnią się jedynie nazwami wierzchołków. Dla ustalenia tego czynnika należy, po prostu, policzyć takie diagramy uwzględniając jednak tylko diagramy topologicznie nierównoważne⁶. Przykłady diagramów topologicznie równoważnych i nierównoważnych podajemy na rys. 2. Diagramom topologicznie nierównoważnym odpowiadają różne wyrażenia podcałkowe zbu-

⁶ Diagramy topologicznie nierównoważne są to takie diagramy, których nie można by przeprowadzić w sobie, gdyby zrobić modele tych diagramów z odcinków jakiegoś plastycznego materiału z oznaczonymi na tych modelach złączami i zwrotami strzałek. Innymi słowy, diagramów topologicznie nierównoważnych nie można przeprowadzić w sobie przez zmianę w sp osobie rysowania.

dowane z funkcji K i V . Można się przekonać, że z reguł różniczkowania wynika, iż wystąpią dokładnie wszystkie wyrażenia odpowiadające diagramom topologicznie nierównoważnym. Dla ilustracji podamy, że czynnik kombinatoryczny stojący przed wyrażeniem odpowiadającym diagramowi przedstawionemu na rys. 3 wynosi $\binom{5}{3} 2^5$.



Rys. 3

Rozwinięcie na części powiązane (*linked cluster expansion*)

Pokażemy obecnie, że wyrażenie (27) dla funkcji G można przedstawić w postaci:

$$G[x_1 \dots x_n, y_1 \dots y_n | U] = \left\{ \exp \left(\frac{i}{2} \frac{\delta}{\delta U} V \frac{\delta}{\delta U} \right) C[U] K[x_1 \dots x_n, y_1 \dots y_n | U] \right\}_L. \quad (31)$$

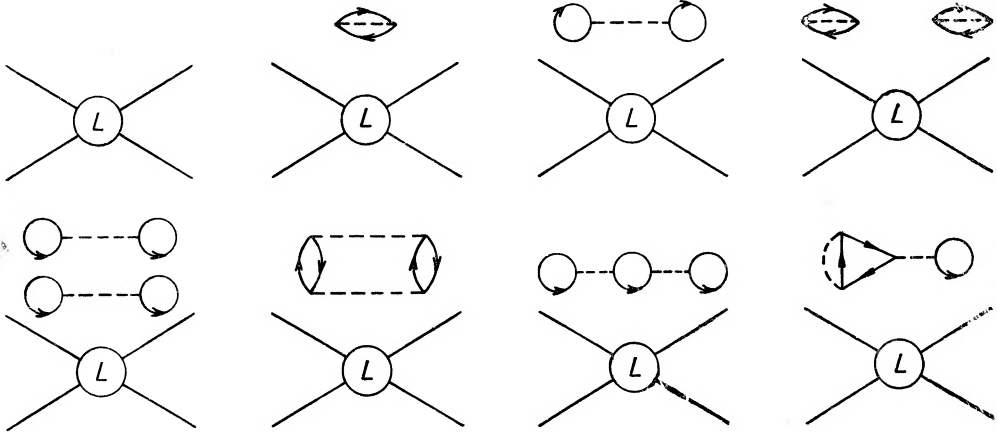
Symbol $\{ \}_L$ oznacza, że w rozwinięciu perturbacyjnym wyrażenia stojącego w nawiasie klamrowym należy zachować tylko te wyrażenia, którym odpowiadają powiązane diagramy. Pozostałe wyrażenia w liczniku we wzorze (27) wprowadzają jedynie czynnik, który skraca się z mianownikiem.

Dla dowodu przedstawienia (31) podzielimy wyrażenia występujące w liczniku we wzorze (27) na grupy wyrażen scharakteryzowane w ten sposób, że diagramy odpowiadające wyrażeniom danej grupy mają wspólną część powiązaną. Na przykład, wyrażenia odpowiadające diagramom (a) i (b) na rys. 1 należą do tej samej grupy. Wśród diagramów odpowiadających wyrażeniom danej grupy występują diagramy zawierające, oprócz wspólnej części powiązanej, wszystkie możliwe układy niepowiązanych cykli linii zamkniętych. Na rys. 4 przedstawione są najprostsze diagramy każdej grupy. Część diagramu opatrzona literą L symbolizuje wspólną część powiązaną.

Z reguł przyporządkowania diagramom wyrażen analitycznych wynika, że wyrażenie analityczne przyporządkowane i -temu diagramowi danej grupy jest iloczynem wyrażenia WL odpowiadającego części powiązanej przez wyrażenia W_i , odpowiadające pozostałej części niepowiązanej. Po zsumowaniu wszystkich wyrażen danej grupy otrzymujemy:

$$\left(\sum_{i=0}^{\infty} W_i \right) \cdot WL, \quad W_0 = 1. \quad (32)$$

Pokażemy obecnie, że suma $\sum_{i=0}^{\infty} W_i$ występuje właśnie w mianowniku we wzorze (27). Część nietrywialna tego stwierdzenia dotyczy współczynników kombinatorycznych. Trzeba sprawdzić czy względne współczynniki kombinatoryczne w wyrażeniach danej grupy są takie same jak współczynniki kombinato-



Rys. 4

ryczne w wyrażeniach w mianowniku. Niech współczynnik kombinatoryczny dla powiązanej części pewnego diagramu będzie równy NL , zaś rząd tej części powiązanej będzie równy l . Współczynniki kombinatoryczne dla niepowiązanych części diagramów danej grupy oznaczmy przez N_R^i . Współczynnik kombinatoryczny N_i dla pełnego i -tego diagramu rzędu k wraz z silnią ma postać

$$N_i = \frac{1}{k!} NL N_R^i \binom{k}{l}. \quad (33)$$

Czynnik $\binom{k}{l}$ opisuje liczbę podziałów k linii przerywanych na dwie grupy linii: l linii dla części powiązanej i $(k-l)$ linii dla części niepowiązanej. W rezultacie otrzymujemy więc

$$N_i = \frac{1}{l!} NL \frac{1}{(k-l)!} N_R^i \quad (34)$$

zgodnie z tym, co zapowiedzieliśmy powyżej.

Warunki asymptotyczne

W dotychczasowej dyskusji własności rozwinięć perturbacyjnych funkcji Greena nie było potrzeby dokonywania wyboru konkretnego operatora gęstości ρ . Analiza tych rozwinięć metodą diagramów Feynmana jest niezależna od wyboru rodzaju średnich. Te same rezultaty w postaci rozwinięć na części powiązane

otrzymamy dla wartości oczekiwanych w stanie podstawowym, co i dla średnich termodynamicznych z operatorem gęstości odpowiadającym wielkiemu zespołowi kanonicznemu. Funkcje Greena zależą, oczywiście, od wyboru ρ i zależność ta przejawia się w tym, iż dla otrzymania jednoznacznych rozwiązań równań na funkcje Greena należy nałożyć na te funkcje określone warunki brzegowe. W zmiennych przestrzennych wystarczy założenie odpowiednich warunków periodyczności. Po przejściu do granicy z objętością kostki periodyczności ($L^3 \rightarrow \infty$), które często wykonujemy, warunkami brzegowymi w zmiennych przestrzennych są warunki regularności rozwiązań w nieskończoności. W zmiennych czasowych zakładamy na ogół warunki asymptotyczne dla $t \rightarrow \mp \infty$. Warunki te należy odczytać bezpośrednio z definicji funkcji Greena wykorzystując konkretną postać operatora ρ . Ograniczymy się do podania warunków asymptotycznych spełnionych przez wyjściowe funkcje Greena $G(x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1)$ dla wielkiego zespołu kanonicznego. Wprowadzimy w tym celu pomocnicze funkcje $H(x_1; x_2 \dots x_n, y_n \dots y_1)$ zdefiniowane następująco:

$$H(\mathbf{x}_1 t_1; x_2 \dots x_n, y_n \dots y_1) \stackrel{\text{def}}{=} \sum_{\lambda, \rho} e^{iE_\lambda(t_1 + i\beta) - iE_\rho t_1} e^{\beta \mu N_\lambda} \quad (35)$$

$$(\Psi_\lambda, \psi(\mathbf{x}_1) \Psi_\rho) (\Psi_\rho, T(\psi(x_2) \dots \psi(x_n) \psi^+(y_n) \dots \psi^+(y_1)) \Psi_\lambda),$$

gdzie Ψ_λ i Ψ_ρ tworzą zupełne ortonormalne układy wektorów stanu omawiane poprzednio. Z przedstawienia (35) funkcji H wynika, że jest to analityczna funkcja zmiennej t_1 traktowanej jako zmienna zespolona w pasie $-\beta < \text{Im} t_1 < 0$. Założymy, że przez przejście graniczne można tę funkcję określić (jako dystrybucję) również na brzegu obszaru analityczności. Na to, by wyrazić warunki asymptotyczne dla funkcji G przy pomocy funkcji H , zajmiemy się rzeczywistymi wartościami zmiennej t_1 spełniającymi jeden z układów następujących nierówności:

$$F_1: \begin{array}{ll} t_1 > t_i & i = 2 \dots n \\ t_1 > t'_j & j = 1 \dots n \end{array} \quad (36a)$$

$$P_1: \begin{array}{ll} t_1 < t_i & i = 2 \dots n \\ t_1 < t'_j & j = 1 \dots n \end{array} \quad (36b)$$

Jeżeli t_1 będzie spełniał układ nierówności (36a) lub (36b), to będziemy mówili, że $t_1 \in F_1$ lub $t_1 \in P_1$ odpowiednio. Dla wartości parametru t_1 ograniczonych do F_1 lub P_1 otrzymujemy następujące związki:

$$G(x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1) \underset{t_1 \in F_1}{=} H(\mathbf{x}_1, t_1; x_2 \dots x_n, y_n \dots y_1), \quad (37a)$$

$$G(x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1) \underset{t_1 \in P_1}{=} \pm e^{\beta \mu} H(\mathbf{x}_1, t_1 - i\beta; x_2 \dots x_n, y_n \dots y_1). \quad (37b)$$

Związki te otrzymujemy wykorzystując własności iloczynu chronologicznego, własności operacji obliczania śladu, równanie (3) oraz zależność $N_\lambda = N_\rho + 1$ między liczbami cząstek w stanach opisanych przez Ψ_ρ i Ψ_λ we wzorze (35).

Równania (37) są szukanymi warunkami asymptotycznymi w zmiennej t_1 dla funkcji G wyznaczającymi rozwiązania układu równań różniczkowo-całkowych. Analogiczne warunki asymptotyczne możemy otrzymać dla pozostałych $2n-1$ zmiennych czasowych funkcji $G(x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1)$. Można także otrzymać warunki asymptotyczne dla uogólnionych funkcji Greena $G[x_1 \dots x_n, y_n \dots y_1|U]$. Warunki asymptotyczne dla uogólnionych funkcji Greena nie będą nas jednak interesować, ponieważ funkcje te odgrywają w naszej procedurze jedynie pomocniczą rolę dla uzyskania rozwinięć perturbacyjnych.

Warunki (37) należy dalej wykorzystać w celu wyznaczenia właściwych funkcji K . Szczegółów tego postępowania nie będziemy tutaj podawali, ograniczymy się jedynie do przytoczenia ostatecznych wyników. Ponieważ interesuje nas ostatecznie przypadek $U = 0$, wystarczy rozważać funkcje $K(x, y)$ zdefiniowane następująco:

$$K(x, y) \stackrel{\text{def}}{=} K[x, y|U = 0]. \quad (38)$$

Z definicji tej wynika, że funkcja $K(x, y)$ jest rozwiązaniem równania:

$$\left[-i\delta_t - \frac{1}{2m}\Delta + U_s(\mathbf{x})\right]K(x, y) = \delta_{(4)}(x-y). \quad (39)$$

Każde rozwiązanie tego równania można przedstawić w postaci:

$$K(x, y) = \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega(t-t')} \int \frac{d\omega'}{2\pi} A(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega') \left[P \frac{1}{\omega' - \omega} + i\pi\delta(\omega' - \omega)f(\omega) \right], \quad (40)$$

gdzie funkcja $A(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega)$ skonstruowana jest z zupełnego i ortonormalnego układu rozwiązań $\varphi_\lambda(x)$ równania własnego

$$\left(-\frac{1}{2m}\Delta + U_s(\mathbf{x})\right)\varphi_\lambda(\mathbf{x}) = \omega_\lambda\varphi_\lambda(\mathbf{x}) \quad (41)$$

w następujący sposób:

$$A(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \stackrel{\text{def}}{=} \sum_\lambda \delta(\omega - \omega_\lambda)\varphi_\lambda(\mathbf{x})\varphi_\lambda^*(\mathbf{y}). \quad (42)$$

W szczególnie prostym przypadku, gdy $U_s(\mathbf{x}) \doteq 0$, otrzymujemy:

$$A(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{x}-\mathbf{y})}\delta\left(\omega - \frac{\mathbf{k}^2}{2m}\right). \quad (43)$$

Wybór funkcji $f(\omega)$ we wzorze (40) związany jest z wyborem warunków asymptotycznych dla funkcji $K(x, y)$. Funkcję $K(x, y)$ odpowiadającą warunkom asymptotycznych (37) otrzymujemy wybierając funkcję $f(\omega)$ w postaci:

$$f(\omega) = [\text{th}\frac{1}{2}\beta(\omega - \mu)]^{\mp 1}. \quad (44)$$

W teorii wielu cząstek występują trzy rodzaje średnich: średnie dla wielkiego zespołu kanonicznego, średnie w stanie podstawowym układu n cząstek i średnie w stanie próżni ($n = 0$). Funkcje $f(\omega)$ odpowiadające tym trzem rodzajom średnich podajemy w tabelicy II.

Tablica II

Rodzaj średniej	$f(\omega)$
Wielki zespół kanoniczny	$[\text{th}\frac{1}{2}\beta(\omega - \mu)]^{\mp 1}$
Stan podstawowy	$\text{sgn}(\omega - \mu)$
Stan próżni	1

Zakończenie

Przedstawiona w tym wykładzie metoda wprowadzenia diagramów Feynmana oparta na wykorzystaniu równań na funkcje Greena pozwala oddzielić własności teorii wiążące się bezpośrednio z diagramami Feynmana od własności wynikających ze sposobu uśrednienia w definicji funkcji Greena. Centralnym problemem związanym z diagramami jest uzyskanie rozwinięcia funkcji Greena na części powiązane. Uzyskujemy je przy dowolnym wyborze operatora gęstości ρ . Wyznaczanie konkretnych funkcji Greena wymaga znajomości funkcji $K(x, y)$.

Zagadnienie znalezienia właściwych funkcji $K(x, y)$ jest w pewnym sensie niezależne od badania struktury teorii za pomocą diagramów Feynmana i z tego powodu potraktowaliśmy ten problem bardzo pobieżnie. Podaną w tym wykładzie metodę można bez istotnych komplikacji zastosować w elektrodynamice kwantowej lub w dowolnej innej relatywistycznej teorii pola do rozwiązywania za pomocą rachunku zaburzeń problemu rozpraszania cząstek elementarnych.

Uzupełnienie A

Rozważmy układ operatorów pola zarówno $\psi(x)$, jak i $\psi^+(y)$, które w skrócie będziemy oznaczali $A_i(t_i)$. Zależność od zmiennych przestrzennych nie będzie nas interesowała. Iloczyn chronologiczny $T(A_1(t_1) \dots A_n(t_n))$ tych operatorów definiujemy wzorem:

$$T(A_1(t_1) \dots A_n(t_n)) \stackrel{\text{df}}{=} \sum_{\text{perm} i} \varepsilon_p \Theta(t_{i_2} - t_{i_1}) \Theta(t_{i_3} - t_{i_2}) \dots \Theta(t_{i_{n-1}} - t_{i_n}) A_{i_1}(t_{i_1}) \dots A_{i_n}(t_{i_n}), \quad (\text{A.1})$$

gdzie $\Theta(t)$ jest funkcją schodkową,

$$\Theta(t) = \begin{cases} 1 & t \geq 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases}, \quad (\text{A.2})$$

zaś symbol ε_p zdefiniowany jest w tekście po wzorze (23). We wzorze (A.1) zawsze tylko jeden składnik jest różny od zera. Jest to ten składnik, w którym operatory A_i występują w kolejności chronologicznej od prawej do lewej. Iloczyn chronologiczny operatorów pola dla bozonów nie ulega zmianie przy

przestawieniu sąsiednich operatorów, zaś dla fermionów zmienia przy takim przestawieniu znak.

$$T(A_1(t_1) \dots A_i(t_i) A_{i+1}(t_{i+1}) \dots A_n(t_n)) = \\ = \pm T(A_1(t_1) \dots A_{i+1}(t_{i+1}) A_i(t_i) \dots A_n(t_n)). \quad (\text{A.3})$$

Różniczkowanie iloczynu chronologicznego ułatwia następujący wzór wynikający z definicji (A.1):

$$\frac{\partial}{\partial t_1} T(A_1(t_1) \dots A_n(t_n)) = T\left(\frac{\partial A_1(t_1)}{\partial t_1} \dots A_n(t_n)\right) + \\ + \sum_{i=2}^n (\pm 1)^i T([A_1(t_1), A_i(t_i)]_{\mp} \delta(t_1 - t_i) A_2(t_2) \dots A_n(t_n)). \quad (\text{A.4})$$

Uzupełnienie B

Chronologiczny operator wykładniczy $\tau(t_1, t_2)$,

$$\tau(t_1, t_2) \stackrel{\text{def}}{=} T \exp\left(-i \int_{t_2}^{t_1} dt H(t)\right), \quad (\text{B.1})$$

pojawia się często w teoriach kwantowych jako rozwiązanie równań różniczkowych:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \tau(t, t') = H(t) \tau(t, t'), \quad (\text{B.2})$$

$$-i \frac{\partial}{\partial t'} \tau(t, t') = \tau(t, t') H(t'), \quad (\text{B.3})$$

z warunkiem początkowym

$$\tau(t, t) = 1. \quad (\text{B.4})$$

Można sprawdzić bezpośrednim rachunkiem, że prawa strona wzoru (B.1) spełnia równanie (B.2), (B.3) i (B.4). Z własności funkcji wykładniczej i iloczynu chronologicznego wynika, że operator $\tau(t, t')$ posiada następującą własność:

$$\tau(t, t') = \tau(t, t_1) \tau(t_1, t_2) \dots \tau(t_{n-1}, t_n) \tau(t_n, t'), \quad (\text{B.5})$$

gdzie zbiór wartości $t_1 \dots t_n$ wyznacza dowolny podział odcinka $[t, t']$. W przypadku rozważanym w tekście mamy

$$H(t) = \int d_3 x \psi^\dagger(\mathbf{x}, t) U(\mathbf{x}, t) \psi(\mathbf{x}, t). \quad (\text{B.6})$$

Uzupełnienie C

Pochodna funkcyjalna jest wygodnym i często spotykanym w fizyce teoretycznej uogólnieniem na przypadek funkcyjałów pochodnej cząstkowej funkcji wielu zmiennych.

Niech $F[U]$ będzie funkcjonałem zależnym od funkcji $U(x)$ określonej w pewnym obszarze Ω n -wymiarowej przestrzeni rzeczywistej. Jeżeli dla każdej funkcji z przestrzeni Schwartza funkcji próbnych $\varphi(x)$ istnieje granica $L[U, \varphi]$:

$$L[U, \varphi] = \lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{F[U + \lambda\varphi] - F[U]}{\lambda} \quad (\text{C.1})$$

i granica ta jest ciągłym funkcjonałem liniowym funkcji φ , to wyznaczoną przez ten funkcjonal dystrybucję nazywamy pochodną funkcjonalną F w punkcie U .

Wprowadzamy przy wymienionych założeniach symboliczne oznaczenie:

$$L[U, \varphi] = \int_{\Omega} d_n x \frac{\delta F[U]}{\delta U(x)} \varphi(x), \quad (\text{C.2})$$

gdzie $\frac{\delta F}{\delta U}$ jest symbolem pochodnej funkcjonalnej.

Feynman Diagrams in Statistical Physics

Abstract: A simple derivation of the Feynman diagram method in statistical physics of systems at zero and finite temperatures is given. The derivation is based directly on equations for the Green functions. The linked cluster expansion and the boundary conditions for the Green functions are also briefly discussed.

Literatura

- [1] T. Matsubara, *Progr. Theor. Phys.*, **14**, 156 (1955).
- [2] В. Л. Бонч-Бруевич, С. В. Тябликов, *Метод функции Грина в статистической механике*, Москва 1961.
- [3] А. А. Абрикосов, Л. П. Горков, И. Е. Дзялошинский, *Методы, квантовой теории поля в статистической физике*, Москва 1962.
- [4] Д. А. Киржниц, *Полевые методы теории многих частиц*, Москва 1963.
- [5] P. Nozières, *Le problème à N-corps*, Dunod, Paris, 1963.
- [6] R. Brout, P. Carruthers, *Lectures on the Many-Electron Problem*, Interscience Publishers, New York, 1963.
- [7] V. Ambegaogar, *Green's Functions in Many-Body Problems*, Brandeis Summer Institute 1962, W. A. Benjamin, New York, 1963.
- [8] L. P. Kadanoff, G. Baym, *Quantum Statistical Mechanics*, W. A. Benjamin, New York, 1962.

Jerzy Bartke

Instytut Badań Jądrowych
Zakład Fizyki Wysokich Energii
Kraków

Komory pęcherzykowe, współczesne i projektowane

Dwa i pół roku temu ukazał się w „Postęпах Fizyki“ artykuł autora niniejszego artykułu, zatytułowany *Technika komór pęcherzykowych* [1]. Postęp w tej dziedzinie jest jednak tak szybki, że upoważnia do poświęcenia komorom pęcherzykowym następnego artykułu już w chwili obecnej. Postęp ten wiąże się ściśle z rozwojem fizyki wysokich energii, w której komory pęcherzykowe odgrywają ważną rolę.

Fizyka wysokich energii, stanowiąca właściwie jedną całość z fizyką cząstek elementarnych, znajduje się już od wielu lat w centrum zainteresowania światowego. Na cele badawcze przyznawane są olbrzymie fundusze, co umożliwia nie tylko prowadzenie prac w istniejących ośrodkach, ale i planowanie dalszego rozwoju badań na szeroką skalę. Najważniejsze dziś ośrodki fizyki wysokich energii na świecie to: w USA — Berkeley (synchrotron protonowy na 6 GeV) i Brookhaven (30 GeV), w Europie — *ZIBJ* w Dubnie (10 GeV) i *CERN* w Genewie (28 GeV). W Stanach Zjednoczonych wydatki na fizykę wysokich energii dochodzą obecnie do 200 milionów dolarów rocznie, a czynione są starania o zwiększenie ich do około 500 milionów dolarów rocznie już w roku 1975 [2]. W ostatnich latach skryształizował się program budowy następnych, wielkich akceleratorów [3]. Będą to synchrotrony protonowe z silnym ogniskowaniem na energie:

- (i) 70 GeV (w utworzonym niedawno Instytucie Fizyki Wysokich Energii w Sierpuchowie w ZSRR) — akcelerator ten jest już w budowie od kilku lat i ma być ukończony w roku 1968;
- (ii) 200 GeV (w USA) i 300 GeV (w Europie zachodniej) — planowane rozpoczęcie budowy obu urządzeń w niedalekiej przyszłości i uruchomienie około roku 1975—1976;
- (iii) 600—800 GeV (USA) — na razie w stadium studiów wstępnych, ewentualny termin uruchomienia około roku 1980.

Energia wiązek cząstek, otrzymywanych z obecnych akceleratorów nie przekracza na ogół 10 GeV, jedynie dla mezonów π^- dochodzi do 20 GeV, a dla protonów do 30 GeV. Za kilka lat należy się jednak spodziewać realizacji

wiązek cząstek o znacznie wyższych energiach. Komory pęcherzykowe pozostaną z pewnością nadal jednym z podstawowych narzędzi badawczych, trzeba więc pomyśleć o ich dostosowaniu do przewidywanych warunków pracy.

1. Współczesne komory pęcherzykowe

W chwili obecnej można stwierdzić, że właściwie jedynie dwa typy komór pęcherzykowych uzyskały znaczne rozpowszechnienie. Są to z jednej strony komory wodorowe (*hydrogen bubble chambers*), a z drugiej — komory z ciężkimi ciekczymi (*heavy liquid bubble chambers*) napełniane propanem, freonem lub różnymi mieszaninami tych ciekczy.

Zasadniczymi zaletami komór wodorowych jest jednoznaczność interpretacji zachodzących w nich zderzeń jako elementarnych oddziaływań z protonami oraz duża dokładność pomiaru pędu cząstek. Bezpośrednia detekcja kwantów γ jest utrudniona wobec małego prawdopodobieństwa konwersji (jednostka radiacyjna X_0 jest rzędu dziesięciu metrów); w celu zmniejszenia tej niedogodności umieszcza się czasem w komorze płyty metalowe. Średnia droga oddziaływania, odpowiadająca typowemu dla rozpatrywanego zakresu energii przekrojowi czynnemu 30 mb, jest również rzędu dziesięciu metrów. Komory wodorowe mogą być na ogół napełnione także deuterem dla badania oddziaływań z neutronami.

Komory propanowo-freonowe zapewniają stosunkowo dużą wydajność detekcji kwantów γ (X_0 jest w granicach od około dziesięciu centymetrów dla czystego freonu do około jednego metra dla propanu). Droga oddziaływania odpowiadająca przekrojowi czynnemu 30 mb jest tu rzędu jednego metra, można więc zastosować takie komory do badania procesów mało prawdopodobnych — np. oddziaływań neutrino.

W Tabelicy I zestawione są dane większych z istniejących obecnie, lub będących na ukończeniu komór pęcherzykowych¹. W kolumnie „wielkość” podano charakterystyczny rozmiar komory, tzn. dla komór cylindrycznych — średnicę, a dla komór prostopadłościennych — długość. Komory wodorowe podzielono umownie na dwie grupy: średnie (70—100 cm) i duże (150—200 cm).

2. Kierunki dalszego rozwoju techniki komór pęcherzykowych

Największe z istniejących obecnie komór nadają się dobrze do badania oddziaływań cząstek o energiach do około 20 GeV. Dla wyższych energii nie można już jednak będzie uzyskać dostatecznej dokładności pomiaru pędu.

¹ Tablica ta, podobnie jak i większość materiału zawartego w dalszej części artykułu, opracowana została na podstawie referatu [4] i prywatnych informacji otrzymanych z *CERN-u*, *ZIBJ* i Saclay.

Sytuację można by polepszyć przez zastosowanie znacznie silniejszego pola magnetycznego lub budowę komór o większych rozmiarach.

Tablica I

Typ komory	Laboratorium i kraj	Wielkość	Uwagi
Komory wodorowe a) średniej wielkości (70—100 cm)	Columbia—Brookhaven, USA	∅ 30"	pracuje w CERN-ie pracuje w Rutherford Laboratory w Anglii
	Wisconsin—Argonne, USA	∅ 30"	
	MIT (Cambridge), USA	40"	
	Saclay, Francja	81 cm	
	Saclay, Francja	82 cm	
	DESY (Hamburg) NRF	80 cm	
b) duże (150—200 cm)	ZIBJ (Dubna), ZSRR	95 cm	w budowie w budowie
	UCRL (Berkeley), USA	72"	
	Brookhaven, USA	80"	
	British National Project, Anglia	150 cm	
	CERN (Genewa), Szwajcaria	200 cm	
	ITEP (Moskwa), ZSRR	205 cm	
Komory propano- wo-freonowe	ZIBJ (Dubna), ZSRR	205 cm	pracowała w CERN-ie pracuje w ZIBJ
	UCRL (Berkeley), USA	∅ 30 $\frac{1}{2}$ "	
	Columbia, USA	∅ 30"	
	Michigan—Argonne, USA	∅ 40"	
	Ecole Polyt. (Paryż), Francja	100 cm	
	CERN (Genewa), Szwajcaria	∅ 120 cm	
	ZIBJ (Dubna), ZSRR	100 cm	
	ZIBJ (Dubna), ZSRR	215 cm	
FIAN (Moskwa), ZSRR	600 l		

Za pomocą typowych elektromagnesów z rdzeniem żelaznym otrzymuje się zwykle pola o indukcji od kilkunastu do dwudziestukilku kilogausów. W Argonne (USA) udało się nawet uzyskać w ten sposób pole o indukcji około 40 kGs, jednak za cenę wyjątkowo dużych rozmiarów magnesu i wielkiego poboru mocy (magnes dla komory o średnicy 40" i objętości około 700 litrów waży około 400 ton).

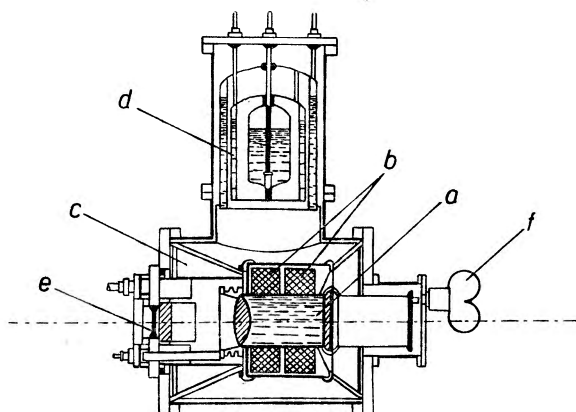
Od kilku lat prowadzone są prace nad innymi sposobami otrzymywania pól magnetycznych o wysokiej indukcji w stosunkowo dużych objętościach. Istnieją tu zasadniczo dwie metody:

a) otrzymywanie pola impulsowego w cewce bezrdzeniowej i

b) zastosowanie cewek nadprzewodzących.

Prace nad zastosowaniem pola impulsowego prowadzone są głównie w Instytucie im. Kurchatowa w Moskwie. W stosunkowo dużej objętości (o długości kilkudziesięciu centymetrów) otrzymano tam już pole o indukcji 50 kGs. Trudności wynikają tu głównie ze względu na olbrzymią potrzebną energię, rzędu milionów dżuli na każde wyładowanie. Tym niemniej, komora propanowo-freonowa o rozmiarach 45 × 21 × 24 cm³ dostosowana do pracy w polu impulsowym została już uruchomiona, a podobna komora ksenonowa znajduje się w stadium konstrukcji. Przewiduje się otrzymanie dla niej pola o indukcji około 70 kGs.

Zastosowaniem cewek nadprzewodzących do komór pęcherzykowych zajęto się głównie w Argonne. Pracuje tam już obecnie komora wodorowo-helowa o średnicy 10 cali (25 cm) umieszczona w cewce wykonanej ze stopu niobu z cyrkonem i chłodzonej ciekłym helem. Cały układ (rys. 1) jest mały i lekki, uzyskanie indukcji 33 kGs wymaga prądu o natężeniu zaledwie 11 A. Prace nad otrzymaniem silnych pól magnetycznych za pomocą cewek nadprzewodzących prowadzone są również w *ZIBJ* w Dubnie [5].



Rys. 1. 25-centymetrowa komora wodorowo-helowa z cewkami nadprzewodzącymi (Argonne, USA): a — właściwa komora, b — cewki nadprzewodzące, c — zbiornik próżniowy, d — zbiorniki z ciekłym azotem, wodorem i helem, e — lampa błyskowa, f — kamera fotograficzna

Wszystkie te ulepszenia nie zastępują jednak komór o większych rozmiarach. Duże rozmiary komór stwarzają korzystne warunki dla badania oddziaływań cząstek wysokich energii zapewniając:

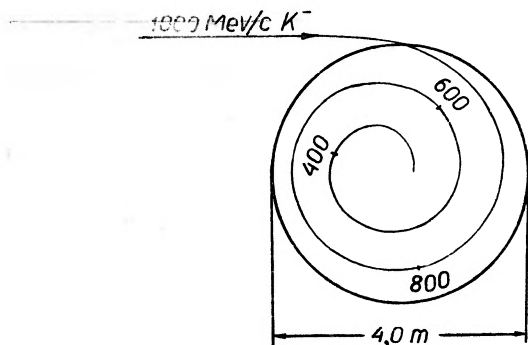
- a) dokładny pomiar pędu cząstek naładowanych (dokładność pomiaru wzrasta tu w przybliżeniu z kwadratem długości mierzonego odcinka śladu);
- b) łatwiejsze rozróżnianie cząstek o różnych masach;
- c) większą wydajność detekcji kwantów γ ;
- d) wysokie prawdopodobieństwo obserwacji rozpadów nietrwałych cząstek neutralnych.

Łatwiejsza rozróżnialność cząstek wynika stąd, że w dużej komorze stosunkowo duży procent cząstek ulegnie spowolnieniu lub wręcz zatrzymaniu, co umożliwi ich identyfikację. Np. dla komory o średnicy około 4 metrów, umieszczonej w polu magnetycznym o indukcji 20 kGs, cząstki produkowane w środku komory zostaną w niej zatrzymane, o ile ich pęd nie będzie przekraczać 600 MeV/c.

Warto jest zdać sobie sprawę z tego, że np. mezony K o pędzie około 1000 MeV/c wchodzące do takiej komory w sposób pokazany na rys. 2 ulegną zatrzymaniu blisko jej środka po dokonaniu prawie dwóch pełnych obiegów. W ten sposób można będzie badać oddziaływania mezonów K w zakresie pędów od 0 do 1000 MeV/c, wykonując tylko jedno naświetlenie komory.

Dla uzyskania dużej wydajności detekcji kwantów γ rozpatruje się możliwość umieszczenia w komorze płyt metalowych dla konwersji kwantów w pary elektronowe, podobnie jak stosuje się to już obecnie w niektórych przypadkach.

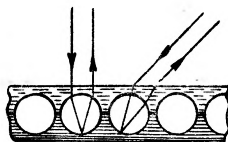
Osobne zagadnienie stanowi badanie bardzo mało prawdopodobnych procesów — w tym wypadku istotna jest głównie masa detektora. To skłania do budowy ogromnych komór propanowo-freonowych, np. w celu kontynuacji badań nad oddziaływaniami neutrin.



Rys. 2. Tor mezonu K o pędzie 1000 MeV/c w komorze wodorowej o średnicy 4 metrów, umieszczonej w polu magnetycznym o indukcji 20 kGs

3. Projekty wielometrowych komór pęcherzykowych

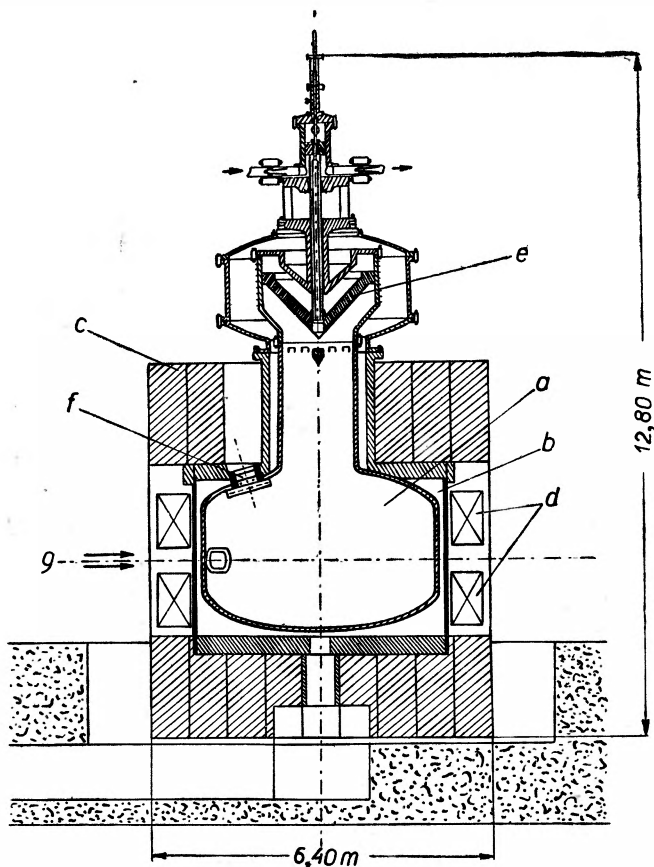
Już dość dawno myślano o budowie komór znacznie większych od istniejących, o objętościach rzędu dziesięciu i więcej metrów sześciennych. Powodowało to jednak poważne trudności techniczne i olbrzymie koszty. Ekstrapolacja kosztów istniejących obecnie komór prowadzi do oszacowania kosztu budowy komory o pojemności $30\text{--}40 \text{ m}^3$ na 50 do 60 milionów dolarów.



Rys. 3. Zasada działania warstwy odbijającej *scotchlite*

Sytuację tę zmienił radykalnie pomysł zastosowania do komór pęcherzykowych materiału odblaskowego zwanego *scotchlite*. Nazwą tą określa się warstwę bardzo małych, przezroczystych kulek o dużym współczynniku załamania, umieszczonych na powierzchni odbijającej (posrebrzonej) i pokrytych warstwą przezroczystego materiału plastycznego. Przy odpowiednim doborze współczynników załamania kulek i pokrywającej je warstwy, układ taki odbija światło zawsze w tym kierunku skąd przyszło, przy czym rozbieżność odbitej wiązki może wynosić zaledwie około 2° (rys. 3).

Okazuje się, że pokrycie ścian komory taką warstwą odbłaskową i umieszczenie lamp błyskowych obok aparatów fotograficznych prowadzi do równomiernego oświetlenia całej objętości. To znacznie upraszcza konstrukcję komory. Jeżeli dodatkowo do fotografowania wnętrza komory użyjemy obiektywów o bardzo szerokim kącie widzenia, umieszczonych blisko komory, to pozwoli to na dalsze znaczne uproszczenie konstrukcji komory (zastąpienie olbrzymiego okna przez



Rys. 4. 14-stopowa komora wodorowa projektowana w Brookhaven (USA): a — właściwa komora, b — zbiornik próżniowy, c — jarzmo elektromagnesu, d — uzwojenia elektromagnesu, e — układ ekspansyjny (tłokowy), f — układ oświetlenia i fotografowania, g — okno dla wejścia wiązki

kilka małych okienek). W sumie czynniki te powinny sprowadzić koszt budowy komory wodorowej o objętości 30—40 m³ do około dziesięciu milionów dolarów, a koszt podobnej komory propanowo-freonowej — do około trzech milionów dolarów, tzn. do kosztów komór o objętości kilku m³ i dotychczasowej konstrukcji.

W chwili obecnej istnieją projekty budowy następujących wielkich komór pęcherzykowych:

(a) komory wodorowe:

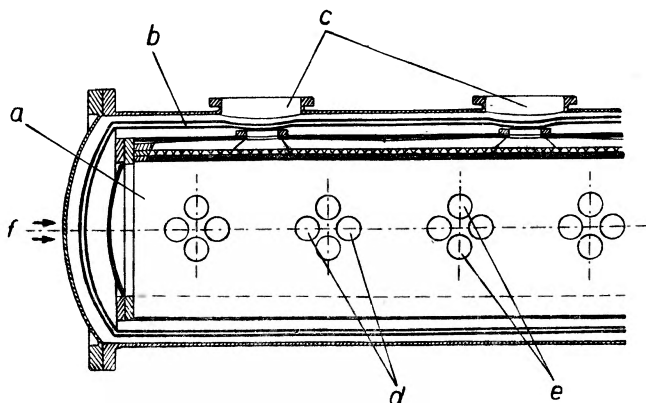
1. 4,5-metrowa komora w Saclay. Komora ta jest przeznaczona dla IFWE w Sierpuchowie. Będzie ona miała kształt cylindra o średnicy 1,6 m i objętości około 9 m³ i znajduje się już obecnie w budowie;

2. kilkumetrowa komora w *CERN*-ie. Na razie brak bliższych szczegółów;

3. 14-stopowa komora w Brookhaven (rys. 4). Ma to być komora o kształcie zbliżonym do cylindra o średnicy 4 m i wysokości 3 m (objętość około 40 m³);

4. 12-stopowa komora w Argonne — cechy konstrukcji zbliżone do poprzedniej;

5. „wielometrowa“ komora w *ZIBJ* (rys. 5). Komora ma mieć kształt wydłużonego cylindra o średnicy około 1 m i dość dużej długości.



Rys. 5. „Wielometrowa“ komora wodorowa projektowana w Dubnie (ZSRR): a — właściwa komora, b — zbiornik próżniowy, c — kanały dla ekspansji, d — lampy błyskowe, e — kamery fotograficzne, f — wejście wiązki

(b) komory propanowo-freonowe:

1. 4,5-metrowa komora przeznaczona dla *CERN*-u. Projekt komory opracowano w Ecole Polytechnique w Paryżu. Będzie to komora cylindryczna o objętości ok. 10 m³, umieszczona w polu magnetycznym o indukcji 22 kGs. Ciężar całego układu ma wynosić około 1000 ton, a pobór mocy około 7 MW. Czas budowy szacuje się na 3—4 lat;

2. kilkumetrowa komora *MIT* — Brookhaven;

3. 10-tonowa komora Wisconsin — Argonne;

4. 4,5-metrowa komora IFWE w Sierpuchowie.

Należy mieć nadzieję, że przynajmniej część z tych projektów doczeka się realizacji i laboratoria posiadające akceleratory cząstek wysokiej energii zyskają nowe, potężne narzędzia badawcze.

Bubble chambers today and in the nearest future

Abstract: The article summarizes the features of the existing bubble chambers and discusses recent advances in the bubble chamber technique. The main points here are: obtaining high magnetic fields in large volumes, and methods of illumination and photography. A review is given of the very large bubble chamber projects which have been put forward in the last years.

Literatura

- [1] J. Bartke. *Postępy Fizyki*, **15**, 155 (1964).
- [2] *CERN Courier* No 5 (1965).
- [3] *The Proposed European 300 GeV Accelerator — Proc. Oxford Intern. Conference on Elementary Particles*, p. 13, Oxford 1965.
- [4] H. Filthuth — *Rapporteur's review at the 1964 Intern. Conference on High Energy Physics in Dubna* — J.I.N.R. preprint E-1855.
- [5] I. N. Gonczarow — J.I.N.R. preprint P-2533 (1965).

Danuta Frąckowiak

Katedra Fizyki
Wyższa Szkoła Rolnicza
Poznań

Fizyko - chemiczne modele procesu fotosyntezy

Wstęp

Nie umiemy sztucznie odtwarzać zachodzącego w naturze procesu fotosyntezy. Zainteresowanie procesem fotosyntezy spowodowane jest nie tylko właściwą ludziom chęcią poznania, ale i sytuacją żywnościową naszej planety. Wyżywienie ludzi i zwierząt zależy obecnie od ilości energii słonecznej zgromadzonej przez rośliny zielone w procesie fotosyntezy. Wprawdzie nie wykorzystane są jeszcze przestrzenie mórz i oceanów, ale nawet bardziej wydajne wykorzystanie całej powierzchni lądów i uprawienie mórz może wkrótce nie wystarczyć wyżywienia dla ludzkości, podważającej obecnie swą liczebność w ciągu 40-lecia.

Radykalne rozwiązanie stanowiłoby zdobycie umiejętności syntetyzowania węglowodanów bezpośrednio z wody i dwutlenku węgla, przy użyciu, niekoniecznie zresztą słonecznej, energii świetlnej. Chwilowo jednak nie tylko nie umiemy odtworzyć procesu fotosyntezy poza żywymi komórkami, ale nawet niepełnie rozumiemy jego przebieg *in vivo*.

By lepiej zrozumieć ten przebieg, próbuje się sztucznie, na modelowych układach, odtworzyć poszczególne fragmenty procesu i porównać działanie tych modeli z procesem zachodzącym w żywych komórkach.

Stadia procesu fotosyntezy

Proces fotosyntezy można podzielić na trzy stadia (rys. 1) wg [1].

1. Odłączenie wodoru od wody i wytworzenie tlenu drobinowego. Jest to cała seria przemian, w której bierze udział szereg enzymów.

2. Przekazanie atomu wodoru od jakiegoś donora wodoru ze stadium I, do akceptora w stadium III. Choć ostatecznym wynikiem tego stadium jest przekazanie wodoru, w poszczególnych jego częściach mogą być przekazywane elektrony, co w środowisku bogatym w jony wodorowe, daje ten sam efekt

końcowy. Dla ustalenia uwagi, rozważamy w całym stadium bądź przekazywanie wodoru, bądź też elektronu, pamiętając o efekcie końcowym. Stadium II jest najbardziej biofizyczną częścią procesu fotosyntezy. W nim odbywa się magazynowanie energii świetlnej na potrzeby procesu fotosyntezy. Światło jest absorbowane przez chlorofil *a* oraz przez inne barwniki liści, które swą energię wzbudzenia przeważnie przekazują chlorofilowi *a*. Wzbudzony chlorofil dostarcza energii na przeniesienie atomu wodoru z trwałego połączenia w wodzie do mniej trwałego w organicznych związkach.

Jak widać z rys. 1 potrzebna jest na to energia 1,2 eV.

3. Produkcja węglowodanów z CO_2 i dostarczonego przez stadium II wodoru jest, dzięki pracom M. Calvina i jego współpracowników z Berkeley, najlepiej zbadaną częścią procesu fotosyntezy.

Przedmiotem artykułu będzie przede wszystkim drugie stadium procesu fotosyntezy.

II stadium procesu

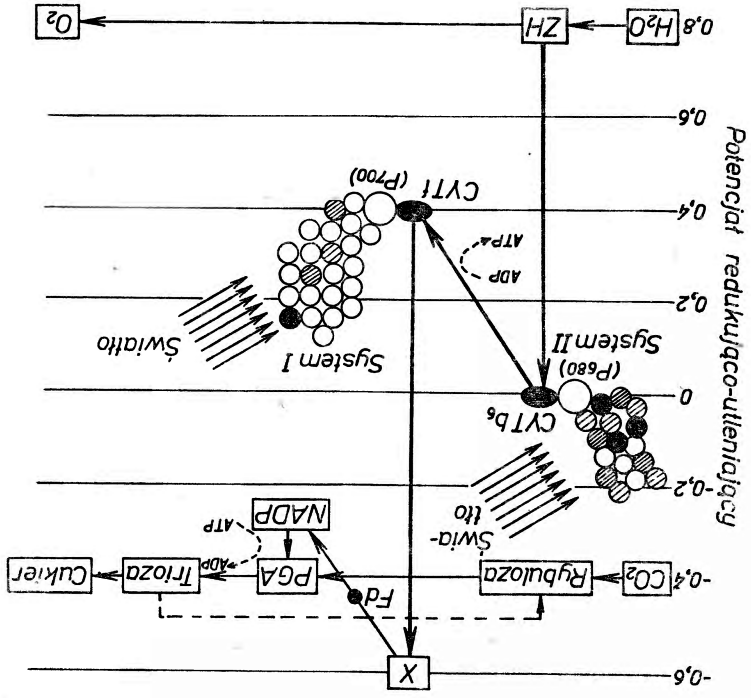
Wiele badaczy zakłada współdziałanie w tym stadium 2 reakcji fotochemicznych. W obu tych reakcjach istotną rolę odgrywa chlorofil *a*, który jednak ma w każdej z tych reakcji nieco inne własności spektralne i fotochemiczne. Nie jest jeszcze wiadomo, co warunkuje różne własności chlorofilu *a*, może to być sąsiedztwo innych drobin lub inny sposób wzajemnego uporządkowania lub asocjacji drobin chlorofilu pomiędzy sobą.

Za współdziałaniem dwóch reakcji fotochemicznych w procesie fotosyntezy przemawia między innymi tzw. efekt Emersona [2], [3], [4], [5]. Emerson zaobserwował spadek wydajności fotosyntezy przy użyciu światła długofalowego. Dodanie do światła długofalowego domieszki światła krótkofalowego, pozwala obie długości fal wykorzystać z normalną dla fotosyntezy wydajnością. Współdziałanie obu rodzajów wzbudzeń zachodzi nawet wtedy, gdy dodatkowe oświetlenie krótkofalowe zostanie dostarczone nawet w kilka sekund po przerwaniu długofalowego oświetlenia [2]. Ten i inne argumenty usprawiedliwiają wprowadzenie pomiędzy dwie reakcje świetlne reakcji ciemnej (rys. 1), w której część energii wzbudzenia zostaje zużyta na produkcję związków fosforowych o wysokiej energii (ATP), które są potrzebne w III stadium [1].

Zamiana CO_2 i H_2O na węglowodany i O_2 wymaga dla stężeń, w których te substancje występują w atmosferze, około 120 kcal energii swobodnej Gibbsa na mol zredukowanego CO_2 . Energia zawarta w jednym einsteinie światła o długości fali 680 m (najdłuższa fala, dla której w zielonych algach fotosynteza zachodzi z dużą wydajnością) wynosi około 41 kcal. Wynika stąd, że jeśliby zamiana energii świetlnej zachodziła z wydajnością 100% w energię produktów fotosyntezy starczyłyby 3 kwanty światła na redukcję jednej drobin dwutlenku węgla. Stwierdzono [2], że przemiana ta zachodzi z wydajnością około 73% lub niższą. Z pomiarów wydajności kwantowej fotosyntezy stwierdzono w przeważa-

się z osmiu kwantów wzbudzenia chlorofilu, wypadają dwa kwanty wzbudzenia na każdy akt elementarny transportu elektronu (na rys. 1), co stanowi również argument popierający hipotezę współdziałania dwóch rodzajów wzbudzeń. Nie wszystkie badacze fotosyntezy są zwolennikami takiego mechanizmu. D. I. Arnon [6] na podstawie liczących prac swej szkoły, dotyczących wytworzenia procesu fotosyntezy bogatych w energię związków fosforowych (tzw. fotosyntezy fosforylacji) oraz pomiarów wydajności kwantowej fotosyntezy pochodzących z pracowni Warburga [7] proponuje schemat, w którym wystarcza jeden foton absorbowany do przetransportowania elektronu od wody do III stadium. Jest to równoważne założeniu występowania w procesie fotosyntezy jednego typu reakcji świetlnej. Reszta reakcji wg tego schematu zachodzi bez udziału światła.

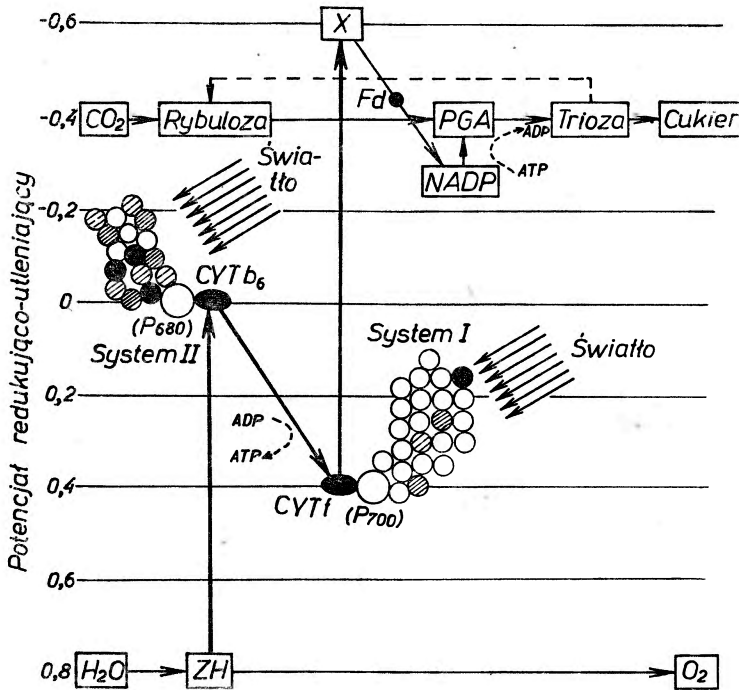
Rys. 1. Schemat fotosyntezy wg [1]. (Wyjaśnienie podstawowych procesów w tekście). ZH — donor wodoru, X — akceptor wodoru, \bigcirc — chlorofil, \bullet — inne barwniki liści, F_{680} i F_{700} — pułapki. Reszta szczegółów w [1]



znyma odpowiednio dużą energię. Jeśli założymy, że energia ta otrzymuje z jonu $+0,8$ V do $-0,4$ V potencjałów utleniająco-redukujących, aby zmagała. Trzeba więc przetransportować cztery elektrony (lub atomy wodoru) z potencji jednego CO_2 trzeba jednak co najmniej 4,8 eV. Widać, że przeniesienie wodoru z wody do węglowodanu wymaga tylko 1,2 eV więcej niż osiem kwantów światła na redukcję jednej drobin CO_2 . Z rys. 1

jącej ilości prac (wyjątek stanowią prace szkoły Warburga), że zużywa się więcej niż osiem kwantów światła na redukcję jednej drobin CO_2 . Z rys. 1 widać, że przeniesienie wodoru z wody do węglowodanu wymaga tylko 1,2 eV energii, do redukcji jednego CO_2 trzeba jednak co najmniej 4,8 eV.

Trzeba więc przetransportować cztery elektrony (lub atomy wodoru) z poziomu $+0,8 \text{ V}$ do $-0,4 \text{ V}$ potencjałów utleniająco-redukujących, aby zgamażynować odpowiednio dużą energię. Jeśli założymy, że energia ta otrzymuje



Rys. 1. Schemat fotosyntezy wg [1]. (Wyjaśnienie podstawowych procesów w tekście). ZH — donator wodoru, X — akceptor wodoru, \circ — chlorofil, \bullet — inne barwniki liści, P_{680} i P_{700} — pułapki. Reszta szczegółów w [1]

się z ośmiu kwantów wzbudzenia chlorofilu, wypadają dwa kwanty wzbudzenia na każdy akt elementarny transportu elektronu (na rys. 1), co stanowi również argument popierający hipotezę współdziałania dwóch rodzajów wzbudzeń. Nie wszyscy badacze fotosyntezy są zwolennikami takiego mechanizmu. D. I. Arnon [6] na podstawie licznych prac swej szkoły, dotyczących wytwarzania podczas procesu fotosyntezy bogatych w energię związków fosforowych (tzw. fotosyntetycznej fosforylacji) oraz pomiarów wydajności kwantowej fotosyntezy pochodzących z pracowni Warburga [7] proponuje schemat, w którym wystarcza jeden foton absorbowany do przetransportowania elektronu od wody do III stadium. Jest to równoważne założeniu występowania w procesie fotosyntezy jednego jedynie typu reakcji świetlnej. Reszta reakcji wg tego schematu zachodzi bez udziału światła.

Jeśli jednak przyjąć bardziej rozpowszechniony schemat dwóch kwantów wzbudzenia, prowadzących do dwóch różnych sukcesywnie po sobie następujących reakcji fotochemicznych, to nasuwa się pytanie czy oba rodzaje wzbudzeń zachodzą w tej samej drobinie, czy też wymagane jest wzbudzenie dwóch różnych drobin. Doświadczenie przemawia za drugą ewentualnością. Wprawdzie przy chromatograficznym rozdzielaniu ekstraktu z żywych komórek otrzymujemy jedynie jedną postać chlorofilu *a*, jednakże badania *in vivo* sugerują występowanie co najmniej dwóch postaci, o różnych własnościach widmowych i fotochemicznych [2], [5], [8].

Modele

Rozstrzygnięcie, co powoduje różne własności drobin chlorofilu *in vivo* jest możliwe przez badanie tzw. układów modelowych. Są to układy zbudowane w znany sposób z uprzednio chromatograficznie oczyszczonego chlorofilu.

Gdy na przykład chcemy zbadać wpływ uporządkowania drobin chlorofilu na jego własności, tworzymy układ o znanym uporządkowaniu i porównujemy jego własności z własnościami chlorofilu *in vivo*. Wobec tego, że wiele faktów wskazuje na dwuwymiarowe uporządkowanie drobin chlorofilu w lamellach [9], bada się własności monomolekularnych warstw chlorofilu na powierzchni cieczy [10], pomiędzy dwiema warstwami cieczy, lub też adsorbowanych na powierzchni ciała stałego [11]. Podobnie, ponieważ bardzo prawdopodobne jest uporządkowanie chlorofilu przez adsorpcję na powierzchni dużych protein, bada się własności adsorbentów chlorofilu [12] i agregatów chlorofilu z różnymi typami białek [13], a aby sprawdzić wpływ bliskiego sąsiedztwa innych chlorofilu, bada się własności różnych tworów zbudowanych z chlorofilu: dimerów [14], koloidów [15] i kryształów [5].

Przekazywanie energii pomiędzy drobinami chlorofilu oraz pomiędzy drobinami chlorofilu *a* i drobinami barwników uzupełniających (chlorofil *b*, karotenoidy, fikobiliny) bada się przez pomiar wygaszania fluorescencji roztworów chlorofilu i substancji wygaszających [16], [17] lub przez badanie fluorescencji uczulonej roztworów zawierających chlorofil [18].

Przy badaniu wygaszania *in vivo* trzeba zapewnić substancji wygaszającej dostęp do drobin chlorofilu, np. przez częściowe zniszczenie błon komórkowych o ile cząstki wygaszające nie mogą przeniknąć przez pory membran.

W modelach używa się często zamiast podlegających łatwo różnym reakcjom fotochemicznym drobin chlorofilu, trwalszych od niego drobin o zbliżonej budowie. Szczególnie często w tym charakterze „zastępcy“ chlorofilu, używana jest magnezowa ftalocjanina np. [19]. Trzeba przynajmniej wspomnieć o jeszcze jednym typie badań modelowych: o badaniu fotoredukcji i fotoutlenienia chlorofilu. Chlorofil w procesie fotosyntezy podlega kołowemu procesowi utlenienia i redukcji. Wg schematu z rys. 1 w roślinach występują co najmniej 3 postacie chlorofilu różniące się stanem zredukowania (powstałe przez kolejne przyłączenie dwóch par elektronów lub atomów wodoru).

Z układów modelowych od lat dobrze znana jest odwracalna fotoredukcja chlorofilu (reakcja Krasnowskiego) oraz odwracalne fotoutlenienie (reakcja Weissa i Rabinowitcha) [20]. W obu tych reakcjach następuje zupełnie radykalna zmiana barwy chlorofilu po fotoreakcji, podczas gdy z obserwacji organizmów żywych należałoby się raczej spodziewać postaci o zbliżonych widmach absorpcji.

Utlenienie i redukcję chlorofilu w układach modelowych badali Krasnowski, Evstigneev, Bannister, Livingston, Linschitz, Godnev i in. Badano również uczulanie przez chlorofil reakcji utlenienia i redukcji dla różnych układów i zmiany potencjału redukującego roztworu chlorofilu po oświetleniu oraz własności fotochemiczne chlorofilu *in vivo* [2], [3], [5], [11]

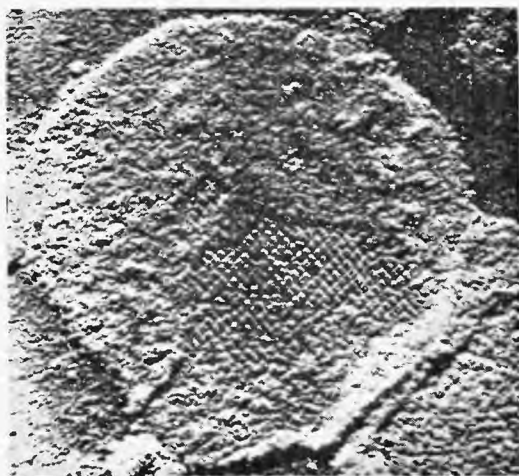
Centra fotosyntetyczne, jednostki fotosyntetyczne

Założenie, że istnieją 2 rodzaje centrów zawierających chlorofil *a*, w dwóch różnych „sytuacjach“ i że w centrach tych zachodzą dwie różne reakcje fotochemiczne powinno być potwierdzone badaniem struktury chloroplastów (zob. artykuł *Luminescencja chlorofilu* [14]). Istotny wpływ na procesy molekularne ma tzw. ultrastruktura chloroplastów, czyli sposób rozmieszczenia drobin chlorofilu w lamellach — cienkich warstwach lipidowo-proteinowych widocznych pod mikroskopem elektronowym. Rozłożenie to bada się dotychczas za pomocą metod pośrednich (pomiaru anizotropii absorpcji i polaryzacji fluorescencji, dwójłomność chloroplastów itp.) [13], [21]. Proponuje się też cały szereg hipotetycznych modeli wzajemnych położeń protein, lipidów, chlorofilu i barwników uzupełniających.

Poza modelami omówionymi w poprzednim artykule [14] na uwagę zasługują modele, w których specjalną rolę przypisuje się asocjatom chlorofilu. Godniew, Kwarcow i Efremowa [23] zakładają, że drobin chlorofilu zasocjowane są po cztery. Przestrzenna orientacja asocjatu powstaje przez równoległe ustawienie grup fitolowych do lipoprotein. Podobną asocjację (różniącą się jedynie ustawieniem pierścieni porfinowych względem siebie) proponują Wolken i Schwertz [24]. Również Hode, McLean i Mercer [25] są zdania, że regularne ustawienie drobin chlorofilu w chloroplastach powstaje przez uporządkowanie kierunku grup fitolowych przez zorientowane lipidy lamelli, a nie przez adsorpcję pierścieni porfinowych na proteinach.

Istnienie poczwórnych asocjatów nie zostało stwierdzone w sposób bezpośredni. Natomiast wiele faktów potwierdza istnienie proponowanych jeszcze w roku 1932 przez Emersona jednostek fotosyntetycznych. Z pomiarów zależności wydajności fotosyntezy od natężenia światła wynika, że nasycenie wydajności następuje przy tak małych natężeniach, jakby roślinom było „wszystko jedno“, która z grupy około 200 drobin pochłonie światło, energia kwantu zostaje od nich w jakiś sposób przekazana do centrum reakcji, gdzie zostaje wykorzystana na potrzeby reakcji fotochemicznej.

Istnienie grup drobin chlorofilu i drobin otaczających, których współdziałanie jest konieczne do przebiegu fotosyntezy zostało również pokazane przez badanie własności fragmentów chloroplastów [26], małe fragmenty tracą swe zdolności fotosyntetyczne. Ostatnio również badania przy użyciu mikroskopu elektronowego wskazują na istnienie jednostek fotosyntetycznych. Przy powiększeniach rzędu 175 000 razy widać na mikrografach pojedynczych lamelli strukturę przypominającą „kocie lby“ większych dróg (rys. 2). Z oszacowania



Rys. 2. Fotografia ultrastruktury lamelli (wg [1])

wymiarów tej struktury i wymiarów drobin chlorofilu wynika, że pojedynczy „łeb“ może zawierać około 230 drobin chlorofilu, a więc może on odpowiadać wprowadzonej z innych pomiarów jednostce fotosyntetycznej.

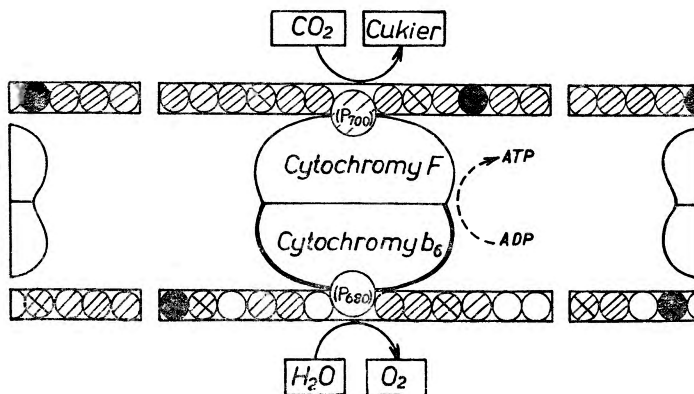
Z pomiarów Arnolda wynika, że jednostki fotosyntetyczne purpurowych bakterii składają się z około 40 drobin bakteriochlorofilu. Niektóre dane wskazują, że w bakteriach fotosyntetyzujących istnieje tylko jeden typ centrów fotochemicznych.

Nasuwa się istotne pytanie: czy istnieje tylko jeden typ jednostki fotosyntetycznej pracującej na dwa sposoby, zależnie od warunków wzbudzenia, jako centrum reakcji I lub II układu (schemat 1), czy też istnieją dwa typy jednostek fotosyntetycznych, należących do dwóch typów reakcji fotochemicznych? Inaczej mówiąc, czy centra reakcji układów I i II są, czy nie są przestrzennie rozseparowane.

Więcej zwolenników ma obecnie pogląd rozmieszczenia centrów reakcji dwóch różnych typów w dwóch sąsiednich, równoległych warstwach lamelli. Fragmenty tych warstw, bezpośrednio współpracujące ze sobą, tworzą razem jednostkę fotosyntetyczną, podział takiej jednostki uniemożliwia przebieg fotosyntezy.

W modelu Rabinowitcha [1] (rys. 3) barwniki układu I są zanurzone w warstwie zawierającej wodę (białkowej), przy czym pierścienie porfinowe są ad-

sorbowane na powierzchni wielkich protein. Barwniki układu II znajdują się w warstwie lipidowej, przy czym chlorofil znów jest adsorbowany na proteinach. Odpowiednie cytochromy znajdują się pomiędzy warstwami chlorofilu, b_6 w warstwie uwodnionej, f w lipidowej. Jednostkę fotosyntetyczną stanowią dwie duże proteiny z chlorofilem i znajdujące się pomiędzy nimi drobin cytochromów b_6 i cytochromów f , plastochinonów i plastocjanin.



Rys. 3. Model centrum fotosyntetyzującego wg Rabinowitcha [1]. ○ — chlorofil a_2 , ● — inne barwniki, ● — chlorofil a_1

Przekazywanie energii wzbudzenia

Wydaje mi się, że każdy fizyk, który dowie się o powyżej opisanych modelach jednostek fotosyntetycznych, natychmiast musi zapytać o mechanizm przekazywania energii w ich wnętrzu. Niestety, odpowiedź na to pytanie nie jest jeszcze pewna. Wiemy, że stężenie chlorofilu w chloroplastach jest rzędu 0,1 molarne. Przy tak dużym stężeniu w roztworach fluorescencja chlorofilu jest niemierzalna dzięki własnemu wygaszaniu. Chloroplasty natomiast wykazują fluorescencję o wydajności około 2% [2]. Z pewnością tę różnicę w zachowaniu się drobin chlorofilu *in vitro* i *in vivo* zawdzięczamy porządkującej je i w pewnym sensie unieruchamiającej strukturze lamellarnej. Niestety, nie znamy jeszcze dokładnie tej struktury. By opracować pewny mechanizm przekazywania energii trzeba by znać następujące dane:

1. układ poziomów energetycznych dla obu odmian chlorofilu odpowiedzialnego za absorpcję, tzw. chlorofilu a_1 (absorbującego na potrzeby systemu I ze schematu 1) oraz chlorofilu a_2 absorbującego w układzie II;

2. charakter wyróżnionych drobin chlorofilu, w których następuje wykorzystanie energii wzbudzenia i znajomość układu poziomów energetycznych dla obu tych „pułapek“ (używając języka zapożyczonego z fizyki ciała stałego), tzw. P 700 „hipotetycznego barwnika“ układu I i P 680 równie dotychczas tajemniczego barwnika układu II (co ostrożniejsi badacze boją się nawet wiązać

te pułapki z chlorofilem, któremu przecież i tak, chcąc nie chcąc, muszą przyznać *in vivo* dwie odmiany a_1 i a_2);

3. średnie czasy życia drobin wzbudzonych odpowiedzialnych za absorpcję i przekazanie energii (drobiny obu odmian chlorofili *a* oraz barwników uzupełniających) oraz drobin „pułapek“;

4. ilość drobin należących do centrum;

5. wzajemne orientacje i odległości drobin.

Nawet dla roztworów chlorofilu interpretacja poszczególnych maksimum absorpcji i fluorescencji nie jest pewna. Sytuacja komplikuje się szalenie, gdy przechodzimy do badań widmowych chlorofilu *in vivo*, gdzie mamy oprócz z bliżej nieznanymi względów powstałych dwóch typów chlorofilu *a* cały szereg uzupełniających barwników.

Niestety, nasze informacje są bardzo niekompletne. Wiemy, że chlorofil *in vivo* absorbuje w czerwieni w szerokim pasmie o maksimum absorpcji pomiędzy 670 i 680 m μ . Pasma to, jak wykazali S. French [2] i C. Cederstrand [27], składa się z dwóch pasm absorpcyjnych 668 m μ i 683 m μ należących odpowiednio do systemu II i I. Chlorofil w centrum układu II znajduje się w otoczeniu licznych drobin barwników uzupełniających, podczas gdy w centrum I chlorofil *a* znajduje się w większości.

Nie wiemy jednak czy to sąsiedztwo wpływa na zmianę własności widmowych, czy jakieś inne czynniki. Rozważania na temat czemu zawdzięczamy wyróżnioną sytuację pułapek stanowią ulubiony temat spekulacji wielu „teorii“ fotosyntezy. Z niektórych eksperymentów (Olson, 1961 [13]) wynika, że drobin chloroplastów absorbujące w okolicy 705 m μ (przypuszczalnie P 700) są zorientowane w stosunku do chloroplastów, podczas gdy cały zlepek absorbujących drobin chlorofilu jest nieuporządkowany. Chloroplasty były naświetlane światłem niespolaryzowanym, pasmo fluorescencji około 690 m μ (emitowane przez chlorofil *a*) nie było spolaryzowane, podczas gdy emitowane przez „705“ było. Poza tym barwnik „705 m μ “ wykazywał silny dichroizm, a zlepek zwykłego chlorofilu nie (Olson 1962). Franck wiązał pułapki z chlorofilem odśloniętym, mającym kontakt z wodą. W takich drobinach, wg teorii Francka, singuletowy poziom π - π^* leżał poniżej n - π^* , przez co drobin te były zdolne do fluorescencji i udziału w reakcjach fotochemicznych [14]. Średnie czasy życia *in vivo* były mierzone przez cały szereg eksperymentatorów [2], [3], [5]. Istotną informację daje praca N. R. Murty, który analizując krzywe zaniku fluorescencji znalazł, że składają się one z dwóch składowych wykładniczych, które przyporządkować można chlorofilowi a_1 i a_2 [28].

Z pomiarów S. Brody potwierdzonych przez późniejsze bardziej precyzyjne pomiary Tomita i Murty [2] wynika, że czas życia chlorofilu *in vivo* jest około dwa razy krótszy niż w roztworze, podczas gdy wydajność fluorescencji jest co najmniej 10 razy mniejsza. W roztworach barwników, gdy występuje ze wzrostem stężenia wygaszanie stężeniowe, w podobny sposób zmienia się zarówno czas życia, jak i wydajność. Jest to jeszcze jeden dowód, że nie można chloroplastów traktować jako po prostu bardzo stężonych roztworów.

Jest cały szereg możliwych „podejść“ do zagadnienia przekazywania energii wzbudzenia wewnątrz jednostki fotosyntetycznej. Jedne z nich pochodzą z teorii ciała stałego, inne z teorii roztworów barwników. Wybór „podejścia“ do zagadnienia zależy często od przyzwyczajzeń i sentymentów autora. Można cynicznie powiedzieć, że ogólny przepis na teorię drugiego stadium fotosyntezy brzmi: weź trochę energii wzbudzenia, jakąś migrację ekscytonu, trochę przekazywania ładunku, zmieszaj to dobrze i opublikuj. (Jeśli w wyniku tej recepty otrzymało się wytłumaczenie magazynowania energii na potrzeby fotosyntezy). Bardzo często rozważania stają się tak modelowe, że gubią kwantowy charakter procesu. Wszystkie teorie migracji energii poprzez ciasno upakowane „absorbujące“ drobinny chlorofilu do pułapki, muszą uwzględniać oddziaływanie pomiędzy tymi drobinami. To oddziaływanie psując symetrię indywidualnej drobinny może ułatwiać przejścia do stanów wzbudzonych, np. trypletowych. Nakrywanie się orbitali elektronowych sąsiednich drobin może prowadzić do przewodnictwa elektrycznego. Poza tym oddziaływanie prowadzi do migracji energii wzbudzenia.

Stąd możliwość różnych procesów. Przy założeniu słabego oddziaływania (Th. Förster 1947) [29] należy spodziewać się przede wszystkim rezonansowego przekazywania energii wzbudzenia (przez słabe oddziaływanie dipolowo-dipolowe). Ilość przekazanych (przeskoków wzbudzenia) jest około 10^9 sek^{-1} lub mniejsza, tj. mniejsza od częstości oscylacyjnych drobin.

Częstość przekazywania zmienia się proporcjonalnie do r^{-6} , gdzie r jest odległością pomiędzy drobinami. Czas życia chlorofilu *in vivo* w stanie wzbudzonym jest rzędu 10^{-9} sek. Zakładając, że centrum składa się z około 200 drobin, wśród których w jednym punkcie jest pochłaniająca energię pułapka, trudno się pogodzić z obserwowaną dużą wydajnością przekazywania, jeśli w czasie życia nastąpi w najlepszym razie jedno przekazywanie energii do sąsiada. W przypadku słabego oddziaływania w czasie całej wędrówki energia wzbudzenia jest zawsze zlokalizowana w określonej drobinie. Przy założeniu silnego oddziaływania nie można już przypisywać wzbudzenia jednej drobinie [30]. Dzięki oddziaływaniu następuje rozszczepienie poziomów energetycznych, zależne nie tylko od odległości pomiędzy sąsiadami, ale i od ich wzajemnego ustawienia. Można dzięki oddziaływaniu dostać różne efekty — przesunięcie widma polimeru w stronę krótko- lub długofalową, w stosunku do widma monomeru, rozszerzenie lub nawet zwięźlenie pasma. Częstość przekazywania (o ile w ogóle mamy w przypadku delokalizacji wzbudzenia mówić o przekazywaniu energii w tak modelowy sposób) wynosi od 10^{12} do 10^{16} na sek. W ten sposób w czasie średniego czasu życia nastąpi od 10^3 do 10^7 przekazanych, co gwarantuje dostatecznie długą wędrówkę wewnątrz centrum prowadzącą do osiągnięcia pułapki.

Pośrednie sprzężenia, stanowiące przejście od zlokalizowanego obrazu słabych sprzężeń do zdelokalizowanego silnych prowadzą do częstości przekazanych energii wzbudzenia od 10^9 do 10^{12} na sek. Częstość przekazywania jest równa lub nieco mniejsza niż częstość oscylacyjna drobin. Dla tego przypadku Förster (29)

te pułapki z chlorofilem, któremu przecież i tak, chcąc nie chcąc, muszą przyznać *in vivo* dwie odmiany a_1 i a_2);

3. średnie czasy życia drobin wzbudzonych odpowiedzialnych za absorpcję i przekazanie energii (drobiny obu odmian chlorofili a oraz barwników uzupełniających) oraz drobin „pułapek“;

4. ilość drobin należących do centrum;

5. wzajemne orientacje i odległości drobin.

Nawet dla roztworów chlorofilu interpretacja poszczególnych maximów absorpcji i fluorescencji nie jest pewna. Sytuacja komplikuje się szalenie, gdy przechodzimy do badań widmowych chlorofilu *in vivo*, gdzie mamy oprócz z bliżej nieznanymi względów powstałych dwóch typów chlorofilu a cały szereg uzupełniających barwników.

Niestety, nasze informacje są bardzo niekompletne. Wiemy, że chlorofil *in vivo* absorbuje w czerwieni w szerokim pasmie o maksimum absorpcji pomiędzy 670 i 680 $m\mu$. Pasma to, jak wykazali S. French [2] i C. Cederstrand [27], składa się z dwóch pasm absorpcyjnych 668 $m\mu$ i 683 $m\mu$ należących odpowiednio do systemu II i I. Chlorofil w centrum układu II znajduje się w otoczeniu licznych drobin barwników uzupełniających, podczas gdy w centrum I chlorofil a znajduje się w większości.

Nie wiemy jednak czy to sąsiedztwo wpływa na zmianę własności widmowych, czy jakieś inne czynniki. Rozważania na temat czemu zawdzięczamy wyróżnioną sytuację pułapek stanowią ulubiony temat spekulacji wielu „teorii“ fotosyntezy. Z niektórych eksperymentów (Olson, 1961 [13]) wynika, że drobiny chloroplastów absorbujące w okolicy 705 $m\mu$ (przypuszczalnie P 700) są zorientowane w stosunku do chloroplastów, podczas gdy cały zlepek absorbujących drobin chlorofilu jest nieuporządkowany. Chloroplasty były naświetlane światłem niespolaryzowanym, pasmo fluorescencji około 690 $m\mu$ (emitowane przez chlorofil a) nie było spolaryzowane, podczas gdy emitowane przez „705“ było. Poza tym barwnik „705 $m\mu$ “ wykazywał silny dichroizm, a zlepek zwykłego chlorofilu nie (Olson 1962). Franck wiązał pułapki z chlorofilem odsłoniętym, mającym kontakt z wodą. W takich drobinach, wg teorii Francka, singuletowy poziom $\pi-\pi^*$ leżał poniżej $n-\pi^*$, przez co drobiny te były zdolne do fluorescencji i udziału w reakcjach fotochemicznych [14]. Średnie czasy życia *in vivo* były mierzone przez cały szereg eksperymentatorów [2], [3], [5]. Istotną informację daje praca N. R. Murty, który analizując krzywe zaniku fluorescencji znalazł, że składają się one z dwóch składowych wykładniczych, które przyporządkować można chlorofilowi a_1 i a_2 [28].

Z pomiarów S. Brody potwierdzonych przez późniejsze bardziej precyzyjne pomiary Tomita i Murty [2] wynika, że czas życia chlorofilu *in vivo* jest około dwa razy krótszy niż w roztworze, podczas gdy wydajność fluorescencji jest co najmniej 10 razy mniejsza. W roztworach barwników, gdy występuje ze wzrostem stężenia wygaszanie stężeniowe, w podobny sposób zmienia się zarówno czas życia, jak i wydajność. Jest to jeszcze jeden dowód, że nie można chloroplastów traktować jako po prostu bardzo stężonych roztworów.

Jest cały szereg możliwych „podejść” do zagadnienia przekazywania energii wzbudzenia wewnątrz jednostki fotosyntetycznej. Jedne z nich pochodzą z teorii ciała stałego, inne z teorii roztworów barwników. Wybór „podejścia” do zagadnienia zależy często od przyzwyczajęń i sentymentów autora. Można cynicznie powiedzieć, że ogólny przepis na teorię drugiego stadium fotosyntezy brzmi: weź trochę energii wzbudzenia, jakąś migrację ekscytonu, trochę przekazywania ładunku, zmieszaj to dobrze i opublikuj. (Jeśli w wyniku tej recepty otrzymało się wytłumaczenie magazynowania energii na potrzeby fotosyntezy). Bardzo często rozważania stają się tak modelowe, że gubią kwantowy charakter procesu. Wszystkie teorie migracji energii poprzez ciasno upakowane „absorbujące” drobin chlorofilu do pułapki, muszą uwzględniać oddziaływanie pomiędzy tymi drobinami. To oddziaływanie psując symetrię indywidualnej drobin może ułatwiać przejścia do stanów wzbronionych, np. trypletowych. Nakrywanie się orbitali elektronowych sąsiednich drobin może prowadzić do przewodnictwa elektrycznego. Poza tym oddziaływanie prowadzi do migracji energii wzbudzenia.

Stąd możliwość różnych procesów. Przy założeniu słabego oddziaływania (Th. Förster 1947) [29] należy spodziewać się przede wszystkim rezonansowego przekazywania energii wzbudzenia (przez słabe oddziaływanie dipolowo-dipolowe). Ilość przekazania (przeskoków wzbudzenia) jest około 10^9 sek⁻¹ lub mniejsza, tj. mniejsza od częstości oscylacyjnych drobin.

Częstość przekazywania zmienia się proporcjonalnie do r^{-6} , gdzie r jest odległością pomiędzy drobinami. Czas życia chlorofilu *in vivo* w stanie wzbudzonym jest rzędu 10^{-9} sek. Zakładając, że centrum składa się z około 200 drobin, wśród których w jednym punkcie jest pochłaniająca energię pułapka, trudno się pogodzić z obserwowaną dużą wydajnością przekazywania, jeśli w czasie życia nastąpi w najlepszym razie jedno przekazywanie energii do sąsiada. W przypadku słabego oddziaływania w czasie całej wędrówki energia wzbudzenia jest zawsze zlokalizowana w określonej drobinie. Przy założeniu silnego oddziaływania nie można już przypisywać wzbudzenia jednej drobinie [30]. Dzięki oddziaływaniu następuje rozszczepienie poziomów energetycznych, zależne nie tylko od odległości pomiędzy sąsiadami, ale i od ich wzajemnego ustawienia. Można dzięki oddziaływaniu dostać różne efekty — przesunięcie widma polimeru w stronę krótko- lub długofalową, w stosunku do widma monomeru, rozszerzenie lub nawet zważenie pasma. Częstość przekazywania (o ile w ogóle mamy w przypadku delokalizacji wzbudzenia mówić o przekazywaniu energii w tak modelowy sposób) wynosi od 10^{12} do 10^{16} na sek. W ten sposób w czasie średniego czasu życia nastąpi od 10^3 do 10^7 przekazowań, co gwarantuje dostatecznie długą wędrówkę wewnątrz centrum prowadzącą do osiągnięcia pułapki.

Pośrednie sprzężenia, stanowiące przejście od zlokalizowanego obrazu słabych sprzężeń do zdelokalizowanego silnych prowadzą do częstości przekazania energii wzbudzenia od 10^9 do 10^{12} na sek. Częstość przekazywania jest równa lub nieco mniejsza niż częstość oscylacyjna drobin. Dla tego przypadku Förster (29)

przewiduje zależność temperaturową częstości przekazywania, małe zmiany w widmie absorpcyjnym, w stosunku do widma izolowanej drobin i odwrotną proporcjonalność częstości przekazywania, podobnie jak i przy silnym sprzężeniu, do trzeciej potęgi odległości pomiędzy drobinami.

Bay i Pearstein [31] w swej teorii jednostki fotosyntetycznej rozpatrują ją jako agregat uporządkowanych drobin barwnika i centrum aktywnego — czyli pułapki. Wychodzą z równania na rezonansowe przekazywanie energii w niekoherentnej granicy:

$$\left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau}\right)q_k = \sum_{l=1}^N F_{kl}(q_l - q_k) \quad k = 1, \dots, N,$$

gdzie: q_k — średnia amplituda wzbudzenia k -tej drobin, N — liczba drobin w agregacie, F_{kl} — przekazywanie energii pomiędzy k -tą i l -tą drobiną, τ — zanik wzbudzenia przez wygaszanie i zmiany na ciepło.

Zaniedbując oddziaływania pomiędzy nie sąsiednimi drobinami, autorzy otrzymują równanie analogiczne do równania dyfuzji. Prędkość ucieczki wzbudzenia jest wprost proporcjonalna do ilości sąsiadów drobin wzbudzonej, a więc zależy od uporządkowania drobin. Autorzy dyskutują zarówno dwu-, jak i trójwymiarowe uporządkowanie drobin w jednostkach, podstawiając do swych wzorów parametry doświadczalne. Agregat składa się z N jednakowych drobin. Wzbudzenie początkowo zlokalizowane w jednej drobinie barwnika, delokalizuje się w czasie.

G. W. Robison [32] jest zdania, że powolne przekazywanie energii wzbudzenia typu Försterowskiego (r^{-6}) można otrzymać dla donora energii w stanie tripletowym, a akceptora w singuletowym, gdy odległości pomiędzy drobinami są duże (rzędu 20—30 Å). Gdy drobiny upakowane są ciśnień, to inne oddziaływania będą w sposób bardziej wydajny przyczyniały się do przekazywania energii. Sytuacja jest podobniejsza do kryształu niż roztworu, w grę wchodzi przede wszystkim wędrówka ekscytonu. Do tego przypadku można stosować np. wyniki pracy teoretycznej G. W. Robisona [32], w której rozpatruje on tzw. relaksację elektronowego stanu wzbudzenia drobin w ośrodku skondensowanym. Przez relaksację elektronowego wzbudzenia rozumie autor przejście od początkowo stacjonarnego stanu elektronowego drobin, poprzez przejścia niepromieniste do niestacjonarnych stanów układu, powstałych poprzez oddziaływania pomiędzy stanami elektronowymi i oscylacyjnymi drobin oraz drganiami sieci ośrodka. Dyskutuje jedynie słabe sprzężenia oscylacyjno-elektronowe, przy słabym oddziaływaniu z ośrodkiem, w przypadku gdy czas relaksacji elektronowej jest dużo dłuższy niż czas oscylacji w drobinie. W tym przypadku przeskok energii wzbudzenia zachodzi zawsze przy stanie równowagi bolzmanowskiej dla poziomów oscylacyjnych drobin i sieci. Rozważania swe, początkowo prowadzone dla zamrożonych w szklkach roztworów barwników, autor proponuje stosować i do jednostek fotosyntetycznych.

William Arnold jest zwolennikiem zupełnie innego obrazu funkcjonowania jednostek fotosyntetycznych [33]. Twierdzi on, że punkt, w którym następuje

redukcja musi być odseparowany od punktu, w którym następuje utlenienie, ale powinno być przewodzenie elektronów pomiędzy tymi punktami. Wywody swe opiera na obserwowanym opóźnionym świeceniu chloroplastów, które interpretuje jako powstałe przy rekombinacji elektronów i dziur. Ekstrapolując świecenie opóźnione do czasów krótszych po przerwaniu naświetlenia Arnold uważa, że duży procent światła, które zwykle uważamy za fluorescencję, też jest świeceniem rekombinacyjnym. W jednostce fotosyntetycznej są dwa typy centrów reakcji (redukujące i utleniające: *A* i *B*). Absorpcja światła przez jedną z drobin chlorofilu tworzy ekscyton, który może poruszać się po całej jednostce fotosyntetycznej. Jeśli ekscyton osiągnie centrum *A*, to rozpada się na wolną dziurę w chlorofilu i na elektron związany z *A*. Ten elektron może być użyty do cyklu Calvina lub do produkcji *ATP*. Następny ekscyton nie może reagować z centrum *A*, póki z niego nie wywędruje elektron pochodzący z pierwszego ekscytonu. Ekscyton reagujący z centrum typu *B* wiąże dziurę i uwalnia elektron z chlorofilu. Następny może reagować z *B*, gdy ta dziura zostanie zużyta na utlenienie wody. Wolna dziura z centrum *A* i elektron z *B* poruszają się w jednostce fotosyntetycznej póki nie spotkają się. Po spotkaniu się są źródłem promieniowania rekombinacyjnego.

Jonizacja i powstawanie wolnych rodników

J. Magee w dwóch pracach [34] zajmuje się zagadnieniem przekazywania energii wzbudzenia elektronowego, prowadzącym do dysocjacji. Rozważania te mają ścisły związek z procesem fotosyntezy, w którym następuje wytworzenie rodników na koszt energii elektronowego wzbudzenia chlorofilu.

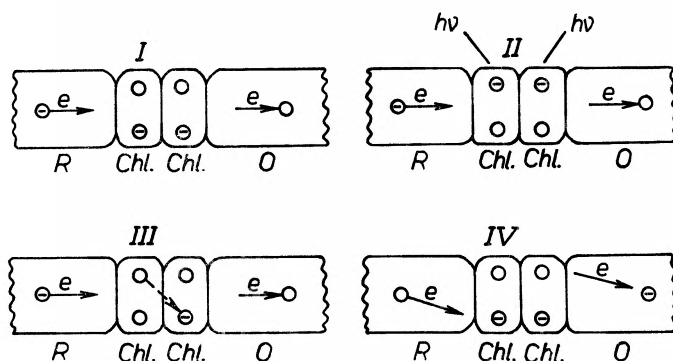
Energia, w rozważaniach autora, absorbowana początkowo przez określoną drobinę, ma w miarę upływu czasu od chwili absorpcji światła tendencje do delokalizacji, podobnie jak paczka fal. Następuje przy tym degradacja energii do niższych stanów elektronowych i wzbudzenie stanów lokalnych. Rodzajem takiego stanu lokalnego jest również dysocjacja. Czas potrzebny na dysocjację jest stosunkowo długi rzędu 10^{-14} — 10^{-13} sek. Autor rozważa w jakich warunkach dysocjacja może konkurować z migracją elektronowej energii wzbudzenia. Rozpatruje on najprostszy model składający się z łańcucha *N* dwuatomowych drobin ustawionych osiami prostopadle do osi łańcucha. W tej sytuacji dysocjacja drobin nie prowadzi do zmian w ustawieniu przestrzennym. Rozpatrywanie łańcucha *N* drobin, z których jedna dysocjuje nawet w przybliżeniu „klasycznym“, tj. traktując ruchy jąder jako zachodzące pod wpływem ich odpychań i przyciągań przez chmury elektronowe, prowadzi do układu równań niemożliwego do analitycznego rozwiązania. Toteż następnie autor dyskutuje nieskończony łańcuch drobin w trzech szczególnych przypadkach:

- 1) sprzężenia słabego — otrzymuje dysocjację drobinę przed migracją energii,
- 2) silnego, gdy bardziej prawdopodobna jest migracja energii niż proces dysocjacji i dla najciekawszego przypadku

3) sprzężenia średniego, gdy oba procesy ze sobą mogą konkurować. Magee sądzi, że odstępianie od półklasycznego modelu (wprowadzenie poziomów oscylacyjnych) pozwoli otrzymać dysocjację nie tylko drobiny wzbudzonej elektronowo, ale również z pewnym prawdopodobieństwem którejś z drobin sąsiednich. Z prac tych widać, jak pożyteczna jest hipoteza „pułapek“ w jednostkach fotosyntetycznych i na jak wielkie trudności napotyka się, gdy się z niej zrezygnuje, pozwalając energii w trakcie wędrówki spełniać funkcje jonizacyjne.

Fotoredukcja i fotoutlenienie

Ten sam chlorofil wielokrotnie używany jest jako uczulacz reakcji fotochemicznych w roślinach. Jeśli zgodnie ze schematem (rys. 1) przyjmujemy jego dwustopniową fotoredukcję, musi on następnie ulec utlenieniu, proces utlenienia i redukcji musi być procesem kołowym. Od początku badań fotosyntezy, jeszcze na przełomie XIX i XX wieku toczył się spór o „fizyczną“ czy też „chemiczną“ rolę chlorofilu w procesie [11]. Zwyciężył pogląd Timiriazewa, że chlorofil „osobiście“ bierze udział w procesie fotosyntezy, podlegając



Rys. 4. Model centrum fotosyntetyzującego wg Evstigneeva [13]. *R* — donator elektronów, *O* — akceptor, *Chl* — chlorofil

kolejno utlenieniu i redukcji. Otwarte jednak zostało zagadnienie, który z tych procesów jest reakcją pierwotną. Ostatnio przeważa pogląd, że jest nią fotoredukcja chlorofilu. Jednakże V. B. Evstigneev [13] opierając się na wynikach doświadczeń swej szkoły, lansuje pogląd, że zależnie od warunków, reakcją pierwotną może być bądź utlenienie, bądź też redukcja chlorofilu. Kolejność procesów zależy od stężenia substancji utleniających i redukujących w ośrodku, w którym zachodzi proces, od zdolności tych substancji do tworzenia kompleksów z barwnikiem, od pH roztworu itp.

Wnioski z tych rozważań, poparte doświadczeniami „modelowymi“ dla układów trzech substancji, w których chlorofil zachowuje się bądź jako uczulacz redukcji, bądź utlenienia, autor rozciąga na układy żywe, wyjaśniając różne

zachowanie się chlorofilu w roślinach różnym sąsiedztwem, w jednym przypadku substancji utleniających, w drugim redukujących. Evstigneev proponuje rozłożenie dwóch typów chlorofilu w dwóch sąsiednich warstwach (lamellach), jedna z warstw sąsiaduje z donorem elektronów, druga z akceptorem. Równoczesne wzbudzenie obu sąsiadujących drobin chlorofilu prowadzi do przekazywania elektronu z chlorofilu sąsiadującego z donorem do chlorofilu sąsiadującego z akceptorem (rys. 4 (III)). Układ poziomów energetycznych chlorofilu, akceptora i donora jest taki, że prowadzi ten proces do magazynowania energii (poziom akceptorowy wyższy niż donorowy, ale oba pomiędzy podstawowym, a wzbudzonym stanem chlorofilu).

Teoria Evstigneeva nie sili się na wytłumaczenie nawału faktów doświadczalnych, szczególnie wyników badań widmowych chlorofilu w komórkach, proponuje jednak pewien ogólny mechanizm działania wzbudzonego chlorofilu jako uczulacza procesów utlenienia i redukcji.

Przykłady modelowych badań procesu fotosyntezy

Trzy najczęstsze typy badań modelowych zilustruję trzema pracami, które wybrałam nie dlatego by były ciekawsze niż inne, lecz po prostu są mi one dobrze znane. Wykonałam je w czasie mego pobytu w USA, w Laboratorium Fotosyntetycznym Uniwersytetu Stanu Illinois, kierowanym przez prof. E. Rabinowitcha. Są one modelami trzech różnych zjawisk grających rolę w procesie fotosyntezy:

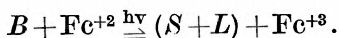
- 1) magazynowania energii fotochemicznej na potrzeby procesu,
- 2) występowania odmian chlorofilu, różniących się między sobą własnościami widmowymi i fotochemicznymi.
- 3) przekazywania energii wzbudzenia pomiędzy chlorofilem i innymi substancjami występującymi w komórkach,

Pierwsza z tych prac [35] wykonana wspólnie z prof. Rabinowitchem jest sprawdzeniem możliwości działania zaproponowanego przez niego modelu chloroplastów. W modelu tym zakłada się, że produkty fotoredukcji są rozdzielane poprzez odprowadzenie ich do dwóch różnych warstw proteiny zawierającej m. in. wodę i warstwy lipidowej. Przy tym założeniu układy I i II są przestrzennie (nie tylko energetycznie) rozseparowane.

Jest prawdopodobne, że fotosyntetyczny aparat w żywych roślinach oddziela nietrwałe produkty utlenienia i redukcji pierwotnego procesu fotosyntezy poprzez odprowadzenie ich do dwóch różnych faz w lamellarnej strukturze, gdzie są one stabilizowane przez odpowiednie serie enzymów. Być może trudności odtworzenia magazynowania energii poza żywymi komórkami pochodzą z braku takiego mechanizmu oddzielającego. Praca stanowi kontynuację pracy Mathai i Rabinowitcha [18].

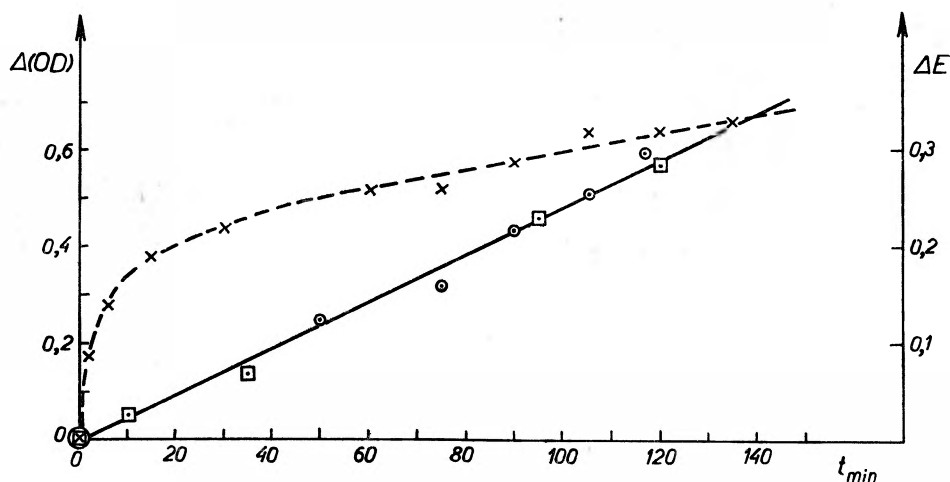
Jako układu dwufazowego użyto cieczy nie mieszających się: wody i eteru etylowego. W fazie wodnej znajdowały się przed oświetleniem barwnik błękit

metylowy (*B*) i siarczan lub chlorek żelazawy. W miarę oświetlania powstają jony żelazawe i zredukowane (*L*) i semichinonowe postacie błękitu (*S*):



Zredukowana postać *L* jest bezbarwna i rozpuszczalna w eterze. W układzie jednofazowym reakcja jest odwracalna, w dwufazowym, jeśli po fotoredukcji fazy rozdzielimy, możemy zmagazynować energię świetlną w postaci energii chemicznej. Stwierdzono to mierząc:

- 1) widma absorpcyjne próbek pobieranych z fazy wodnej po różnych czasach naświetlania,
- 2) widma absorpcyjne reutleniających próbek pobieranych z fazy eterowej po różnych czasach naświetlania,
- 3) różnicę potencjałów redukująco-utleniających pomiędzy fazami jako funkcję czasu oświetlenia układu (rys. 5).

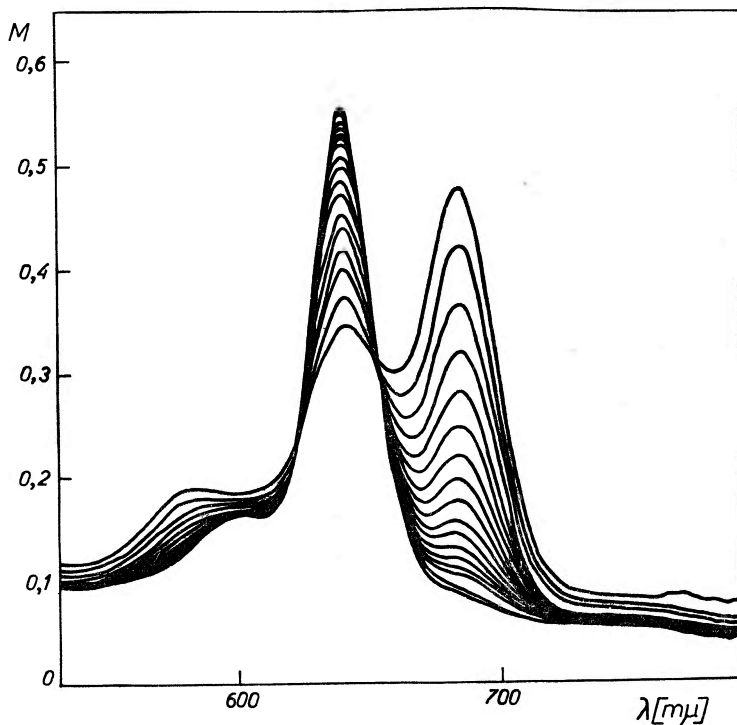


Rys. 5. Podział produktów fotoreakcji pomiędzy dwiema fazami po różnych czasach naświetlania układu [35]. × — różnica potencjałów redukująco-utleniających pomiędzy fazami, ○ — absorpcja fazy wodnej, □ — absorpcja reutleniającej fazy eterowej

Niestety, doświadczenie było przeprowadzone dla układu bardzo odległego od istniejącego w roślinach. Dla chlorofilu ani ftalocjaniny nie udało się dobrać odpowiednich dwu faz. Doświadczenie potwierdza jednak zasadniczą możliwość magazynowania fotochemicznej energii przez podział fotoproduktów pomiędzy dwie fazy.

Praca druga [36], [37] wykonana wspólnie z dr N. R. Murty, prowadzona była na pochodnej chlorofilu zwanej chlorofilidem. Chlorofilid powstaje z chlorofilu przez zmydlenie grupy fitolowej i estrów metylowych, pierścień cyklopentanowy jest pęknięty, ale magnez pozostaje w środku pierścienia porfirowego o ile chlorofilid rozpuszczony jest w ośrodku alkalicznym lub obojętnym [38], [39]. Użyto chlorofilidu zamiast chlorofilu z powodu jego rozpuszczalności

w wodzie. Pomimo bardzo zbliżonych własności chemicznych, fotochemicznych i widmowych należy sprawdzić w jakiej mierze wyniki otrzymane dla chlorofilidu stosują się do chlorofilu. Znalezione, że chlorofilid może występować w roztworze w trzech różnych odmianach, które nazwaliśmy od maksimum ich długofalowych pasm absorpcji „*chlde* 646, 688 i 735“. Wydaje się, że te trzy formy różnią się między sobą sposobem asocjacji drobin chlorofilu, w każdym razie nie są asocjantami chlorofilu z różnymi partnerami. Obie, 688 i 735

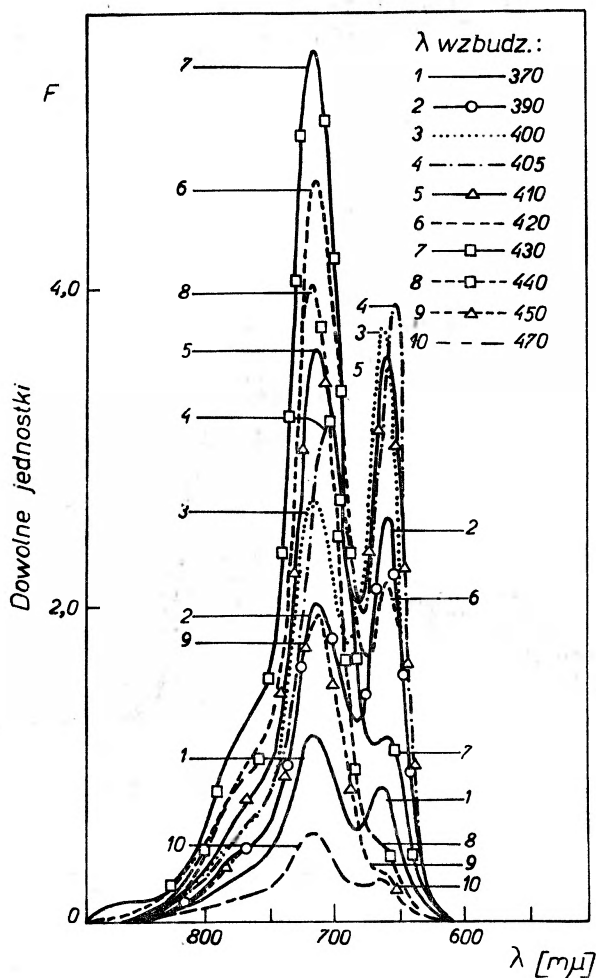


Rys. 6. Widma absorpcji chlorofilidu *a* w różnych czasach po rozpuszczeniu w metanolu postaci 688 oddzielonej przez biożel [37]

powstają z 646, która jest prawdopodobnie monomeryczną postacią barwnika. 735 została pod mikroskopem zidentyfikowana jako postać krystaliczna. Widmo absorpcji kryształów chlorofilidu jest prawie identyczne z widmem kryształów chlorofilu (Jacobs i Holt) [5].

Postacie 688 i 646 mogą być rozdzielone przy pomocy kolumny chromatograficznej napełnionej tzw. biożelem (żelem porowatym ze znanymi wymiarami porów, cząstki większe niż wymiary porów przechodzą łatwiej przez kolumnę, gdyż nie mogą dostać się do porów). W ten sposób małe cząstki są opóźniane w stosunku do dużych jak i całkiem małych, które wędrują przez kolumnę bez przeszkód. Używając żelów o różnych wymiarach porów można nie tylko oddzielić cząstki różnej wielkości, ale i oszacować ich wymiary. Rys. 6 przed-

stawia zamianę postaci 688, oddzielonej przy pomocy takiej kolumny z roztworu, w którym występowały formy 646 i 688, z powrotem w monomer 646, po rozpuszczeniu adsorbowanego chlorofilidu 688 w metanolu (w metanolu występuje przede wszystkim monomer).

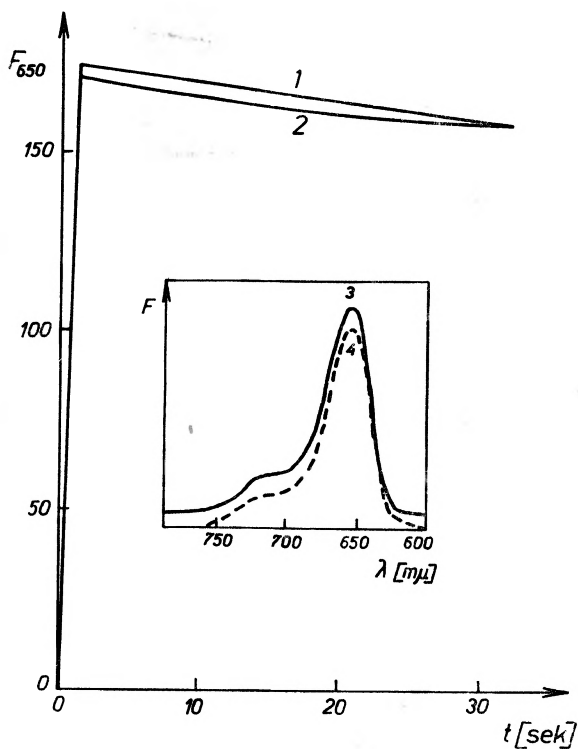


Rys. 7. Widma fluorescencji mieszaniny postaci 646 i 688 chlorofilidu *a*, wzbudzone różnymi długościami fal [36]

W kolejnych widmach absorpcji, rejestrowanych po równych, kilkuminutowych odstępach czasu, maleje maksimum 688, a rośnie 646. Gdyby tylko zmienić „kierunek“ czasu, identyczne zmiany widm otrzymuje się dla rozpuszczalników, w których w stanie równowagi występuje duże stężenie 688 przy rozpuszczaniu w nich monomeru. Doświadczenia te świadczą, że obie formy zbudowane są z drobin chlorofilu. Oszacowania wymiarów zarówno z doświadczeń z biożelami, jak i z pomiarów rozprośnień światła wskazują,

ze 688 jest małym agregatem chlorofilidu (nie więcej niż 10 drobin). Postacie 646 i 688 fluoryzują z różnymi widmami i wydajnościami fluorescencji (rys. 6). Kryształy, podobnie jak i kryształy chlorofilu, nie fluoryzują. Dobierając odpowiednio rodzaj rozpuszczalnika, pH ośrodka i stężenie barwnika można otrzymać w roztworze różne proporcje trzech postaci. Zmieniając warunki badano kinetykę powstawania poszczególnych form. Wyznaczono ich własności widmowe (molarne współczynniki absorpcji, wydajności fluorescencji itp.).

Dla postaci 646 (monomarycznej) stwierdzono występowanie odwracalnych zmian natężenia fluorescencji po naświetleniu roztworu (rys. 8). Zmiany te



Rys. 8. Odwracalne zmiany natężenia i widma fluorescencji chlorofilidu *a* po różnych czasach naświetlania roztworu wg [37]. 1. natężenie fluorescencji (wycinek widma koło 650 mμ) jako funkcja czasu naświetlania roztworu, przechowywanego przez czas dłuższy w ciemności; 2. ten sam roztwór po krótkim „odpoczynku“ w ciemności; 3. widmo fluorescencji roztworu po dłuższym czasie ciemności; 4. ten sam roztwór po naświetleniu

przypuszczalnie związane są z jakimś typem fotoredukcji barwnika, bo odwracalność nie występuje w roztworach pozbawionych starannie tlenu (dr P. Williams i dr N. R. Murty — prywatna informacja).

Pozostaje oczywiście istotne zagadnienie do rozstrzygnięcia, czy i jaki związek mają fluoryzujące postacie chlorofilidu *a* z obserwowanymi *in vivo* postaciami chlorofilu. Wydaje się jednak bezsporne, że wykazano występowanie również i w roztworze dla tworów skonstruowanych z drobin bardzo zbliżonych do chlorofilu, występowanie więcej niż jednej postaci fluoryzującej.

Trzecia praca wykonana również wspólnie z dr N. R. Murty [40] polegała na porównaniu wygaszania fluorescencji chlorofilu *in vivo* i *in vitro*. Jako substancję wygaszającą obrano cytochromy *c*. Badano wygaszanie fluorescencji fragmentów glonów *Chlorella* i roztworów chlorofilidu przez utlenione i w różnym stopniu zredukowane cytochromy *c*. Cytochromy utlenione wygaszają fluorescencję *Chlorella* w sposób bardzo radykalny, w miarę redukcji stała wygaszania maleje. Silne wygaszanie *in vivo*, w porównaniu z roztworami, popiera hipotezę jednostek fotosyntetycznych wygaszanych jako całość.

Najdziwniejsze były jednak wyniki otrzymywane dla niektórych roztworów chlorofilidu (chlorofilid występuje w roztworach w kilku postaciach). Otóż po dodaniu cytochromów zamiast spodziewanego wygaszania obserwowano kilkakrotny wzrost natężenia fluorescencji, bez zmiany jednak w sposób widoczny widm absorpcji i fluorescencji. Być może powstała np. utleniona postać o podobnym widmie, a większej wydajności fluorescencji. Taki wniosek wymaga jednak przed wypowiedzeniem go głośno dalszych badań, które, mam nadzieję, będą przeprowadzone z powodzeniem przez moich kolegów z Fotosyntetycznego Laboratorium w Urbanie. Sprawdziłam, przy pomocy kolumny z biożelom, że nie tworzą się agregaty chlorofilidu z cytochromami, a więc obserwowane osłabienia i wzmocnienia natężenia fluorescencji nie są związane z tworzeniem różnych typów agregatów.

Większe wygaszanie utlenionymi cytochromami fragmentów *Chlorella* można tłumaczyć nie tylko przekazywaniem ładunku, ale i częściowo przynajmniej przekazywaniem rezonansowym energii, gdyż znaleźliśmy dla utlenionych cytochromów *c* w obszarze 700 m μ pasmo absorpcyjne małe, lecz silnie pokrywające się z pasmem absorpcji chlorofilu (różnica absorpcji molarnych pomiędzy utlenionymi i zredukowanymi cytochromami jest niewielka, około 400 cm⁻¹ mol⁻¹, ale powtarzalna). By rozstrzygnąć, jaki jest mechanizm „wygaszania“, mierzono stopnie polaryzacji fluorescencji dla różnych stężeń wygaszacza. Z tych, orientacyjnych dotychczas pomiarów, wydaje się również, że nie jest to mechanizm statyczny (tworzenie agregatów).

Mam nadzieję, że udało mi się pokazać, jak wiele jeszcze niejasnych punktów jest w procesie fotosyntezy i przekonać, że badania na sztucznie skonstruowanych modelach są w stanie rzucić trochę światła na te zagadnienia i że wiele jeszcze tego typu badań warto przeprowadzić.

Physico-chemical Models of the Photosynthesis Process

Abstract: The process of carbohydrate photosynthesis occurring in some living organisms is a very complex one. Research conducted with so-called model systems, constructed in a known way from compounds playing a role in the photosynthesis process or from compounds of similar chemical properties, helps to gain knowledge about it and understand it. Such systems are used for checking the hypotheses explaining the individual stages of the process by comparing their properties with those observed in the photosynthesizing organisms.

A detailed discussion is given only for the physical and physico-chemical mechanisms of the process: absorption of light, transfer of excitation energy to the reaction centers, and the reversible photo-reduction and photo-oxidation processes. There is mention of the „dark” biochemical reactions only to the extent when they were linked directly with the problems just mentioned.

In the discussion on the connection between the structure of photosynthesizing organisms and the processes occurring in them some information of the previous paper (*Chlorophyll Luminescence* — „Postępy Fizyki” **14**, 549 (1963)) is used and supplemented only when necessary.

The various types of „model” research has been studied in closer detail on the example of three hitherto unpublished papers:

1. D. Frąckowiak, E. Rabinowitch — the reaction between methylen blue and ferrous ions in two-phase systems;
2. D. Frąckowiak, N. R. Murty — the spectral and photochemical properties of various forms of *a*- and *b*-chlorophyllisles;
3. N. R. Murty D. Frąckowiak, — The quenching of chloropyll fluorescence *in vivo*.

Literatura

- [1] E. I. Rabinowitch, Govindjee, *Sci. American*, **213**, 74 (1965).
- [2] L. M. N. Duysens, *Progress in Biophysics*, **14**, 1—104 (1964).
- [3] R. K. Clayton, *Physical Aspects of Light Reaction in Photosynthesis*, w *Photophysiology* tom I, 155—197, N.Y. 1964.
- [4] R. Emerson, *Ann. Rev. Plant Physiol.*, **9**, 1 (1958).
- [5] E. I. Rabinowitch, *Photosynthesis and Related Process*, tom I, tom II cz. I i II N.Y. 1945—1956.
- [6] D. I. Arnon, H. Y. Tsujimoto, B. D. McSwain, *Nature*, **207**, 1367 (1965).
- [7] O. Warburg, P. Ostendorf, *Z. Naturforsch.* **18b**, 933 (1963).
- [8] J. Lavorel, *Biochim. Biophys. Acta*, **60**, 510 (1962); *ibid.* **94**, 355 (1965).
- [9] J. C. Goedheer, *Teza* (1957), Utrecht.
- [10] A. G. Tweet, G. L. Gaines, J. R. and W. D. Bellamy, *J. Chem. Phys.*, **41**, 1008 (1964); *J. Chem. Phys.*, **40**, 2506 (1964).
- [11] V. B. Evstigneev, *Photochemistry and Photobiology*, **4**, 171 (1965).
- [12] L. Niekrasov, R. Kepler, *Biofizika*, **11**, 48 (1966).
- [13] *Photosynthetic mechanisms of Green Plants*, Nat. Acad. of Science Washington (1963).
- [14] D. Frąckowiak, *Postępy Fizyki*, **14**, 549 (1963).
- [15] T. T. Bannister, J. R. Bernardini, *Biochim. Biophys. Acta*, **59**, 188 (1962); *Photochemistry and Photobiology.*, **2**, 535 (1963)
T. T. Bannister, *Physiol. Veg.* **1** (2), 115 (1963).
- [16] N. R. Murty, E. I. Rabinowitch, *J. Chem. Phys.*, **41**, 602 (1964).
- [17] A. A. Krasnovskij, N. N. Drozdova, *Dokł. Acad. Nauk SSSR*, **166**, 223 (1966).
- [18] K. G. Mathai, E. I. Rabinowitch, *J. Phys. Chem.* **66**, 954 (1962) (a); **66**, 663 (1962) (b).
- [19] E. K. Putsejko, A. N. Terenin, *Zur. Fiz. Chimii*, **30**, 1019 (1956).
- [20] E. I. Rabinowitch, *J. Phys. Chem.*, **66**, 2537 (1962).
- [21] W. Kreutz, W. Menke, *Z. Naturforschung*, **17b**, 675 (1962); **18b**, 1098 (1963); **19b**, 441 (1964).
- [22] J. L. Bailey, *Royal Institute of Chemistry, Lectures Series nr 5* (1963) London.
- [23] T. N. Godniev, *Chlorofil, jego strojenije i obrazowanije w rastienii*, Moskwa (1963).
- [24] J. J. Wolken, F. A. Schwartz, *J. Gen. Physiol.*, **37**, 11 (1953).
- [25] A. J. Hode, J. D. McLean, F. V. Mercer, *Biophys. Biochim. Cytol.*, **1**, 606 (1955).
- [26] J. B. Thomas, Minnaert, P. F. Elbers, *Acta Botan. Neerl.*, **6**, 230 (1957).

- [27] C. Cederstrand, Teza, Univ. of Illinois, Dep. of Botany, Urbana (1965).
- [28] N. R. Murty, prywatne informacje.
- [29] Th. Foerster, Radiation Research, 20 (1963).
- [30] M. Kasha, Radiation Research, 20, 55 (1963).
- [31] Z. Bay, R. M. Pearlstein, Proc. Nat. Acad. Sci., 50, 962 (1963); 50, 1071 (1963).
- [32] G. W. Robison, R. P. Frosch, J. Chem. Phys., 37, 1962 (1962); 38, 1198 (1963); Proceed. Nat. Acad. Sci. U.S., 49, 521 (1963) oraz referat na seminarium w Urbanie.
- [33] W. Arnold, J. Phys. Chem. 69, 788 (1965).
- [34] J. Magee, Radiation Research 20, 71 (1963).
- [35] D. Frąckowiak, E. I. Rabinowitch, *The methylene blue ferrous iron reaction in two phase system* (w druku).
- [36] D. Frąckowiak, N. R. Murty, *Current in Photosynthesis, Proceedings of the Second Western-Europe Conference on Photosynthesis*, Netherlands (1965).
- [37] D. Frąckowiak, N. R. Murty, w przygotowaniu do druku.
- [38] G. Oster, S. B. Bróyde, Nature, 192, 132 (1961).
- [39] G. Oster, S. B. Broyde, J. S. Bellin, J. Amer. Chem. Soc. 86, 1309 (1964).
- [40] N. R. Murty, D. Frąckowiak, niepublikowane.

Waldemar Soszka

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Możliwości zastosowania techniki laserowej w doświadczeniach z elektrycznymi wybuchami drucików

1. Wstęp

Zwykle pod pojęciem wybuchu drucików (ang. *exploding wires*) rozumie się reakcję stosunkowo cienkiego przewodnika (o dowolnym kształcie przekroju poprzecznego) na szybkie doprowadzenie energii elektrycznej. Mimo pozornej prostoty zjawisko elektrycznego wybuchu drucików w rzeczywistości jest złożone i do chwili obecnej nie istnieje teoretyczny model objaśniający je całkowicie. Dowiodły tego zresztą trzy kolejne konferencje na temat wybuchających drucików, które odbyły się w Bostonie (ostatnia w 1964 roku). Szczególnie niejasny jest proces przejścia przewodnika ze stanu początkowego przewodnictwa w stan nieprzewodzenia oraz problem klasyfikacji wybuchów. Co do tego ostatniego, wydaje się, że najbardziej racjonalna będzie klasyfikacja ze względu na szybkość doprowadzania energii elektrycznej, czas rozwoju różnego rodzaju zniekształceń roztopionego przewodnika, które przez analogię do terminów używanych w fizyce plazmy można nazwać niestabilnościami (wygięcie, skręcenie, falistość) oraz ze względu na czas, jaki zużywa fala dźwiękowa na przebycie odległości od powierzchni przewodnika do jego osi i z powrotem (czas ten jest istotny tylko przy bardzo szybkich wybuchach) [1], [2].

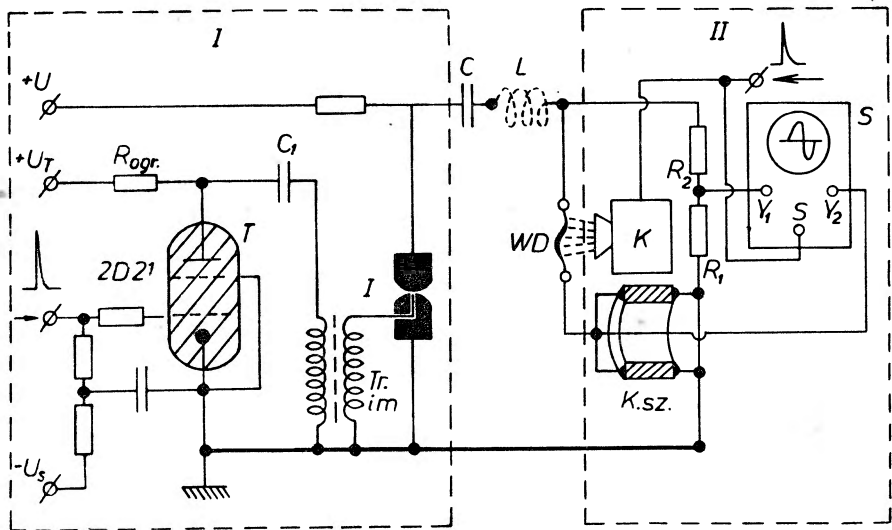
Możliwości zastosowania wybuchających drucików są szerokie, szczególnie ostatnio, w związku z rozwojem kosmonautyki i fizyki plazmy. Tak np. oddziaływanie mikrometeorytów z powierzchnią rakiety bada się za pomocą wybuchających drucików. (Pierwszy naddźwiękowy przyspieszacz cząstek materialnych został zbudowany w naukowo-badawczym ośrodku marynarki wojennej USA i pozwalał na osiągnięcie prędkości około 30 km/sek [3]). Wiele informacji dostarczył podwodny wybuch drucika, będący modelem wybuchu atomowego. Bardzo silna fala uderzeniowa, wytwarzana przez wybuchający przewodnik może być wykorzystana w doświadczeniach nad dynamicznymi własnościami ciał. Wreszcie w fizyce plazmy wybuchający drucik stosuje się jako źródło tzw. plazmy „metalowej“. Te właśnie możliwości spowodowały,

że elektryczne wybuchy drucików stały się samodzielną dziedziną fizyki, stanowiącą przedmiot badań wielu uczonych wykorzystujących różnego rodzaju techniki pomiarowe. Opracowana niedawno, dla celów diagnostyki plazmy, technika laserowa zastosowana w doświadczeniach z elektrycznymi wybuchami drucików powinna dostarczyć wiele ważnych informacji o tym zjawisku i w ten sposób przyczynić się do wyjaśnienia szeregu niejasnych problemów.

2. Elektryczny wybuch drucików

2.1. Aparatura

Typowy schemat eksperymentu przedstawia rys. 1. Badany drucik *WD* włączony jest w obwód składający się z dużej baterii kondensatorów *C* o nagromadzonej energii 10^2 — 10^6 J, urządzenia włączającego (którym najczęściej jest iskiernik *J* z elektrodą zapalającą) oraz z układu pomiarowego *II*. Na ogół



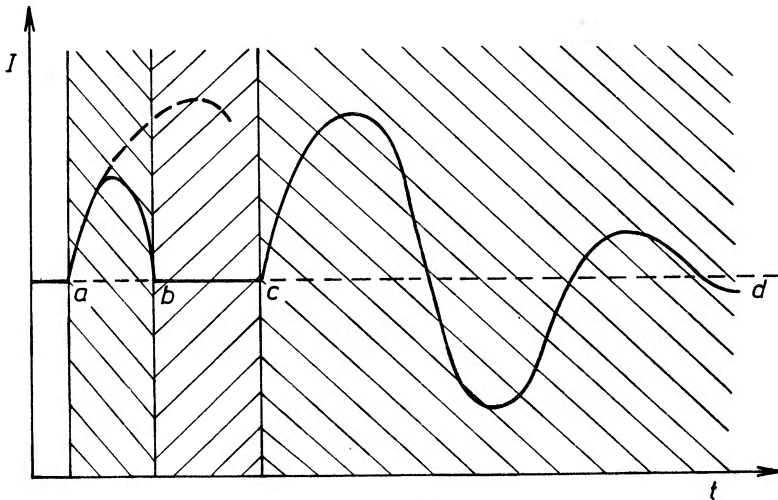
Rys. 1

mierzy się prąd, spadek napięcia, ciśnienie i temperaturę drucika. W skład wyposażenia układu pomiarowego może wejść między innymi kamera fotograficzna szybkiego działania *K*, lub też aparaty optyczne o specjalnym znaczeniu (spektrografy, interferometry). Najistotniejszym pomiarem jest pomiar prądu i napięcia. Prąd w układzie można mierzyć dwojako. Pierwsza metoda polega na rejestracji napięcia na włączonym szeregowo w obwód oporniku upustowym zwanym szuntem *K.sz.* Opornik taki w budowie przypomina odcinek kabla koncentrycznego, w którym przewód zewnętrzny zastąpiono cylindrem oporowym. Wykorzystanie takiego miernika prądu pozwala maksy-

malnie zmniejszyć indukcyjność L układu, istotną ze względu na efektywność doprowadzania energii do wybuchającego przewodnika. W tym też celu stosuje się możliwie krótkie, bifilarne połączenia oraz specjalne kondensatory. Jeśli umieścić blisko wybuchającego drucika cewkę o małej ilości zwojów, to indukowane w niej napięcie jest proporcjonalne do szybkości narastania prądu w układzie. Na tej zasadzie opiera się druga metoda pomiaru prądu płynącego przez drucik w momencie wybuchu. Spadek napięcia na druciku jest mierzony przy użyciu bezindukcyjnego oporowego lub pojemnościowego dzielnika napięć. W naszym wypadku mierzone na oporniku R_2 zmiany napięcia powtarzają dokładnie zmiany napięcia na druciku. Oba sygnały: prądu i napięcia rejestruje się fotograficznie na szybkim dwustrumieniowym synchronoskopie S lub (w wypadku superszybkich wybuchów) na oscylografie z falą biegnącą. W charakterze urządzenia włączającego, oprócz wyżej wspomnianego niesymetrycznego iskiernika z elektrodą zapalającą, stosuje się iskierniki symetryczne, tyratrony wodorowo-helowe oraz lampy z napełnieniem rtęciowym (ignitron, induktron). Trójelektrodowy iskiernik wraz z układem I wytwarzającym zapalające impulsy wysokiego napięcia, przedstawia rys. 1. Opisany wyżej schemat aparatury jest klasyczny i może ulec modyfikacji w zależności od wymogów doświadczenia.

2.2. Klasyfikacja

Wykres zależności przepływającego przez drucik prądu w momencie wybuchu od czasu przedstawia rys. 2. Widać na nim wyraźnie trzy stadia rozwoju zjawiska [1]. Przy różnych wybuchach stadia te są mniej lub bardziej widoczne,



Rys. 2

jednak ogólna tendencja zostaje zachowana. W obwodzie RLC zmieniają się R i L , a zatem płynący prąd będzie zależał od tych wielkości. Początkowy impuls prądu $a-b$ w zależności od parametrów układu (indukcyjność, opór

właściwy materiału eksplodującego drucika) może trwać od kilku nanosekund do kilku mikrosekund. Wzrost oporności drucika w procesie wybuchu zakłóca oscylacyjny charakter wyładowania powodując wytłumienie drgań w obwodzie w czasie krótszym od $I/4$ okresu drgań. Impuls pierwotny zanika i następuje przerwa (pauza) prądu $b-c$, trwająca nawet 200 μ sek. W tym czasie wartość prądu z kilku tysięcy amperów spada do 100 A i mniej. Uwarunkowane jest to głównie gęstością otaczającego ośrodka. Jeśli energia zgromadzona w baterii kondensatorów jest dostatecznie duża, następuje powtórne uderzenie prądu $c-d$ (ang. *restrike* [5]), którego oscylacje trwają aż do całkowitego wyczerpania energii kondensatorów.

Rozważmy procesy fizyczne zachodzące w poszczególnych stadiach rozwoju eksplozji przewodnika. W zależności od prędkości doprowadzania energii do drucika Chace i Lewine [1] dzielą wybuchy na cztery klasy:

1. Topnienie — doprowadzona energia jest mniejsza od całkowitej energii parowania i drucik nie wyparowuje, a tylko rozpada się na krople lub po prostu ulega przepaleniu. Zjawisko takie obserwujemy w popularnych bezpiecznikach topikowych.

2. Powolny wybuch — czas konieczny na wyparowanie przewodnika jest duży w porównaniu z czasem rozwoju różnego rodzaju niestabilności, co można wyrazić następująco:

$$T_p \gg \psi,$$

gdzie T_p — czas parowania, ψ — stała czasowa niestabilności, tj. charakterystyczny czas potrzebny na to, żeby niestabilność (np. falistość) wzrosła dwukrotnie.

3. Szybki wybuch — czas parowania mały w porównaniu ze stałą niestabilności tj.

$$T_p \ll \psi.$$

Proces wybuchu odbywa się tak szybko, że istotne zmiany w kształcie eksplodującego przewodnika nie zdążą się rozwinąć.

4. Ablacyjny wybuch¹ — czas parowania mały w porównaniu z czasem potrzebnym na przeniknięcie temperatury wrzenia na głębokość R/e , gdzie R — początkowy promień przewodnika, e — podstawa logarytmów naturalnych. Rozwój wybuchu ograniczony jest w tym wypadku parowaniem drucika tylko w cienkiej warstwie powierzchniowej, natomiast środek pozostaje nie nagrany. Innymi słowami proces wybuchu związany jest ze zjawiskiem naskórkowości. Webb [2] wśród szybkich wybuchów rozróżnia jeszcze szybkie, bardzo szybkie i superszybkie, gdzie czasem charakterystycznym jest czas, jaki zużywa fala dźwiękowa na przebycie odległości od powierzchni do osi przewodnika i z powrotem.

¹ Ablacja — chłodzenie następujące na skutek odparowania.

2.3. Powolny wybuch

Stosunkowo najprościej wygląda proces powolnego wybuchu. Jeśli założyć, że średnica przewodnika jest mała w porównaniu z głębokością przenikania prądu, a straty energetyczne też dostatecznie małe, to na skutek przepływu prądu, we wszystkich punktach przekroju poprzecznego drucika wydziela się jednakowe ilości ciepła (pomijamy zjawisko naskórkowości). Ponieważ doprowadzenie energii jest powolne, ciało ulega rozszerzeniu przy stałym ciśnieniu zewnętrznym, a temperatura wzrasta do punktu topnienia. Dalej nastąpi izotermiczne stopienie, po którym — w miarę zbliżania się temperatury cieczy do punktu wrzenia — następuje dalsze rozszerzanie się i wreszcie, po osiągnięciu temperatury wrzenia — izotermiczne wyparowanie. Jeśli obwód zewnętrzny (duże L) ogranicza narastanie prądu do kilku μ sek, zmiany kształtu są istotne, należy bowiem pamiętać, że materiał roztopionego przewodnika jest podtrzymywany głównie siłami bezwładności. Przejściu z fazy ciekłej w parę towarzyszy nagły wzrost oporności i oczywiście zmniejszenie się prądu. Następuje przerwa w prądzie. Przerwa ta powoduje powstanie dużego napięcia samoindukcji i właśnie ten moment uważa się za początek wybuchu. Olbrzymia gęstość pary nie pozwala na natychmiastową, wtórną jonizację lawinową, a mały prąd płynący w układzie jest podtrzymywany jedynie przez elektrony i jony, będące wynikiem termicznej jonizacji. Powstały cylinder gazu rozszerza się i jego gęstość maleje. Gdy średnia droga swobodna osiągnie wartość krytyczną dla powstania lawiny, na powierzchni słupa gazu zapala się łuk elektryczny wyczerpując całkowicie pozostałą w kondensatorach energię elektryczną. Następuje powtórne uderzenie prądu. W powolnym wybuchu zmiany gęstości w zależności od temperatury są wyraźnie zaznaczone i osiągają duże wartości. Wszystkie trzy stadia rozwoju wybuchu są widoczne, wpływ zaś ośrodka otaczającego drucik — minimalny.

2.4. Szybki wybuch. Model naddźwiękowy

Znacznie bardziej złożony jest proces szybkiego wybuchu, gdzie główne role — oprócz wyżej wspomnianych parametrów — grają materiał drucika oraz otaczający ośrodek. Zwiększenie gęstości otaczającego ośrodka jest równoznaczne ze zwiększeniem się sił bezwładności działających na cząstki eksplodującego przewodnika. Rozszerzalność materiału drucika jest w ten sposób wyraźnie ograniczona [6]. Zmiany gęstości są zaniżone w porównaniu z powolnym wybuchem i średnia gęstość materiału drucika jest większa. Jak wiadomo, opór przewodnika jest funkcją temperatury i gęstości, przy czym zależność od gęstości jest o wiele silniejsza. W rezultacie, opór elektryczny wybuchającego drucika będzie mniejszy dla gęstego otaczającego ośrodka (woda, olej) i po doprowadzeniu całkowitej energii parowania przez dłuższy czas zachowa swą wartość.

Bardzo ważnym czynnikiem jest też rodzaj materiału przewodnika. Webb [2] wyróżnia dwie klasy materiałów: 1. Cu, Ag, Al, Au, Zn — metale o niskim punkcie wrzenia i małym cieple parowania. Dla wyjaśnienia mechanizmu wybuchu w tym wypadku można wykorzystać tzw. naddźwiękowy model opisany przez Keilhackera [7]. 2. W, Mo, Pt, Ni, Fe — metale o wysokim punkcie wrzenia i dużym cieple parowania. Dla wyjaśnienia procesu wybuchu stosuje się model ablacyjny, gdzie termin „ablacja“ ma trochę inny sens niż u Chace'a (zaniedbuje się zjawisko naskórkowości ze względu na małą średnicę drucika). Rozpatrzmy naddźwiękowy model Keilhackera. Zakładamy, podobnie jak poprzednio, że badany drucik jest dostatecznie cienki, a charakterystyczny czas dynamicznego obrazu wybuchu jest większy od średniego czasu upływającego pomiędzy zderzeniami elektronu z atomem lub elektronu z jonem. Prawdopodobnie w tym wypadku temperatura jonowa i elektronowa są w przybliżeniu sobie równe. Przy szybkich wybuchach, aż do momentu wyparowania, gęstość prądu na całym przekroju poprzecznym jest jednakowa. Dzieje się to z następujących powodów: w momencie włączenia podstawowymi nośnikami prądu są elektrony, które poprzez zderzenia przekazują energię siatce krystalicznej metalu. Jednorodny prąd początkowy (cienki drucik) powoduje równomierne nagrzanie całej siatki krystalicznej materiału przewodnika, jednak ze wzrostem temperatury rośnie także ciśnienie. Jednocześnie działa też mechanizm obniżający ciśnienie — radialne rozszerzanie się siatki krystalicznej metalu. Ponieważ maksymalna prędkość rozszerzania jest uwarunkowana prędkością dźwięku w danym ośrodku, w rezultacie tylko część ciśnienia bierze udział w procesie rozszerzania. Dodatkowym czynnikiem hamującym jest ciśnienie magnetyczne ze strony przepływającego prądu. Wewnątrz przewodnika rozwijają się olbrzymie ciśnienia rzędu 10^4 — 10^5 at. Dla miedzi i srebra ze wzrostem ciśnienia opór właściwy maleje i w głębszych partiach drucika należy się spodziewać wzrostu gęstości prądu. Silniejsze nagrzanie powoduje z kolei wzrost oporu właściwego, w rezultacie na całym przekroju poprzecznym ustala się jednakowa gęstość prądu, a czynnikiem normującym jest właśnie opór właściwy.

Po osiągnięciu odpowiedniej temperatury, drucik zaczyna parować. Istniejące zewnętrzne ciśnienie ze strony pola magnetycznego może znacznie podnieść punkt wrzenia, ale ponieważ bardzo szybko dominujące staje się ciśnienie kinetyczne, następuje intensywne parowanie. Jeśli doprowadzenie energii jest dostatecznie szybkie, to czas nagromadzenia całkowitej energii parowania może być mniejszy od czasu, jaki zużywa fala dźwiękowa na przebycie odległości od powierzchni przewodnika do jego osi i z powrotem. Zgromadzona dodatkowo energia doprowadza do bardzo silnych lokalnych przegrzewów. Rzeczywiście, powstała na początku parowania fala rozrzedzenia zaczyna przesuwając się w głąb drucika z lokalną prędkością dźwięku. Głębsze warstwy, do których fala rozrzedzenia jeszcze nie dotarła, stanowią tzw. „jądro“. W „jądrze“ tym, ze względu na dużą gęstość, płynie bardzo silny prąd mimo wyraźnego zmniejszania się przekroju poprzecznego oraz wzrostu oporu wła-

ściwego. Przewodnictwo elektryczne rozszerzającej się pary jest minimalne i praktycznie równa się zeru, gdy gęstość pary spadnie do $1/10$ gęstości ciała stałego. Całkowity prąd, płynący w tym czasie przez drucik, zaczyna maleć. Gdy „jądro“ ulegnie przegrzaniu, jego opór właściwy szybko wzrasta i przerwa prądu zostaje osiągnięta w przybliżeniu w czasie potrzebnym na przejście fali rozrzedzenia do osi przewodnika i z powrotem. Powracająca fala zgęszczenia odprowadza parę drucika do otoczenia. Jeśli między zaciskami drucika istnieje jeszcze dostatecznie silne pole elektryczne, to w momencie, kiedy fala rozrzedzenia osiągnie powierzchnię cylindra rozszerzającej się pary, możliwe jest wtórne przebicie. Dodatkowym argumentem przemawiającym na korzyść wyżej wspomnianego modelu wybuchu są prace Nasha i Olsena [8]. Prace te dotyczą badania zależności czasu trwania pierwotnego impulsu prądu od przekroju przewodnika oraz doprowadzonej energii. Zależność ta jest liniowa. Natomiast rozprzestrzenianie się w wybuchającym druciku granicy metal—ośrodek może być opisane następującym równaniem:

$$\xi + \rho_g \frac{\xi^3}{3\rho_0} = \left(\frac{2E}{\pi\rho_0 r_0^2} \right)^{1/2} t,$$

gdzie $\xi = \frac{r}{r_0}$ — względny przyrost promienia, r_0 — promień początkowy drucika, r — promień w momencie t , ρ_g i ρ_0 — odpowiednio gęstość otaczającego ośrodka oraz przewodnika, E — hydrodynamiczna energia na jednostkę długości cylindrycznego przewodnika. Jeśli założyć, że efektywność oddziaływania cylindrycznego słupa pary z otaczającym ośrodkiem zmniejsza się ze zwiększeniem przekroju poprzecznego [9], to E można w przybliżeniu traktować jako stałe (niezależnie od tego, czy energia rozproszona wzrasta). Jedną z możliwych fizycznych interpretacji zjawiska wybuchu sprowadza się do stwierdzenia, że parametr ξ osiąga pewną wartość krytyczną, która zależy od materiału drucika. Z równania dla granicy wynika, że czas po którym ξ przejdzie w ξ_{kryt} powinien być w przybliżeniu liniową funkcją przekroju poprzecznego.

2.5. Model ablacyjny

W doświadczeniach z molibdenowymi i żelaznymi drucikami, czas konieczny dla przejścia fali dźwiękowej przez przekrój przewodnika przy temperaturze parowania, okazuje się na ogół mniejszy w porównaniu z czasem, potrzebnym na doprowadzenie całkowitej energii parowania (warunki zewnętrzne podobne jak w poprzednim modelu). W tej sytuacji, przy tych samych założeniach, tzn. gęstość prądu w całym przekroju jednakowa, po osiągnięciu temperatury parowania, początek rozrzedzenia przesuwa się również w głąb drucika, ale nie ma już falowego charakteru. Po jednej stronie czoła parowania gęstość równa jest gęstości ciała stałego przy temperaturze parowania, a po drugiej stronie mamy prawie nieprzewodzący, rozszerzający się gaz. Większa część zgromadzonej energii jest zużytkowana na parowanie, a tylko nieznaczna

część na nagrzewanie do temperatury wrzenia, która rośnie ze względu na wzrost ciśnienia wokół czoła parowania (siły bezwładności nie pozwalają na natychmiastową ewakuację cząstek do otaczającego ośrodka). Możliwość przegrzania „jądra“ jest mało prawdopodobna, chyba że poziom doprowadzonej energii jest bardzo wysoki. W tym wypadku, w miarę przesuwania się czoła parowania do wewnętrznych warstw przewodnika, dookoła drucika może powstać obszar wysokiego ciśnienia, utrudniający rozprzestrzenianie się pary. Przy wysokich ciśnieniach opór właściwy maleje i to w taki sposób, że czas potrzebny fali dźwiękowej na przejście przekroju przewodnika staje się porównywalny z czasem parowania, a nawet większy, tak że spełnione są warunki naddźwiękowego modelu i model ablacyjny przechodzi w naddźwiękowy.

Oba rozpatrzone modele mają wiele cech wspólnych. Tak np. w czasie trwania impulsu pierwotnego, głębokość przenikania prądu jest większa od średnicy drucika i efekt naskórkowości można pominąć. Ciśnienie kinetyczne cały czas przewyższa magnetyczne z wyjątkiem pewnego, początkowego przedziału czasu. Wewnątrz „jądra“ przewodnictwo elektryczne jest w całym przekroju jednokowe. Szybkość wypromieniowania energii jest znacznie mniejsza od prędkości jej doprowadzania. Nagrzewanie ma charakter omowy (zderzenia elektron-jon, elektron-atom). Przy szybkich wybuchach słup gazów jest stabilny i jednorodny bez mikro-wyładowań i innych zniekształceń.

2.6. Superszybki wybuch

Ciekawym pod względem bogactwa zachodzących procesów okazuje się tzw. superszybki wybuch [2]. Ma on miejsce przy bardzo szybkim doprowadzeniu dużych ilości energii, znacznie przekraczających poziom energetyczny szybkich wybuchów. Zjawisko to jest mało, jak dotąd, zbadane, należy jednak przypuszczać, że pod wieloma względami przypomina *pinch effect*. Już we wczesnym stadium drucik ulega nagrzaniu i przekształca się w parę bez istotnej zmiany rozmiarów. Płynący prąd jest tak wielki, że ciśnienie magnetyczne nie pozwala parze rozszerzyć się. Stan ten trwa aż do momentu powstania całkowicie lub prawie całkowicie zjonizowanej plazmy. Do tego czasu para była optycznie gęsta i obserwowane promieniowanie miało charakter powierzchniowy. Z chwilą powstania plazmy, ośrodek staje się optycznie rzadki i promieniowanie słupa gazu składa się z promieniowania hamowania i promieniowania cyklotronowego elektronów. Fakt ten wykorzystuje się dla określenia momentu powstania plazmy. Otrzymana plazma może być opisana prawami gazowymi, ponieważ parcjalne ciśnienie jonów jest stosunkowo małe. Przy tak dużych gęstościach nagrzewanie elektronowo-jonowe jest kontynuowane i plazma może osiągnąć temperaturę nawet kilku milionów stopni. Jeśli ciśnienie magnetyczne jest dostatecznie duże, powoduje ono ściśnięcie słupa plazmy i może nastąpić *pinch effect*. Ale to zależy od tego, czy zdążą się rozwinąć różnego rodzaju niestabilności. Obserwowana poprzednio przerwa prądu, przy

superszybkich wybuchach nie występuje. Wydaje się, że ze względu na olbrzymią koncentrację elektronów w plazmie drucikowej, do badania tych wybuchów szczególnie wygodna może okazać się technika laserowa. Z tego też punktu widzenia autor potraktował następną część niniejszego artykułu (rozdział 3).

2.7. Wybuchający drucik jako źródło fali uderzeniowej

Wybuchający przewodnik można uważać jako swoistego rodzaju przetwornik energii elektrycznej w mechaniczną, ponieważ powstająca przy tym fala uderzeniowa unosi znaczną część energii [10]. Mechanizm powstawania fali uderzeniowej zależy przede wszystkim od ciśnienia ośrodka otaczającego drucik i przy ciśnieniu poniżej 100 mm Hg jest już bardzo złożony i dotychczas nie wyjaśniony całkowicie. Przy wysokich ciśnieniach — jak pokazały prace Jonesa [11] wykorzystujące technikę mikrofalową — wypełnia się podstawowy warunek powstania silnej fali uderzeniowej, polegający na natychmiastowym uwolnieniu energii układu. Przy ciśnieniu $p \geq 1/2$ at powstanie fali uderzeniowej z powodzeniem może być objaśnione na podstawie hydrodynamiki cieczy. Jak wiadomo, dla silnych fal uderzeniowych spełniona jest następująca zależność między czasem i położeniem czoła cylindrycznej fali uderzeniowej [12]:

$$t = \frac{1}{2} \left(\frac{B \rho_0}{E} \right)^{1/2} R^2,$$

gdzie t — czas, R — odległość od osi wybuchu do czoła uderzenia, ρ_0 — początkowa gęstość gazu, E — energia wybuchu na jednostkę długości, B — pewien bezwymiarowy współczynnik wynoszący dla powietrza 3,94. Obliczony z tej zależności efektywny czas formowania fali uderzeniowej wyraźnie wzrasta z obniżeniem ciśnienia zewnętrznego i przestają być spełnione warunki powstania silnej fali uderzeniowej. Prawdopodobnie związane jest to z pojawieniem się w otaczającym gazie łuku elektrycznego, który odprowadzając znaczne ilości energii zmniejsza tym samym efektywność wybuchu. W tym wypadku, tj. przy niskich ciśnieniach, mechanizm powstania fali uderzeniowej wiąże się z rozszerzaniem przede wszystkim plazmy wtórnego łuku elektrycznego. Rozszerzający się materiał drucika tylko w nieznacznym stopniu może oddać energię fali uderzeniowej, która faktycznie nie zależy od rozszerzania się przewodnika w początkowej fazie rozwoju wybuchu [10]. W próżni łuk elektryczny zapala się prawie natychmiast po włączeniu prądu do układu. Rozszerzający się drucik od samego początku wybuchu znajduje się wewnątrz cylindrycznej fali uderzeniowej wzbudzonej rozszerzającą się plazmą łuku, a zatem decydującą rolę w tego rodzaju wybuchach niewątpliwie odgrywa proces zwiększenia objętości przez plazmę. Możliwe są dwa mechanizmy rozszerzania się plazmy. Pierwszy z nich tłumaczy zwiększenie objętości nagrzewaniem podobnym do omowego nagrzewania gazu (zderzenia elektron-jon, elektron-atom). Drugi natomiast

przedstawiony w pracy [22] — rozszerzanie się plazmy wiąże z siłami Coulomba, powstałymi skutkiem rozdzielenia ładunków. Rozszerzający się, gorący gaz elektronowy ciągnie za sobą dodatnie jony i spolaryzowane atomy powodując utworzenie czoła fali uderzeniowej. Dzieje się to dlatego, że proces różnicowania ładunków (na skutek dużej ruchliwości elektronów) przebiega szybciej niż wyrównanie temperatur. Powstałe pole elektryczne silnie wyhamowuje elektrony, natomiast jonom i atomom tworzącym czoło fali nadaje określone przyspieszenie. Decydującą rolę w tym mechanizmie gra obłok elektronów, nagrzewanie zaś ciężkich cząstek, poprzez zderzenia, jest zaniedbywane. Prawdopodobnie oba te mechanizmy mają miejsce przy obniżonym ciśnieniu zewnętrznym i możliwe, że proponowany niżej schemat doświadczenia z wykorzystaniem lasera gazowego pozwoli to wyjaśnić.

3. Zastosowanie laserów w diagnostyce plazmy drucikowej

3.1. Metody interferencyjne

Jak już było powiedziane, szczególnie ciekawe wyniki powinno dać zastosowanie techniki laserowej w badaniach nad plazmą drucikową. Technika ta pozwala między innymi określić temperaturę i koncentrację elektronów i jonów, kierunek i charakter wewnętrznych, kolektywnych przemieszczeń w plazmie elektronów i jonów (tzw. „wiatrów“), moment przejścia gazów optycznie gęstych w plazmę, wreszcie powstanie i rozwój fali uderzeniowej.

Wykorzystanie laserów w diagnostyce plazmy (nie tylko drucikowej) jest w ostatnich czasach bardzo szerokie. Ogólnie metody określania parametrów plazmy można podzielić na dwie grupy. Pierwsza grupa opiera się na właściwościach stałej dielektrycznej plazmy; są to przede wszystkim metody interferencyjne. Druga wykorzystuje zjawisko rozproszenia fali elektromagnetycznej na elektronach i jonach plazmy. Najprościej przedstawia się metoda bezpośredniego sondowania plazmy wiązką promieniowania elektromagnetycznego pozwalająca zmierzyć koncentrację elektronów n_e . Jak wiadomo, stała dielektryczna plazmy wyraża się następującym wzorem [13]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi n_e e^2}{m_e \omega^2} \frac{1}{1 - \frac{i}{\omega \tau_{ei}}}$$

gdzie n_e — koncentracja elektronów, ω — częstość padającego promieniowania, τ_{ei} — czas zderzenia elektron-jon. Dla nagrzanej plazmy w polu elektrycznym wysokiej częstości mamy $\omega \tau_{ei} \gg 1$ (co jest oczywiście słuszne dla widzialnego i podczerwonego obszaru). W tym wypadku

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$$

gdzie $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}}$ — częstość tzw. drgań plazmy Langmuira. Stała dielektryczna równa jest zeru przy następującej zależności między długością fali λ padającego promieniowania, a koncentracją n_e [14]:

$$\lambda = 3,3 \cdot 10^8 \frac{1}{\sqrt{n_e}}.$$

To wyrażenie określa górną granicę długości fali, która może przejść przez plazmę o zadanej koncentracji elektronów n_e . Elektromagnetyczne promieniowanie o większej długości fali ulegnie na granicy plazmy całkowitemu odbiciu. Dla plazmy drucikowej koncentracja elektronów przy wtórnym przebiegu może osiągnąć wartość 10^{18} cm^{-3} [10] i $\lambda_{\text{kryt}} = 33 \mu$. Źródłem takiego promieniowania mogą być lasery gazowe napełnione parą wodną. Niestety dla dokładnego wyznaczenia n_e należy dysponować całym zestawem laserów o różnych długościach generowanej fali, co jest oczywiście bardzo trudno osiągalne. Mając do dyspozycji tylko jeden laser, pewne informacje można uzyskać z wyrażenia na liniowy współczynnik absorpcji promieniowania zewnętrznego przez plazmę. Źródła strat energii promieniowania elektromagnetycznego są dwojakie: zwiększenie energii kinetycznej cząstek plazmy kosztem absorpcji fotonów oraz proces rozproszenia fotonów przez elektrony. Efekt rozpraszania (o czym będzie mowa dalej) dla gęstości elektronów większych niż około 10^8 elektronów/cm³ w porównaniu z absorpcją można zaniedbać. Stąd, jeśli plazma posiada dostatecznie dużą koncentrację, liniowy współczynnik pochłaniania promieniowania można przedstawić następująco:

$$\mu = \frac{10^{-2} n_e n_i Z^2 \ln \left(2,24 \frac{k T_e}{h \nu} \right)}{T_e^{3/2} \nu^2},$$

gdzie n_e i n_i — odpowiednio koncentracje elektronów i jonów, Z — ładunek jonu, T_e — temperatura elektronowa, ν — częstość padającego promieniowania (może to być także częstość własna plazmy, wtedy mamy współczynnik reabsorpcji). W wypadku plazmy drucikowej o następujących parametrach:

$$n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}, \quad T_e = 10^5 \text{ }^\circ\text{K}, \quad n_i = \frac{n_e}{Z_{\text{ef}}} \quad \text{oraz} \quad \nu = 2,8 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{sek}}$$

otrzymamy $\mu \approx 3 \cdot 10^{-2}$.

Znacznie dokładniejsze są metody interferencyjne pomiaru n_e [15], gdzie jako źródła monochromatycznego światła stosuje się lasery ciągłego działania. Ze względu na dużą zdolność rozdzielczą szczególnie wygodne okazują się interferometry Fabry-Pérot. Badana plazma umieszczona jest między zwierciadłami interferometru, które w celu zwiększenia współczynnika odbicia wykonuje się z płyt szklanych pokrytych wielowarstwową, dielektryczną błoną (najczęściej siarczek cynku na przemian z fluorkiem magnezu). Zmiana współ-

czynnika załamania ośrodka wywoła przesunięcie interferencyjnych prążków. Kąty, pod którymi w interferometrze Fabry-Pérot'a obserwuje się jasne prążki określone są następującym warunkiem:

$$K\lambda = 2L \cos \nu,$$

gdzie L jest drogą optyczną między zwierciadłami, K — liczbą całkowitą. Odległość kątowna między dwoma sąsiednimi prążkami przy zmianie K o 1 będzie

$$\Delta\vartheta_1 = \frac{\lambda}{2L \sin \vartheta}.$$

Przy zmianie drogi optycznej L o ΔL , kątowa szerokość prążka zmienia się o wielkość

$$\Delta\vartheta_2 = \frac{k\lambda}{2L^2 \sin \vartheta} \Delta L$$

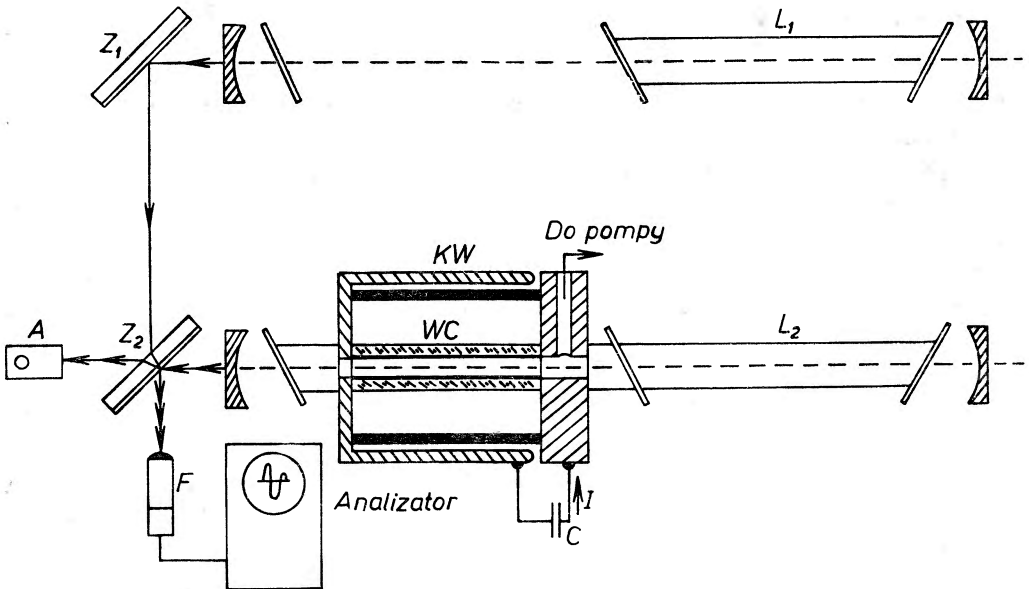
Stąd

$$\frac{\Delta\vartheta_2}{\Delta\vartheta_1} = \frac{2}{\lambda} \Delta L = \frac{2l}{\lambda} \Delta n$$

gdzie l — rozmiar obszaru zajętego przez plazmę ($l \leq L$), Δn — zmiana współczynnika załamania. Dla $l = 20$ cm i $\lambda = 11530$ Å minimalne do stwierdzenia $\Delta n = 5,8 \cdot 10^{-9}$ (przesunięcie prążków przyjmujemy równe 0,002 całkowitej odległości między nimi), co z kolei daje minimalną wielkość koncentracji $n_e = 8,7 \cdot 10^{-9}$ cm.⁻³ Częstość generacji lasera powinna być możliwie daleka od częstości własnych plazmy, np. w wyładowaniu wtórnym nie powinno być atomów neonu, jeśli stosuje się laser helowo-neonowy. Jako detektory promieniowania można stosować przetworniki elektronowo-optyczne, za pomocą których obserwuje się zmiany prążków interferencyjnych w czasie.

Możliwy też jest drugi sposób wykorzystania lasera gazowego do pomiaru koncentracji elektronów, polegający na umieszczeniu plazmy wewnątrz rezonatora lasera. Przy zmianie koncentracji, zmienia się współczynnik załamania, co powoduje z kolei zmianę drogi optycznej rezonatora L . Wywoła to przesunięcie częstości generacji, które mierzymy za pomocą heterodynowania wiązek dwóch laserów. Warunkiem generacji jest $k\lambda = 2L$, stąd względna zmiana częstości generacji $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{l}{L} \Delta n$. Przyjmując, że szerokość linii lasera gazowego jest rzędu 1 Hz, minimalny do stwierdzenia $\Delta\nu$ około 10 Hz, $L = 100$ cm, $l = 20$ cm otrzymamy na zmianę współczynnika załamania Δn wartość około $2 \cdot 10^{-13}$, co odpowiada minimalnej koncentracji elektronów $n_e = 3 \cdot 10^8$ cm.⁻³ Schemat doświadczenia przedstawia rys. 3. Dla uzyskania superszybkich wybuchów zastosowano kamerę wyładowań o specjalnej konstrukcji (KW). Prąd, po przejściu przez wybuchający element układu, wraca do baterii kondensatorów (C) powrotnym przewodnikiem w kształcie metalowego cylindra otaczającego koncentrycznie wybuchający drucik (WC). Jako

element wybuchający wykorzystano cienki cylinder srebrny o grubości ścianek około 300 \AA . Otrzymano go przez napylenie warstwy srebra na wewnętrzną powierzchnię grubościenną rury szklanej. Całość jest odpompowana, a dla zmniejszenia stratności grubościenną rurkę zamyka się płytkami pod kątem Brewstera. Zmieszanie sygnałów wyjściowych laserów L_1 i L_2 następuje na powierzchni półprzezroczystego zwierciadła Z_2 . Aby działaniu dwóch strumieni laserowych podlegała ta sama część powierzchni fotokatody fotopowielacza (F),



Rys. 3

justowanie należy przeprowadzić za pomocą autokolimatora (A). Powstałe ze zmieszania dwóch częstości dudnienia obserwuje się na ekranie analizatora widma (Analiz). Fotografowanie ekranu analizatora z różnym opóźnieniem czasowym pozwala prześledzić cały proces rozwoju wybuchu metalowego cylindra z punktu widzenia zmian koncentracji n_e oraz zmierzyć maksymalną możliwą gęstość elektronów dla zbieżnej fali uderzeniowej. Występujące w literaturze dane na ten temat mają charakter jedynie orientacyjny [16]. Wybuchający cylinder jest ciekawy ze względu na wytwarzające się wewnątrz niego olbrzymie temperatury [17]. Dodatkowym źródłem energii są tu siły ściskające ze strony pola magnetycznego przepływającego przez cylinder prądu. Jak już było powiedziane, w przypadku próżni, wybuchający przewodnik wzbudza falę uderzeniową związaną z rozszerzaniem się plazmy wtórnego łuku elektrycznego. Opisane wyżej doświadczenie pozwoli stwierdzić występowanie w wybuchającym cylindrze obszarów zwiększonej koncentracji elektronów i tym samym na przykładzie zbieżnych cylindrycznych fal uderzeniowych ustalić mechanizm ich powstawania.

3.2. Badanie światła rozproszonego

Szczególnie duża intensywność oraz monochromatyczność wiązki laserowej zostały również wykorzystane w następnej metodzie określania parametrów plazmy, polegającej na badaniu światła rozproszonego. Światło lasera rubinowego przechodząc przez plazmę ulega rozproszeniu na swobodnych elektronach. Davies i Ramsden w swoich pracach [18], [19] wprowadzają charakterystyczny parametr α , który określa charakter oddziaływania elektromagnetycznego promieniowania z plazmą: $\alpha = \frac{1}{KD}$, gdzie $\frac{1}{K} = \frac{\lambda_0}{4\pi \sin \frac{\theta}{2}}$, a $D = \left(\frac{kT}{4\pi n_e e^2}\right)^{1/2}$ — pro-

mień Debye'a w obszarze rozproszenia, λ_0 — długość fali wiązki laserowej, n_e — koncentracja elektronów, T — temperatura plazmy, θ — kąt pomiędzy kierunkiem obserwacji i kierunkiem padającej wiązki. W wypadku $\alpha \ll 1$ rozpraszanie na elektronach jest podobne do rozpraszania w swobodnych cząstkach. Na skutek chaotycznych ruchów cieplnych promieniowanie rozproszone opisane jest przez efekt Dopplera i szerokość linii światła rozproszonego jest większa od szerokości linii generatora. Efektywna długość w ośrodku $L = \frac{1}{K}$ jest mniejsza od średniej drogi swobodnej λ_s i elektron nie jest ograniczony oddziaływaniem jonów (poprzez zderzenia). Odwrotną sytuację notujemy przy $\alpha \gg 1$. W rozkładzie widmowym światła rozproszonego występuje określone maksimum, którego szerokość ściśle jest związana z temperaturą jonową. Skrócenie średniej drogi swobodnej powoduje ograniczenie wpływu jednego elektronu, natomiast wpływ elektronów jako całości przejawia się w makroskopowych zmianach stałej dielektrycznej ośrodka. Rozważmy dokładniej rozproszenie na swobodnych elektronach. Wiadomo, że całkowity przekrój rozproszenia Thomsona równy jest

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{l^2}{mc^2}\right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \frac{\text{cm}^2}{\text{elektron}}.$$

Jak widać, numeryczna wartość przekroju jest bardzo mała. Nie więc dziwnego, że doświadczalnie rozproszenie światła w plazmie dotychczas nie było obserwowane. Tylko zastosowanie promienia laserowego stworzyło możliwość otrzymania dostatecznie intensywnej wiązki rozproszonej. Moc promieniowania rozproszona przez jednostkę objętości plazmy w kąt bryłowy $\Delta\Omega$ wyraża się następująco:

$$M = \left(\frac{l^2}{mc^2}\right)^2 n_e \sin^2 \vartheta \cdot W \cdot \Delta\Omega,$$

gdzie W — moc promieniowania lasera, ϑ — kąt między kierunkiem obserwacji i kierunkiem generacji. Dla plazmy drucikowej $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $W = 10^7 \text{ W/cm}^2$ (laser rubinowy), $\vartheta = 90^\circ$, $\Delta\Omega = 0,1$ otrzymalibyśmy (przy założeniu, że elektrony można traktować jako swobodne) $M = 10^{-1} \text{ W/cm}^{-3}$. W rzeczywistości wspomniany wyżej parametr $\alpha > 1$, co wymaga uwzględnienia roli jonów

w procesie rozpraszania. W celu zwiększenia mocy wiązki rozproszonej należy stosować lasery z impulsową regulacją dobroci rezonatora oraz, o ile to możliwe, budować układy, w których promień laserowy wielokrotnie przechodzi przez obszar zajęty plazmą. Jeśli rozkład prędkości elektronów jest zgodny z rozkładem Maxwella, szerokość połówkowa linii światła rozproszonego wynosi [20]:

$$\Delta\lambda = 1,7\lambda \sqrt{\frac{2kT_e}{mc^2}}$$

gdzie T_e — temperatura elektronów, λ — długość fali generowanej przez laser. Jeśli przyjąć z kolei zgodnie z [21], że maksymalna temperatura osiągana przez plazmę drucikową jest rzędu $5 \cdot 10^5$ °K, a $\lambda = 6943$ Å, to $\Delta\lambda = 150$ Å. Tak więc mierząc szerokość połówkową linii, określimy temperaturę elektronów T_e , natomiast pomiar absolutnej intensywności światła rozproszonego pozwoli obliczyć koncentrację n_e . Aby obserwacja wiązki rozproszonej była możliwa, konieczne jest, żeby istniejące promieniowanie własne plazmy o częstościach bliskich częstości sygnału było możliwie najmniejsze. Również światło rozproszone na różnych detalach aparatury (przewyższające zresztą bardzo znacznie właściwe promieniowanie rozproszone) istotnie utrudnia pomiar. W tym wypadku stosunek sygnału do szumu może być polepszony na skutek niezmienności składu spektralnego pobocznego światła rozproszonego. Jeśli przyjąć, że forma linii spektralnej światła rozproszonego może być opisana krzywą Gaussa, to okazuje się, że linia światła rozproszonego od plazmy jest bardziej rozmyta. Innymi słowami w dostatecznie dużej odległości od maksimum, intensywność światła pobocznego jest na wiele rzędów mniejsza od intensywności światła rozproszonego plazmą, w tej samej odległości od maksimum.

Dla wysokotemperaturowej plazmy wodorowej można uważać, że promieniowanie własne — to promieniowanie hamowania. Częstości promieniowania hamowania układają się w dość szerokim przedziale, jednak największa część wypromieniowanej energii przypada na fotony z częstością $\frac{kT_e}{n}$ i długością

fali około $\frac{ch}{kT_e}$. Dla plazmy z temperaturą $T_e \geq 10^4$ °K promieniowanie hamowania leży w infra-czerwonej i częściowo w widzialnej części widma. W naszym wypadku, ze względu na dużą koncentrację oraz duży ładunek jonu, należy uwzględnić także promieniowanie rekombinacji, którego wkład w tło promieniowania rozproszenia jest znaczny. Natomiast w zupełności można pominąć promieniowanie wzbudzonych atomów i jonów tzw. liniowe. W tak dużej temperaturze ($T_e \sim 10^5$ °) promieniowanie liniowe przesunę się w stronę ultrafioletu i miękkiego promieniowania Roentgena, tak że udział jego w interesującym nas przedziale częstości (podczerwień) jest nieznaczny. Wydaje się, że warunek aby $M \geq \frac{W_{T+R}}{10}$, gdzie W_{T+R} — moc promieniowania hamowania i rekombinacji, jest dostateczny do stwierdzenia wiązki rozproszonej na cząstkach plazmy.

4. Wnioski

Zastosowanie techniki laserowej w doświadczeniach nad elektrycznymi wybuchami drucików powinno wyjaśnić:

1. Optyczne własności pary metalu o olbrzymich koncentracjach cząstek.
2. Moment oraz mechanizm powstania fali uderzeniowej w zależności od gęstości otaczającego drucik ośrodka.
3. Moment przejścia pary w plazmę.
4. Własności plazmy drucikowej, jej parametry takie jak: temperatura (elektronowa i jonowa), koncentracja cząstek różnego znaku oraz ciśnienie.
5. Rodzaj promieniowania własnego plazmy drucikowej, wreszcie na podstawie efektu Dopplera, ustalić istnienie w plazmie drucikowej ruchów kolektywnych cząstek i tym samym wyjaśnić dynamikę procesu wybuchu w końcowym stadium.

W zakończeniu autor pragnie wyrazić głęboką wdzięczność Profesorowi H. Niewodniczańskiemu za pomoc w przygotowaniu niniejszego artykułu.

The Possibilities of Applying the Laser Technique in Experiments on Exploding Wires

Abstract: The paper consists of two parts. Part one deals with the phenomenon of electric explosion of wires in general in the light of the papers read at the last two conferences devoted to this branch of physics (Boston 1962, 1964). Particular attention was turned to the problem of classifying explosions of wires; the Chace and Webb classification had been taken as the basis for this. The physical nature of this problem is explained with the use of the slow explosion model, the supersonic model and the ablation model.

Part two concerns the application of the laser technique in plasma physics, with particular consideration being taken of the wire plasma. It describes interference methods of measuring plasma parameters and methods based on investigations of light scattered by the electrons and ions of wire plasma. The possibility of using the laser technique to get an explanation of the initial phase of development of the wire explosion (the plasma is produced in the final phase) is considered.

In the conclusion there is a description of a concrete experiment which by the example of the explosion of a metal cylinder supplies considerable information on the nature of the explosion itself and also explains the build-up process of the converging shock-wave in vacuum.

Literatura

- [1] W. G. Chace, M. A. Levine, *J. Appl. Phys.*, **31**, 1298 (1960).
- [2] F. Webb, H. H. Hilton, P. H. Levine, Tellestrup A. V., *Exploding Wires*, **2**, NY-1962.
- [3] V. E. Scherrer, P. I. Richerds, *An Exploding Wire Hypervelocity Impact*, APGC-TR60-39, Eglin AFB, Florida, September 1960, **1**, p. 2.
- [4] R. J. Reithel, J. Blackburn, *Exploding Wires*, **2**, NY-1962, p. 30.
- [5] E. C. Chace, H. K. Moore, (eds), *Exploding Wires*, **1**, N.Y. — 1959, p. 73.
- [6] C. P. Nash, W. G. McMillan, *Phys. Fluids*, **4**, 911 (1961).
- [7] M. Z. Keilhacker, *Angew. Phys.*, **12**, Nr 2, 49—59 (1960).
- [8] C. P. Nash, C. Olsen, *Exploding Wires*, **2**, N.Y. — 1962 p. 12.
- [9] D. Bennett, *Phys. Fluids*, **1**, 515 (1958).

- [10] F. D. Bennett, D. D. Shear, H. S. Burden, *J. Opt. Soc. Am.*, **50**, 212 (1960).
- [11] D. L. Jones, R. Gallet, *Exploding Wires*, **2**, N.Y. — 1962, p. 170.
- [12] S. C. Lin, *J. Appl. Phys.*, **25**, 54 (1954).
- [13] W. Ł. Ginzburg, *Rasprostraneniye elektromagnitnykh voln w plazmie*, Moskwa 1960, str. 30.
- [14] L. A. Arcimowicz, *Uprawliajemyje termojadernyje reakcji*, Moskwa — 1963.
- [15] S. A. Ramsden, E. A. McLean, *Nature*, **194**, 761 (1962).
- [16] R. Dennen, L. Wilson, *Exploding Wires*, **2**, N.Y. — 1962, p. 180.
- [17] R. W. Parry, A. Kandrowitz, *J. Appl. Phys.*, **27**, 7 (1951).
- [18] W. E. R. Davies, S. A. Ramsden, *Phys. Lett.*, **8**, 179 (1964).
- [19] S. A. Ramsden, W. E. R. Davies, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 227 (1964).
- [20] S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer*, Oxford Univ. Press (1950).
- [21] C. A. Rouse, *Exploding Wires*, **2**, N.Y. — 1962, p. 40.
- [22] R. C. Fowler, B. D. Friet, *Phys. Fluids*, **4**, 767 (1961).

Roland Wiśniewski

Katedra Fizyki Ogólnej „B”
Politechniki Warszawskiej

Problem wzmacniania mechanicznego aparatury wysokociśnieniowej wielokowadłowej

Wstęp

W ostatnich latach daje się zauważyć stały wzrost liczby prac poświęconych badaniom nad wpływem bardzo wysokich ciśnień na własności ciał. Już pobieżne zapoznanie się z problematyką badań wskazuje na to, że główną przeszkodą w dążeniu do uzyskania najwyższych ciśnień jest zbyt niska wytrzymałość mechaniczna tworzyw znajdujących zastosowanie w budowie aparatury wysokociśnieniowej.

Z tych powodów konstruktorzy muszą stosować różne sposoby wzmacniania mechanicznego tych części aparatów, które są najbardziej obciążone w czasie pracy aparatury.

Rozróżniamy trzy rodzaje wzmacniania. Pierwszy sposób polega na wprowadzeniu wstępnych naprężeń przeciwnego znaku niż znak naprężeń wywołanych ciśnieniem roboczym. W tym przypadku występuje pewna redukcja naprężeń w obszarach najbardziej obciążonych i wzrost naprężeń w obszarach mniej obciążonych. Ten rodzaj wzmacniania znajduje zastosowanie w aparatach cieczowych (do 30 kbar) z układem pierścieni wzmacniających. Bliżej z podstawami obliczeniowymi tego zagadnienia można zapoznać się w pracy [1].

Drugi sposób to tzw. wzmocnienie masowe. Polega ono na tym, że na obszarze małym w porównaniu z całością pewnego elementu można wytworzyć stan naprężeń przekraczający w dużym stopniu dopuszczalne wyężenie materiału. W wyniku płynięcia materiału w tym obszarze wytwarzają się wokół niego naprężenia normalne do powierzchni granicznej tego obszaru (ciśnienia wzmacniające) i przeciwdziałają jego rozprzestrzenianiu się.

Wzmocnienie masowe stosuje się przede wszystkim dla materiałów o wysokiej granicy płynności i dużej plastyczności. Dla materiałów kruchych uzyskuje się dobre wyniki tylko przy ściskaniu. Wzmocnienie masowe jest zagadnieniem typowo reologicznym i prowadzi zawsze do dużych odkształceń trwałych po parokrotnym obciążeniu elementu.

Przykłady wzmacniania masowego możemy prześledzić na podstawie aparatury Dricamera [2] przeznaczonej do badań optycznych.

Wreszcie trzeci sposób polega na wykorzystaniu zjawiska wzrostu parametrów wytrzymałościowych ciał kruchych w warunkach ciśnienia hydrostatycznego. Ten sposób znajduje zastosowanie w aparaturze typu *belt* [3], tetraedrycznej [3] oraz kubicznej [4].

Rozwiązania konstrukcyjne aparatów wysokociśnieniowych można podzielić na dwie zasadnicze grupy.

Pierwszą grupę charakteryzuje jeden kierunek przyłożonych sił zewnętrznych. Typowymi przedstawicielami tej grupy są: aparatura typu *belt*, jak również tzw. kowadła Bridgmana.

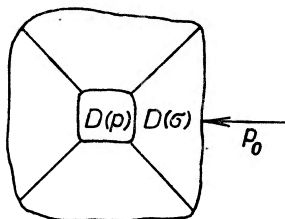
Drugą grupę aparatur charakteryzuje wielokierunkowość sił zewnętrznych. Są to aparatury: tetragonalna i kubiczna. W tym drugim typie aparatur możliwe jest uzyskanie stanu naprężeń bardziej zbliżonego do stanu hydrostatycznego, co jest bardzo istotne z punktu widzenia interpretacji uzyskanych wyników.

Wprowadzić też można podział aparatur wysokociśnieniowych ze względu na liczbę kowadeł (tłoczków) — na: jedno- i dwukowadłowe (grupa pierwsza) oraz cztero- i sześciokowadłowe (grupa druga).

W dalszej części artykułu będzie omawiany problem wzmacniania mechanicznego aparatur wielokowadłowych — tetragonalnej i kubicznej.

Zagadnienia wstępne

Wyobraźmy sobie, że otoczenie obszaru, w którym chcemy wytworzyć bardzo wysokie ciśnienie, stanowi zbiór elementów (kowadeł) (rys. 1), których powierzchnie boczne pasują do siebie. W ten sposób obszar wysokiego ciśnienia (oznaczony symbolem $D(p)$) otoczony jest obszarem materiału nieciągnym w płaszczyznach styku kowadeł, w materiale wytwarza się stan naprężeń scharakteryzowany w każdym punkcie tensorem naprężeń σ_{ij} . Obszar ten oznaczmy przez $D(\sigma)$. Na granicy obszaru $D(\sigma)$ wytwarzamy naprężenie normalne do powierzchni obszaru p_0 .



Rys. 1. Schemat ideowy aparatury wielokowadłowej

Wyteżenie¹ K materiału kowadeł wewnątrz obszaru $D(\sigma)$ przy ustalonych wartościach ciśnienia w obszarze $D(p)$, naprężeń na granicy obszaru $D(\sigma)$ oraz geometrii płaszczyzn styku kowadeł, jest funkcją współrzędnych.

Mamy więc:

$$K = K(x, y, z).$$

Dla dowolnej hipotezy wyteżeniowej, wyteżenie materiału będzie wzrastało w miarę zbliżania się do obszaru $D(p)$. Jeżeli na powierzchniach bocznych kowadeł nie będą występować żadne naprężenia, to maksymalna wartość ciśnienia w obszarze $D(p)$ ograniczona jest od góry graniczną wartością wyteżenia materiału kowadła na jego powierzchni czołowej. Odpowiada to w przybliżeniu stanowi jednoosiowemu naprężeniu. Graniczna wartość ciśnienia równa jest więc w przybliżeniu wytrzymałości danego tworzywa na ściskanie.

W przypadku, gdy na powierzchniach bocznych kowadeł występują naprężenia normalne do powierzchni, maksymalne ciśnienie obszaru $D(p)$ może być dużo większe.

Autor postawił sobie za cel określenie takiego rozkładu ciśnienia na powierzchniach bocznych kowadeł, aby funkcja $K(x, y, z)$ miała stałą wartość w obszarze $D(\sigma)$.

Z doświadczeń Bridgmana i innych [5] i [6] wynika, że elementy aparatur wykonane z materiałów kruchych w warunkach wysokich ciśnień hydrostatycznych wytrzymują o wiele

¹ Hipoteza wyteżeniowa określa tzw. wyteżenie materiału, przez co należy rozumieć miarę teoretyczną powstania odkształceń trwałych w materiałach plastycznych lub pęknięć w materiałach kruchych przy dowolnym sposobie obciążenia materiału. Porównanie wyteżeń w złożonym stanie naprężenia i w jednoosiowym stanie prowadzi do warunku wytrzymałościowego. Np.: dla hipotezy maksymalnych naprężeń stycznych mamy: $\sigma_1 - \sigma_2 \leq K_{\text{dop}}$, gdzie σ_1 i σ_2 — największe i najmniejsze naprężenie główne (bliżej, patrz [8]).

większe obciążenia niż w warunkach, kiedy w tensorze naprężeń nie ma składowych odpowiadających ciśnieniu hydrostatycznemu.

Można założyć, że graniczne naprężenie K_{dop} jest uzależnione liniowo od ciśnienia p :

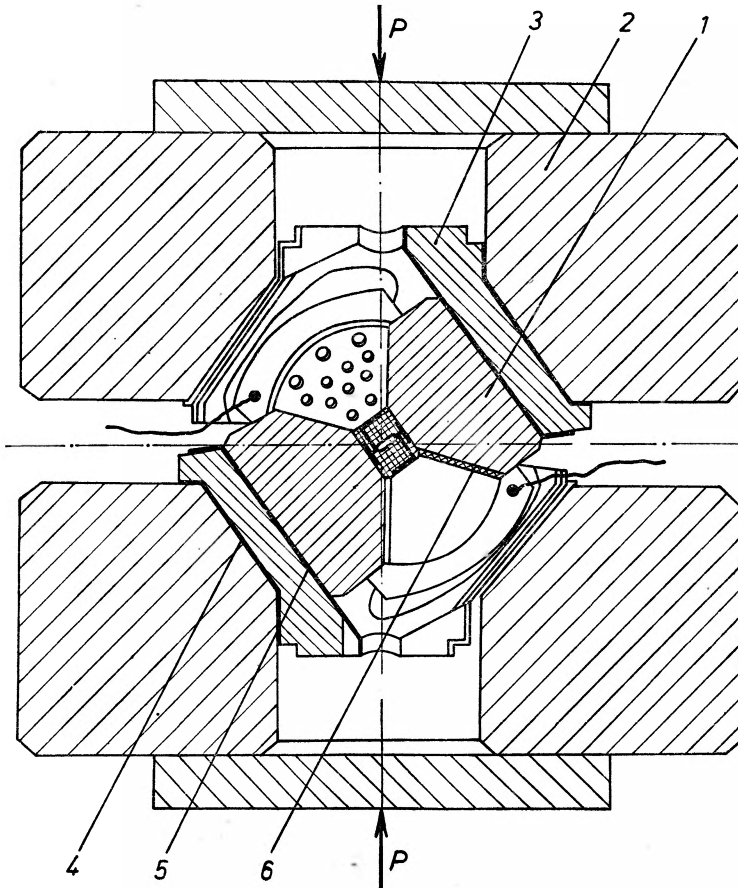
$$K_{\text{dop}} = K_0(1+rp) \quad (1)$$

gdzie: K_0 — graniczne naprężenie materiału w jednoosiowym stanie napięcia, r — ciśnieniowy współczynnik wzrostu naprężenia granicznego.

Wartości liczbowe współczynnika wzrostu naprężenia granicznego r są różne dla różnych materiałów. Z doświadczeń Bridgmana wynika, że r jest zawarte w granicach od 10^{-5} ata $^{-1}$ do 10^{-4} ata $^{-1}$.

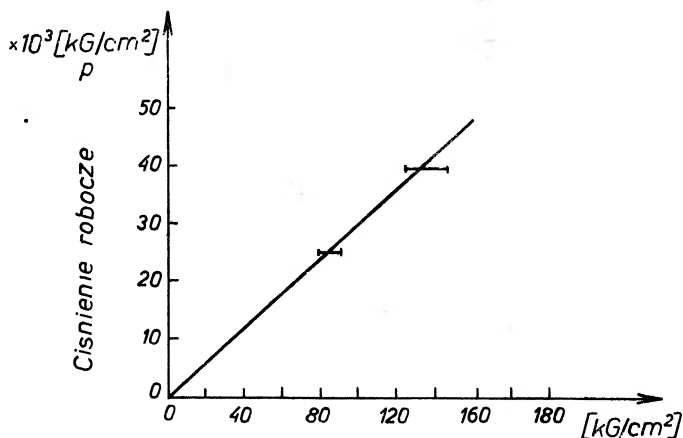
Dane doświadczalne

Rysunek 2 pokazuje schematycznie aparaturę wysokociśnieniową kubiczną zbudowaną w Katedrze Fizyki Ogólnej „B” Politechniki Warszawskiej. Jest ona podobna do aparatury zbudowanej w Amerykańskim Biurze Norm [7]. Różnica polega na zastosowaniu elementu pośredniego, zwanego tu poduszką (3) między kowadłami (1) i pierścieniami (2).



Rys. 2. Aparatura wysokociśnieniowa — kubiczna: 1 — kowadło, 2 — pierścień, 3 — poduszka, 4 — podkładka izolacyjna, 5 — podkładka przeciwna, 6 — podkładka

Poduszka gwarantuje bardziej równomierny rozkład obciążenia pierścienia (2) oraz umożliwia zastosowanie dwóch niezależnych od siebie podkładek: izolującej (4) oraz podkładki (5) umożliwiającej poślizg kowadeł (1) po poduszkach. W wykonaniu aparatury przez Amerykańskie Biuro Norm rolę tych podkładek spełnia jedna podkładka z teflonu, umieszczona w miejscu podkładki (4). W tym też wykonaniu część (1) i (3) są wykonane jako całość.



Rys. 3. Zależności ciśnienia w komorze wysokociśnieniowej od ciśnienia oleju prasy hydraulicznej

Podkładki (5) między płaszczyznami kowadeł wykonane były z tworzywa sztucznego, ukształtowane w ten sposób, aby mógł być w przybliżeniu realizowany rozkład ciśnień wyznaczony przez warunek równych wyteżeń dla punktów obszaru $D(\sigma)$.

Aparaturę przecechowano przy pomocy przejść fazowych bizmutu i talu (rys. 3). Opisana aparatura kubiczna wykazuje pewną niedogodność w eksploatacji, polegającą na nierównomiernym przesuwaniu się poszczególnych kowadeł. Niedogodność tę może usunąć tylko niezależny nacisk na wszystkie kowadła.

Podstawy obliczeniowe

Stan naprężeń kowadła w czasie pracy aparatury jest bardzo złożony. Z konieczności przyjmujemy szereg założeń upraszczających, rezygnując z bardziej dokładnego rozwiązania problemu.

Rozpatrzmy równowagę jednego kowadła w czasie pracy aparatury przy następujących założeniach:

a) w przekrojach prostopadłych do osi kowadła panuje jednorodny stan naprężeń,

b) na powierzchniach bocznych kowadeł panuje stan naprężeń normalnych do powierzchni. Naprężenia te będziemy nazywać dalej ciśnieniami wzmacniającymi.

Biorąc pod uwagę siły działające na wyodrębniony element kowadła (rys. 4) w kierunku jego osi, z warunku równowagi otrzymamy

$$\sigma F = (\sigma + d\sigma)(F + dF)p dF, \quad (2)$$

po uproszczeniu zaś i odrzuceniu wyrazów małych drugiego rzędu:

$$\frac{-dF}{F} = \frac{d\sigma}{\sigma - p}, \quad (3)$$

gdzie: σ — naprężenie normalne (średnie) w przekroju $A-A$, F — pole przekroju $A-A$.

Dla aparatury kubicznej (patrz rys. 4):

$$F = [2(a-x)\operatorname{tg}\alpha]^2. \quad (4)$$

Równanie (3) po uwzględnieniu wyrażenia (4) przepisujemy teraz w postaci:

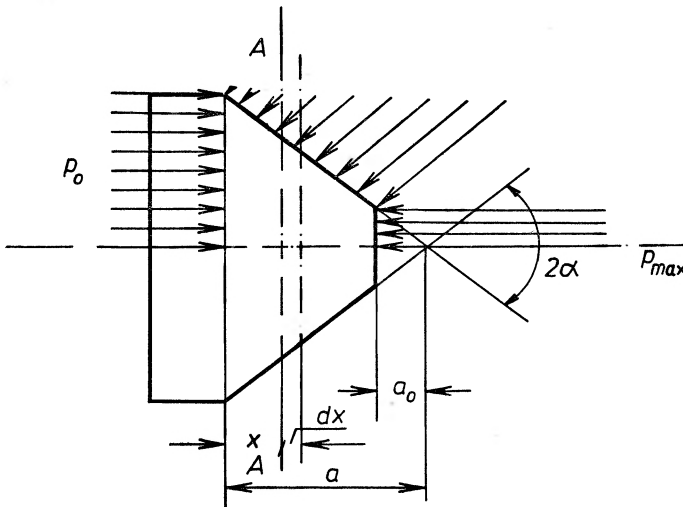
$$2 \frac{dx}{a-x} = \frac{d\sigma}{\sigma-p}. \quad (5)$$

Przyjmując hipotezę wyteżeniową maksymalnych naprężeń stycznych, warunek równego wyteżenia w całym obszarze $D(\sigma)$ napiszemy w postaci:

$$\frac{\sigma - p \cos \alpha}{1 + r p \cos \alpha} = K_0. \quad (6)$$

W równaniu tym czynnik $(1 + r p \cos \alpha)$ prowadzi do pewnej modyfikacji hipotezy maksymalnych naprężeń stycznych. Wynika to z omawianych wyżej doświadczeń Bridgmana.

Jak wiadomo, symetryczny tensor naprężeń σ_{ij} daje rozłożyć się na: tensor kulisty (aksjator) oraz na drugą część zwaną dewiatorem. Uważa się, że warunek plastyczności wyraża się pewną funkcją niezmienników dewiatora naprężeń. Wybór tej funkcji jest przedmiotem zagadnienia hipotezy wyteżeniowej.



Rys. 4. Schemat obciążenia kowadła

Doświadczenie mające na celu określenie wytrzymałości na ściskanie materiałów kruchych w warunkach wysokich ciśnień, dowodzą wzrostu wartości granicznych w zależności od ciśnienia, tj. od naprężeń określonych tensorem

$$\begin{vmatrix} -p & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{vmatrix}$$

a nie tensorem kulistym określonym przez naprężenie średnie

$$\begin{vmatrix} \sigma_{\text{sr}} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\text{sr}} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\text{sr}} \end{vmatrix}.$$

Dlatego w równaniu (6) występuje wyrażenie $p \cos \alpha$, a nie $\frac{\sigma + 2p \cos \alpha}{3}$.

Z równania (6) możemy wyznaczyć p i po wstawieniu do równania (5) otrzymamy pierwsze równanie zasadnicze:

$$\frac{du}{mu} = -2 \frac{dz}{z}, \quad (7)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} u &= \sigma(m+n), \\ m &= 1 - \frac{1}{\cos \alpha (1+rK_0)} \\ n &= \frac{K_0}{\cos \alpha (1+2rK_0)} \\ z &= a-x. \end{aligned}$$

Po rozwiązaniu równania (7) i po wykorzystaniu warunków brzegowych (dla $x = 0$ $\sigma = p_0 = K_0$) otrzymamy wyrażenie na σ w postaci:

$$\sigma = \frac{K_0}{(1+rK_0) \cos \alpha - 1} \left[(1+rK_0) \cos \alpha \left(\frac{a}{a-x} \right)^2 \frac{(1+rK_0) \cos \alpha - 1}{(1+rK_0) \cos \alpha} - 1 \right]. \quad (8)$$

Wyznaczając z równania (6) σ i po wstawieniu otrzymanego wyrażenia do równania (5) otrzymamy zasadnicze drugie równanie:

$$\frac{k du}{m_1 u} = -2 \frac{dz}{z}, \quad (9)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} k &= \cos \alpha (1+rK_0), \\ u &= p m_1 + n_1, \\ m_1 &= (1+rK_0) \cos \alpha - 1, \\ n_1 &= K_0. \end{aligned}$$

Po rozwiązaniu równania (9) i po wykorzystaniu warunków brzegowych (dla $x = 0$ $p = 0$) otrzymamy wyrażenie na p w postaci:

$$p = \frac{K_0}{(1+rK_0) \cos \alpha - 1} \left[\left(\frac{a}{a-x} \right)^2 \frac{(1+rK_0) \cos \alpha - 1}{(1+rK_0) \cos \alpha} - 1 \right]. \quad (10)$$

Uwagi końcowe

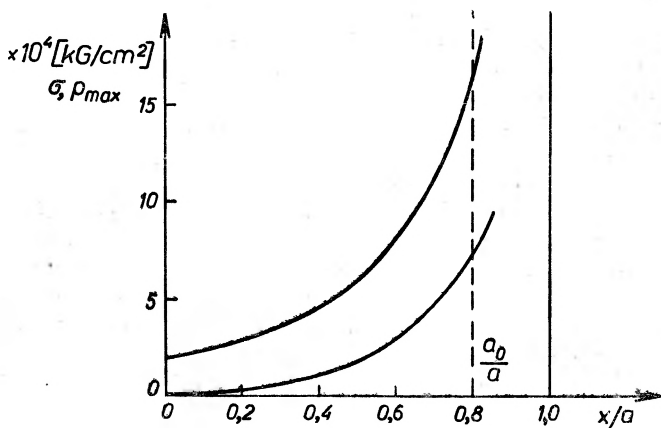
Rys. 5 przedstawia graficzne odwzorowanie funkcji (8) i (10). Z odwzorowania tego wynika, że naprężenia rosną dość szybko. Wartość naprężeń dla $x = a - a_0$ określa dopuszczalne ciśnienia w komorze wysokich ciśnień. Należy przypuszczać, że zachowując ściśle rozkład ciśnień wzmacniających określonych równaniem (10) można uzyskać bardzo duże ciśnienia.

Kowadła opisywanej aparatury wykonane zostały nie z węglików spiekanych, lecz ze stali.

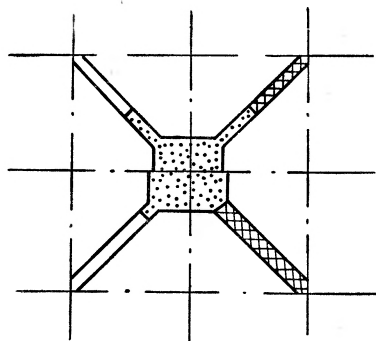
Uzyskane maksymalne ciśnienie, jak należy sądzić z krzywej wywzorcowania (patrz rys. 3) o wiele przekracza dopuszczalną wartość naprężenia przy ściskaniu w jednoosiowym stanie naprężeń. Szybki wzrost dopuszczalnych naprężeń (równanie (8)) tłumaczy dlaczego kowadła aparatury wytrzymują duże naciski, mając tylko niewielki obszar $D(\sigma)$. Granice tego obszaru określa wypływająca lawa z komory wysokiego ciśnienia. Obszar ten zwiększa się przy zastosowaniu specjalnie wyciętych naroży. Rys. 6 pokazuje schematycznie stan początkowy komory wysokociśnieniowej (część dolna rysunku) oraz po wytworzeniu ciśnienia w obszarze $D(p)$ w fazie końcowej eksperymentu (część górna rysunku).

Jeżeli materiał, z którego wykonano kowadła nie wykazuje wzrostu wytrzymałości na ściskanie w warunkach ciśnienia hydrostatycznego ($r = 0$), uzyskuje się następujące wartości graniczne:

$$\sigma_{\max} = \frac{K_0}{1 - \cos \alpha} \quad \text{oraz} \quad P_{\max} = \frac{K_0}{1 - \cos \alpha}.$$



Rys. 5. Wykres naprężeń normalnych σ oraz ciśnienia wzmacniającego kowadła — p w zależności od stosunku $\frac{x}{a}$



Rys. 6. Schemat komory aparatury kubicznej

On the Problem of Strengthening of Multi-Anvil High Pressure Apparatus

Abstract: One of the main problems in the construction of high pressure apparatus is the question of mechanical strengthening of those parts of the apparatus which during the operation are subjected to greatest loads.

In the paper main methods of strengthening applied up to now have been discussed, as well as a new method developed by the author. The latter method has been discussed on the basis of a multi-anvil (cubic) apparatus constructed by the author.

The principle on which the method is based is the application of the effect observed by Bridgman that the compressive strength of brittle materials increases for high hydrostatic

pressures. The distribution of the strengthening pressures on lateral faces of the anvils has been programmed in such manner that the effort of the anvil material in each point is constant and does not exceed the maximum permissible value.

Literatura

- [1] R. Wiśniewski, *Postępy Fizyki*, **13**, 665—670 (1962).
- [2] R. A. Titch, T. E. Slykhouse and H. G. Drickamer, *J. Opt. Soc. Amer.*, **47** (1957).
- [3] H. T. Hall, *Rev. Sci. Instrum.*, **29** (1958).
- [4] C. Houck and U. O. Hulton, *Correlation of Factors Influencing the Pressure Generated in Multi-Anvil Devices*. High Pressure Measurement Symposium, New York City, November 1962, Butterworths Washington 1963.
- [5] P. W. Bridgman, *Issledowanija bolszych plasticzeskich dieformacji i razrywa*. Izdat. Inostranoj Litieratury, Moskwa 1955.
- [6] P. W. Bridgman, *J. Appl. Phys.*, **12**, 461 (1941).
- [7] R. A. Paquin and E. Gregory, *Modification and Calibration of Tetrahedral Anvil Apparatus*. High Pressure Measurement Symposium, New York City, November 1962. Butterworths Washington 1963.
- [8] W. Szczepiński, *Teoria obróbki plastycznej metali*, PWN, Warszawa 1964.

H. Bondi: **Cosmology**. (Kosmologia. tłum. E. Białas i A. Białas), s. 235, Warszawa 1965

Książka ta składa się z trzech części. W pierwszej omówione są zasady kosmologii, w drugiej wnioski wynikające z obserwacji zarówno astronomicznych, jak i czysto fizycznych, w trzeciej zaś są, w sposób zwięzły lecz wyczerpujący, streszczone najważniejsze teorie kosmologiczne.

Punktem wyjścia rozważań autora jest określenie związku między fizyką a kosmologią, co czyni na samym początku. Następnie szczegółowo omawia pojęcie zasady kosmologicznej, wyraźnie precyzując czym ona jest zarówno z punktu widzenia fizyka, jak i filozofa. W dalszym ciągu omawiając jakie znaczenie dla kosmologii mają wyniki obserwacji praw i zjawisk przyrody dokonywane przez obserwatorów na ziemi, podkreśla autor w szczególności rolę wyników obserwacji jasności nocnego nieba, odległych mgławic, przesunięcia ich widma ku czerwieni oraz omawia problem bezwładności. Następnie w oparciu o te dane obserwacyjne omawia poszczególne teorie kosmologiczne, a mianowicie: kosmologię newtonowską, relatywistyczną, (kinematyczną teorię względności), teorię stanu stacjonarnego oraz teorie kosmologiczne Eddingtona, Diraca i Jordana. Książkę kończy krótki przegląd obecnego stanu kosmologii.

Książka jest napisana bardzo jasno i interesująco. Tłumaczenie jest w zupełności poprawne, jego styl bardzo gładki. Dzięki nieprzetadowaniu nurtu rozważań balastem matematycznym, może być ona studiowana zarówno przez fizyków z zawodu, jak również czytana z pożytkiem i ze zrozumieniem przez ludzi parających się zagadnieniami kosmologicznymi z amatorstwa. W szczególności można ją polecić filozofom zajmującym się tymi problemami i pragnącym pogłębić swe fizyczne wiadomości na ten temat. Zatem można ją polecić wszystkim interesującym się kosmologią i posiadającym podstawowe wiadomości z astronomii i teorii względności.

Zbigniew Borelowski

J. Hurwic: **Budowa materii**, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1964, stron 196, cena 20 zł

Książka Józefa Hurwica stanowi zwięzły wykład najważniejszych zagadnień dotyczących struktury atomu i drobin, mogąc zainteresować nie tylko fizyków i chemików, lecz także przyrodników w najszerszym tego słowa znaczeniu, lekarzy, rolników, a także techników oraz innych ludzi śledzących rozwój nauk przyrodniczych. Książka jest napisana łatwo, stylem zwięzłym i przystępnym dla najszerszych rzesz czytelników, nie znających aparatu matematycznego. Informując o najnowszych osiągnięciach nauki autor odwołuje się do intuicji czytelnika, nie raz stawia mu przed oczy przybliżony model geometryczny tam, gdzie nie może się posłużyć precyzyjnym formalizmem matematycznym.

Budowa materii składa się z trzech części. W pierwszej z nich są podane podstawowe zagadnienia związane ze strukturą jądra atomowego. Tak więc są tu opisane składniki jądra atomowego oraz jego własności, kroplowy oraz warstwowy model jądra atomowego, rozpad promieniotwórczy, właściwości promieniowania jądrowego i jego detekcja, szeregi promieniotwórcze, rozszczepienie jąder i reaktor, siły jądrowe, cząstki elementarne i ich klasyfikacja, akceleratorzy i reakcje jądrowe.

Część druga obejmuje charakterystykę powłoki elektronowej atomu, przedstawioną na tle układu periodycznego pierwiastków. Jest tu opisane atomowe i jonowe widmo emisyjne, widmo absorpcyjne, jest mowa o strukturze subtelnnej, multipletowej i nadsubtelnej linii widmowych oraz o wpływie zewnętrznego pola magnetycznego i elektrycznego na promieniowanie atomów. Jest wzmianka o parametrach określających natężenie linii widmowej oraz o czynnikach decydujących o jej szerokości. Wspomina wreszcie autor o strukturze wewnętrznych powłok elektronowych, o charakterystycznym i ciągłym widmie promieni Roentgena.

Trzecia część książki jest poświęcona omówieniu budowy drobin chemicznych. Jest tu mowa o typach wiązania atomów w drobinie, o stereochemii związków węgla, o teorii mezo-merii, rezonansu oraz o metodzie orbitali atomowych i cząsteczkowych, jak również o teorii kwantyku. Jest podany pobieżny przegląd doświadczalnych metod badania budowy cząsteczek, omówiona polaryzacja drobin i ich moment dipolowy, są opisane poziomye energetyczne cząsteczek oraz widma elektronowe, rotacyjno-oscylacyjne i ramanowskie.

Książka Józefa Hurwica, jak to autor sam stwierdza w przedmowie, stanowi materiał trzech rozdziałów większego podręcznika chemii fizycznej. Nie jest to wyczerpujący, dokładny i teoretycznie precyzyjny opis zagadnień budowy materii. Jest ona przeznaczona dla czytelników nie znających współczesnej fizyki. Zapoznaje ich z najważniejszymi problemami i pobudza do bliższych studiów w oparciu o literaturę podaną na końcu każdego rozdziału. W tym też sensie omawiana książka świetnie spełnia swoje zadanie.

Danuta Kunisz

R. Resnick, D. Halliday: *Physics for Students of Science and Engineering*, New York 1963 — *Fizyka dla studentów nauk przyrodniczych i technicznych*. Tom I. PWN, Warszawa 1965. Tłum. W. Ratyński i Teresa Korgowd

Wydany w 1965 r. przez PWN pierwszy tom podręcznika Resnicka i Hallidaya zawiera następujące rozdziały: wiadomości pomocnicze odnoszące się do działań nad wektorami, kinematykę punktu, dynamikę punktu, rozdziały o pracy, energii i pędzie. Dalej następują rozdziały, w których rozpatrzone są zderzenia kul, wyłożona kinematyka i dynamika ruchu obrotowego, zasada zachowania krętu, statyka ciała sztywnego, drgania harmoniczne, grawitacja, statyka i dynamika cieczy i gazów, nauka o falach, akustyka, ciepło, kinetyczna teoria gazów oraz zasady termodynamiki. Drugi tom, jeszcze nie wydany, zawiera naukę o elektryczności i magnetyzmie, o świetle oraz krótkie rozdziały o kwantach energii i falowych własnościach materii. Poniższe uwagi odnoszą się tylko do tomu pierwszego.

Książka jest nadzwyczaj żywo i interesująco napisana w przeciwieństwie do wielu podręczników zawierających często tylko suchy wykład zasad i praw fizyki. W wykład klasycznych rozdziałów fizyki wplecione są liczne przykłady z najnowszych osiągnięć nauki i techniki, jak np. zagadnienia odnoszące się do własności jąder atomowych i cząstek elementarnych, problemów związanych ze sztucznymi satelitami Ziemi itp.

W podręczniku stosują autorowie rachunek różniczkowy i całkowity. Piszą również równania różniczkowe odnoszące się do niektórych zagadnień, lecz ich nie rozwiązują przytaczając tylko wyniki ich całkowania.

Jak piszą w przedmowie autorowie, wiele zagadnień chcieli potraktować głębiej niż było dotąd w wyczerpującej. To pociągnęło za sobą ograniczenie lub nawet całkowite pominięcie innych rozdziałów fizyki, takich jak napięcie powierzchniowe, kalorymetria, zmiany stanu skupienia itd.

Na początku podają autorowie dość zwięzłą teorię wektorów, zawierającą również definicje iloczynu skalarnego i wektorowego. Następnie idzie kinematyka, której pojęcia są wyjaśnione i zdefiniowane. Oczywiście kinematyka jest już tak opracowana, że wykład jej niewiele się różni w rozmaitych podręcznikach. Toteż i tu wykład nie odbiega od tradycyjnego. Potem idzie dynamika w ujęciu również tradycyjnym, rozpoczynającym od I zasady Newtona. Zawiera króciutki, lecz interesujący wstęp historyczny. Następnie wprowadzają autorowie pojęcie siły i formułują drugą i trzecią zasadę Newtona.

Po rozdziałach o pracy i energii i zasadzie zachowania pędu następuje kinematyka i dynamika ruchu obrotowego, dalej zasada zachowania momentu pędu, wreszcie statyka ciała sztywnego oraz rozdział o ruchu harmonicznym. Słusznie zaczynają go autorowie od równania różniczkowego drgania, chociaż później przytaczają również związek między ruchem harmonicznym i ruchem po obwodzie koła. Dydaktycznie nie jest to szczęśliwe powiązanie, gdyż później studentom stale kojarzą się te dwa ruchy. Dość krótko piszą autorowie o drganiu zanikającym i wymuszonym oraz o zjawisku rezonansu.

Ciekawie i obszernie ujęty jest rozdział o grawitacji, który rozpoczyna bardzo interesujący wstęp historyczny. Rozdział jest dość szczegółowy, rozpatrują w nim autorowie zagadnienia rozwiązane przez Newtona przyciągania ciał przez warstwę kulistą oraz kulę. Wprowadzają autorowie pojęcie pola grawitacyjnego, natężenia pola i potencjału.

Z dalszych rozdziałów interesujący jest zarys kinetycznej teorii gazów rozwinięty nieco szerzej niż zazwyczaj, rozpoczynający się również wstępem historycznym. Zawiera wyprowadzenie wzoru na ciśnienie gazu, ciepło właściwe gazu doskonałego, zasadę ekwipartycji energii, następnie rozdziały o średniej drodze swobodnej, rozkładzie prędkości drobin gazu, ruchach Browna, równaniu van der Waalsa.

W termodynamice prócz sformułowania pierwszej zasady oraz rozpatrzenia cyklu Carnota znajduje się również rozdział o entropii i powiązaniu tego pojęcia z prawdopodobieństwem stanu.

Jedną z największych zalet książki jest bardzo duża liczba zadań oraz pytań, których przeznaczeniem nie jest powtórzenie materiału, lecz wysnuwanie samodzielnych wniosków. Zadania w wielu przypadkach powiązane są z zagadnieniami fizyki atomowej. Tak np. po zasadzie zachowania pędu i rozpatrzeniu zderzeń kul znajdujemy takie zadania, jak na str. 245: Znaleźć względne zmniejszenie się energii kinetycznej neutronu w zderzeniach z jądrami atomów ołowiu, węgla i wodoru, lub np. na str. 281: Cząstka α jest emitowana przez jądro uranu 238 z daną prędkością i energią. Znaleźć prędkość odrzutu powstałego jądra toru 234. Wiele podobnych przykładów można by przytoczyć. Liczne zadania są szczegółowo rozwiązane w tekście. Służą one jako wzory, jak należy postępować przy rozwiązywaniu zadań.

Również wielką zaletą książki jest obfitość pytań zmuszających do zastanawiania się i do wyciągania samodzielnych wniosków z poznanych praw. Podaję parę przykładów: „Czy ciało, którego wektor prędkości równa się zeru, może mieć przyspieszenie?” „Dwa ciała, ciężkie i lekkie mają równe energie kinetyczne. Które z nich ma większy pęd?” „Czy orbita, po której porusza się satelita (Ziemi) może być trwała, jeżeli płaszczyzna, na której leży ta orbita nie przechodzi przez środek Ziemi? Wyjaśnić.“ „Przyjmujemy obecnie, że wszystkie siły należą do jednej z czterech kategorii: jądrowe (bardzo silne), elektromagnetyczne (silne), siły Fermiego albo oddziaływania słabe, takie jak w rozpadzie beta (słabe) i grawitacyjne (bardzo słabe). Do jakiej grupy zaliczyć można siły tarcia i siły elastyczne?”

Oczywiście podręcznik ma również pewne słabe strony. Jedną z nich jest nierównomierne traktowanie materiału, co zresztą autorowie zrobili celowo, aby móc szerzej rozwinąć niektóre działy. Mechanika zajmuje stosunkowo dużą część podręcznika. Krócej jest potraktowana dynamika cieczy i gazów. Nauka o cieple jest nie tylko bardzo zwięzła, ale w ogóle nie zawiera wielu rozdziałów, jak np. o topnieniu i parowaniu. Brak jest ważnego rozdziału o właściwościach par. Również brakiem jest może to, że nie ma choćby bardzo krótkiego rozdziału o teorii względności. Wprawdzie w mechanice podana jest zależność masy od prędkości oraz słynny wzór Einsteina odnoszący się do związku między masą i energią $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$, ale bez żadnego wyprowadzenia.

Pewną wadą jest stosowanie niektórych rzadko używanych oznaczeń wielkości fizycznych. Autorowie oznaczają ciężar przez W , moment siły — τ , energię kinetyczną — K , moment pędu — L , przemieszczenie — d , sprawność silnika — e .

Mimo te pewne braki trzeba uznać podręcznik za bardzo wartościowy. Może przyczynić się do podniesienia poziomu nauczania w wyższych uczelniach.

Nie można natomiast uznać tłumaczenia książki za poprawne. Trudno jest nawet zrozumieć, skąd się wzięły niektóre usterki językowe. Wygląda to tak, jak gdyby tłumacze nie kształcili się w polskiej szkole. Tak w wielu miejscach równie pochyłą nazywają klinem. Na str. 66 np. piszą: „Galileusz pierwszy dowiódł, że kula tocząca się po klinie podlega tym samym prawom, co w przypadku spadku swobodnego. Klin służył do redukcji przyspieszenia ziemskiego“. Podobnie na str. 117, w przykładzie 4: „Przeanalizujmy ruch bloku po gładkim klinie“. Na str. 118: „Wygodnie jest wybrać oś x wzdłuż powierzchni klina“. Na str. 120 zamiast pisać „ciado i krążek“ piszą: „blok i blocek“.

Na str. 92 piszą, że prędkość cząstki v względem układu (xy) jest sumą wektorową prędkości v' cząstki względem układu „primowanego“ i prędkości u układu „primowanego“ względem „nieprimowanego“. Silnik cieplny nazywają „maszyną cieplną“, drgania skrotne — „drganiami torsyjnymi“, wyrazy równania — „członami“, „różniczkują po czasie“ zamiast „względem czasu“ itd. A przecież łatwo zajrzeć do podręczników polskich i sprawdzić, jakie terminy są w tych przypadkach używane.

Te usterki językowe należałoby w następnych wydaniach poprawić. Również należałoby dopilnować, aby tłumaczenie drugiego tomu było poprawniejsze.

M. Jeżewski

Adam Strzałkowski: **Wstęp do fizyki jądra atomowego.** — Skrypt. Nakład Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków 1966, str. 405

Skrypt składa się z dwóch części. Pierwsza podaje metody doświadczalne fizyki jądrowej. Druga opisuje własności jądra atomowego i zjawiska z nim związane. W pierwszej części skryptu autor zapoznaje czytelnika z metodami detekcji promieniowania jądrowego, pokazując jak można korzystając z najnowszych osiągnięć współczesnej techniki, liczyć poszczególne

cząstki tego promieniowania oraz obserwować tory ich ruchu. Rozdział ten poprzedzony jest zwięzłym wykładem poświęconym oddziaływaniu promieniowania jądrowego z materią. Następnie zapoznajemy się z zastosowaniem metod detekcji promieniowania jądrowego w spektrometrii ciężkich cząstek naładowanych, elektronów, promieni γ oraz neutronów. W drugiej połowie pierwszej części skryptu autor zajmuje się metodami wytwarzania promieniowania jądrowego, w zwięzły, ale bardzo interesujący sposób wprowadzając czytelnika w świat coraz to większych urządzeń, akceleratorów o rozmiarach dochodzących do setek metrów. Rozdział kończy zestawienie metod eksperymentalnych dla badania własności jąder atomowych w stanie podstawowym.

Druga część skryptu rozpoczyna się opisem własności jąder atomowych w stanie podstawowym. Następnie wyłożony jest współczesny pogląd na oddziaływanie nukleon—nukleon, w oparciu o własności fizyczne deuteronu, rozpraszanie nukleon—nukleon przy niskich energiach oraz przy wysokich energiach. Autor uwzględnia zarówno fenomenologiczne podejście do zagadnienia, polegające na próbie znalezienia potencjału opisującego oddziaływanie nukleon—nukleon, jak i próby stworzenia teorii — mezonowej teorii sił jądrowych. Część pt. *Własności układów wielonukleonowych* jest poświęcona strukturze jąder atomowych. Autor wprowadza pojęcie modelu jądra atomowego i pokazuje jak drogą kolejnych przybliżeń poprzez model kropłowy, model powłokowy, model kolektywny fizyka zbliża się do teorii jądra atomowego. Stworzenie teorii jądra atomowego jest możliwe jedynie na drodze ustawicznej konfrontacji myśli teoretycznej z faktami doświadczalnymi. Autor wskazuje na źródła tych faktów doświadczalnych, a to na spektrometrię jądrową i reakcje jądrowe. Zwłaszcza te ostatnie są w ostatnich latach płodne w informowaniu nas o własnościach materii jądrowej i autor poświęca im dość dużo uwagi. Opisując mechanizm elastycznego rozpraszania, reakcji bezpośredniego oddziaływania i reakcji idących przez jądro złożone, autor podkreśla walory poznawcze tych zjawisk i ich powiązanie ze strukturą materii jądrowej oraz naturą oddziaływań w materii jądrowej. Koniec drugiej części skryptu poświęcony jest słabym oddziaływaniom i teorii rozpadu beta oraz rozpadu mezonów.

Autor poprzedził swój skrypt rozdziałem, w którym omawia ogólne własności atomu i wprowadza cząstki elementarne. Skrypt kończą tablice najważniejszych stałych jądrowych.

Zanim przystąpię do oceny skryptu A. Strzałkowskiego, chciałbym najpierw zwrócić uwagę na jego miejsca budzące moim zdaniem pewne zastrzeżenia.

Pisząc o obszarze ograniczonej proporcjonalności nie wystarczy napisać, że wzmocnienie gazowe nie jest tam stałe, należy dodać — zmienia się z energią cząstek (str. 55).

Moim zdaniem liczniki iskrowe nie należą do obszaru pracy Geigera-Müllera, a do obszaru wyładowań ciągłych (przez te liczniki płynie stały prąd) (str. 56).

Wydaje mi się, że czas przelotu fotonu dla bazy 27 m powinien być dłuższy (str. 89).

Zdanie przedostatnie na stronie 247 (czwarty wiersz od dołu) jest niezbyt jasno sformułowane. Podobnie ze zwrotem — płaszczyzny płaskie (str. 95).

Autor podaje terminy fizyczne — zmiany somatyczne (str. 32) i czułość emulsji (str. 45) nie podając ich znaczenia.

Wydaje mi się, że nazwa „komora scyntylicyjna“ jest często, lub częściej używana niż detektor z przetwornikiem obrazu (str. 50).

Moim zdaniem, dla uniknięcia nieporozumień, autor powinien zaznaczyć, że komór pęcherzykowych nie można sterować licznikami (str. 44).

Autor dość szczegółowo omawia warunki ogniskowania cząstek w cyklotronie z azymutalną wariacją pola i w akceleratorze liniowym. Byłoby może pożądanym podać warunki ogniskowania radialnego, osiowego i fazy dla zwykłego cyklotronu.

Wydaje mi się, że układ środka masy powinien być wcześniej wprowadzany, a nie dopiero na str. 342, bo autor wypowiada wcześniej pewne stwierdzenie prawdziwe tylko w tym układzie. Można by sugerować, by skrypt zakończył podaniem krótkiego wykazu uzupełniających podręczników.

Oceniając skrypt *Wstęp do fizyki jądrowej* należy podkreślić jego wybitnie nowoczesny charakter i encyklopedyczność zawartych w nim wiadomości. Stanowi on bardzo kompletny, a jednocześnie zwięzły wykład o stanie aktualnej, dzisiejszej wiedzy o jądrze atomowym oraz przegląd najnowocześniejszych eksperymentalnych metod fizyki jądrowej.

Skrypt A. Strzałkowskiego został napisany z myślą o nowym programie studiów fizyki, zgodnie z którym wykład *Wstęp do fizyki jądrowej* ma stanowić podbudowę obszerniejszego wykładu — *Eksperymentalna fizyka jądrowa* dla studentów specjalizacji — fizyka jądrowa, a jednocześnie ma być jedynym źródłem wiadomości o tym przedmiocie dla studentów innych specjalności.

Dzięki wspomnianej już encyklopedyczności skrypt ten daje bardzo dobry pogląd na całokształt zagadnień fizyki jądrowej, co ma duże znaczenie szczególnie dla studentów innych specjalizacji.

Jednocześnie skrypt ten daje doskonałą podbudowę do dalszych studiów w zakresie fizyki jądrowej. Metody eksperymentalne fizyki jądrowej zostały tutaj omówione wyczerpująco, pozwalając nie powracać do nich w dalszych wykładach specjalizacji — *fizyka jądrowa*, a druga

część skryptu ułatwia znacznie lepsze zrozumienie bardziej szczegółowego wykładu poświęconego własnościom materii jądrowej.

Skrypt A. Strzałkowskiego jest napisany w sposób oryginalny i bardzo jasny. Mimo zwięzłości unika skrótów myślowych i językowych, co jest wadą wielu skryptów.

Autor umiejętnie i wystarczająco wprowadził w wykładach konieczny aparat fizyki teoretycznej, dzięki czemu nie wymaga on specjalnego przygotowania z zakresu mechaniki kwantowej.

Skrypt *Wstęp do fizyki jądrowej* zawiera materiał, który można i należy wyłożyć zgodnie z nowym programem studiów fizyki w ramach jednorocznego kursu w wymiarze 2 godziny tygodniowo.

Skrypt A. Strzałkowskiego jest pierwszym opracowaniem tego rodzaju w literaturze polskiej i najnowocześniejszym w literaturze światowej. Będzie on stanowił doskonałą pomoc dla studentów fizyki i studentów kierunków technicznych, jak również dla wykładowców powyższych kierunków studiów.

Kazimierz Grotowski

Nagroda im. Lenina

Nagrodę im. Lenina w dziale nauki otrzymał w tym roku E. F. Gross, profesor Uniwersytetu Leningradzkiego, członek Akademii Nauk ZSRR, za badania widm excytonowych związków półprzewodnikowych.

E. F. Gross jest wybitnym specjalistą w dziedzinie badań optycznych półprzewodników, a przede wszystkim jest odkrywcą widma excytonowego w kryształach Cu_2O .

Nagroda dla Giacconiego

Nagrodę im. Heleny B. Warner, przyznaną przez Amerykańskie Towarzystwo Astronomiczne, otrzymał w tym roku Riccardo Giacconi za pionierskie prace w dziedzinie astronomii promieni X.

Eksperymenty, które Giacconi zaprojektował przy współpracy H. Gursky'ego, F. Paoliniego i B. Rossiego, doprowadziły do odkrycia promieniowania X pochodzenia galaktycznego. Używając w latach 1962 i 1963 liczników Geigera umieszczonych na raketach Aerobee, Giacconi wykrył silny strumień promieniowania X z konstelacji Skorpiona. Przed odkryciem galaktycznych promieni X jedynym znanym w astronomii źródłem tego promieniowania była korona słoneczna. Obecnie znane jest już 12 innych astronomicznych źródeł promieniowania X, jednak przyczyny ich powstawania nie są jeszcze dostatecznie wyjaśnione.

Giacconi skonstruował również specjalny teleskop promieni X, wykorzystując całkowite zewnętrzne odbicie przy padaniu styczonym. Za pomocą tego urządzenia wykonano fotografie rentgenowskie Słońca.

Giacconi urodził się w Genui, studiował w Mediolanie, gdzie doktoryzował się w 1954 r. Później przeniósł się do Stanów Zjednoczonych, wykładał na Uniwersytetach Indiana i Princeton, obecnie pracuje w American Science and Engineering Inc.

Courant członkiem Akademii Nauk ZSRR

Richard Courant, profesor emerytowany Uniwersytetu Nowojorskiego, jeden z najwybitniejszych specjalistów w dziedzinie

matematyki stosowanej, został wybrany na członka zagranicznego Akademii Nauk ZSRR.

Menon dyrektorem Tata Institute

M. G. K. Menon został wybrany dyrektorem Instytutu Badań Podstawowych im. Tata w Bombaju. Poprzednim dyrektorem był niedawno tragicznie zmarły H. J. Bhabha.

Nowe władze EANDC

Europejsko-Amerykański Komitet Danych Jądrowych (*European-American Nuclear Data Committee — EANDC*) wybrał nowe władze na kadencję 1966/67. Przewodniczącym został G. C. Hanna (Chalk River, Kanada), a sekretarzami naukowymi — W. W. Havens (Columbia University, USA) i P. Weinzierl (Studien-gesellschaft für Atomenergie, Sieberdorf, Austria).

Dirac z wizytą w Stony Brook

Znakomity fizyk teoretyk P. A. M. Dirac (Cambridge) przyjął zaproszenie Uniwersytetu Stanu Nowy Jork w Stony Brook i na wiosnę tego roku spędzi tam miesiąc, prowadząc wykłady na temat zagadnień fizyki kwantowej i biorąc udział w pracach badawczych tego ośrodka.

W Niemczech więcej pieniędzy na naukę

Wydatki rządu NRF, przeznaczone na rozwój nauki, wzrosną w 1966 r. o 30% w porównaniu z 1965 r. Budżet Ministerstwa Badań Naukowych przekracza miliard marek, z tego ponad 307 milionów przeznaczone jest dla uniwersytetów i innych wyższych uczelni, 422 miliony na badania w dziedzinie pokojowych zastosowań energii jądrowej, a 211 milionów na badania przestrzeni kosmicznej łącznie z budową niemieckiego satelity Ziemi.

Drapacz dla fizyki ciała stałego

Uniwersytet Południowej Kalifornii buduje wielopiętrowy gmach o powierzchni 95400 m² przeznaczony na pracownie badawcze i dydaktyczne dla fizyki ciała stałego. Ogólne kierownictwo spraw dydaktycznych obejmie prof. M. Pryce.

Perspektywy fizyki w USA

Został podany do wiadomości publicznej raport pod nazwą: *Fizyka: przegląd i perspektywy*, wydany przez Komisję, której przewodniczył George E. Pake, rektor Uniwersytetu Washingtona w St. Louis i członek Naukowego Komitetu Doradczego Prezydenta Stanów Zjednoczonych.

Raport przewiduje, że w 1969 r. będzie wydatkowane ponad miliard dolarów na badania podstawowe z fizyki. Rząd federalny pokryje zapewne około 80% tych wydatków, to jest ponad 2 razy więcej niż w 1963 r. Przewiduje się następujący podział funduszy między poszczególne dyscypliny: fizyka ciała stałego — 380 milionów dolarów, fizyka cząstek elementarnych — 330 milionów, astrofizyka — 105 milionów, fizyka plazmy — 100 milionów, fizyka jądra atomowego — 99 milionów, fizyka atomowa i molekularna — 55 milionów, fizyka jądra średnich energii — 52 miliony, inne działy — 8 milionów.

Należy oczekiwać, że w 1969 r. badaniami podstawowymi zajmować się będzie w USA ponad 11000 fizyków mających stopień doktora.

Amerykańska Narodowa Akademia Nauk opublikowała również statystyki dotyczące zatrudnienia fizyków amerykańskich mających stopień doktora. Okazuje się, że 59% pracuje w wyższych uczelniach, 8% w placówkach rządu federalnego, 15% w przemyśle, a 18% w innych kategoriach zatrudnienia.

Wiązki jonowe i półprzewodniki

W październiku 1965 r. odbyła się w Pasadena w Kalifornii konferencja na temat bombardowania i domieszkowania półprzewodników przy pomocy wiązek jonowych. Przedstawiono ostatnie wyniki prac nad domieszkowaniem półprzewodników metodą bombardowania wiązką jonową, omówiono zagadnienia sorpcji przy niskich energiach.

Międzynarodowa Komisja Optyczna

VII Zebranie Ogólne Międzynarodowej Komisji Optycznej odbyło się w dniach 2 i 4 maja 1966 r. w Paryżu.

Dokonano wyboru nowych władz Komisji na kadencję 1966/69. Prezydentem Komisji został G. Toraldo (Włochy), wiceprezydentami: H. H. Hopkins (Wielka Brytania), L. E. Howlett (Kanada), H. Kubota (Japonia) i T. Skaliński (Polska), a sekretarzem-skarbnikiem — W. L. Hyde (USA).

Zebranie przyjęło na członka Komisji Węgry. W ten sposób do Komisji należy teraz 17 krajów członkowskich: Australia,

Austria, Belgia, Czechosłowacja, Francja, Hiszpania, Holandia, Japonia, Kanada, Niemcy, Polska, Szwajcaria, Szwecja, Wielka Brytania, Włochy, Węgry, USA.

Omawiano sprawę organizowania konferencji i kolokwium. Wyrażono opinię, że liczbę uczestników należałoby ograniczać do 50—100 osób. Jedynie konferencje związane z zebraniem Komisji mogą mieć znacznie więcej uczestników — powinny one jednak zawierać przede wszystkim referaty przeglądowe i dyskusje na temat zasadniczych postępów w różnych dziedzinach optyki.

Komisja postanowiła udzielić patronatu następującym konferencjom, organizowanym w najbliższych latach:

1969 r. Wielka Brytania — VIII Zebranie Ogólne Międzynarodowej Komisji Optycznej oraz konferencja na temat przyrządów optycznych,

1967 r. Węgry — kolokwium na temat cienkich warstw,

1968 r. Florencja — Konferencja optyczna.

Komisja rozpatrywała również sprawy ujednoczenia terminologii i symboli używanych w optyce oraz sprawy standaryzacji szkielec optycznych.

Delegatami Polski na VII Zebranie Ogólne Międzynarodowej Komisji Optycznej byli: prof. W. Rubinowicz (Warszawa) i prof. T. Skaliński (Warszawa).

Komitet Fizyki PAN

W dniu 21. II. 1966 na posiedzeniu Sekretariatu Naukowego Wydziału III PAN został powołany nowy Komitet Fizyki PAN w składzie:

Prezydium: przewodniczący — prof. dr Szczepan Szczeniowski, z-ca przewodniczącego — prof. dr Jan Weyssenhoff, sekretarz — doc. dr Karol Majewski, członkowie — prof. dr Jerzy Pniewski, prof. dr Andrzej Trautman, prof. dr Zdzisław Wilhelmi.

Członkowie: doc. dr Henryk Cofta, prof. dr Marian Danysz, prof. dr Andrzej Hryniewicz, prof. dr Józef Hurwic, prof. dr Leopold Infeld, prof. dr Roman Ingarden, prof. dr Jerzy Janik, prof. dr Aleksander Jabłoński, prof. dr Wojciech Królikowski, prof. dr Karolina Leibler, prof. dr Marian Mięsowicz, prof. dr Józef Mazur, prof. dr Włodzimierz Mościcki, prof. dr Henryk Niedwiecziński, prof. dr Jan Niklibore, prof. dr Ludwik Natanson, prof. dr Arkadiusz Piekara, doc. dr Zdzisław Pająk, prof. dr Wojciech Rubinowicz, prof. dr Jan Rzewuski, prof. dr Leonard Sosnowski, prof. dr Maciej Suffczyński, prof. dr Józef Werle, prof. dr Włodzimierz Zuk.

F. G. Houtermans
(1903—1966)

Dnia 1 marca 1966 r. zmarł w Bernie F. G. Houtermans, wybitny fizyk niemiecki.

Friedrich Georg Houtermans urodził się w 1903 r. w Gdańsku, wychowywał się w Wiedniu. Studiował w Getyndze u Jamesa Francka, gdzie doktoryzował się w 1928 r. na podstawie pracy o fluorescencji gazów. Wykładał przez pewien czas w Technische Hochschule w Berlinie, ale będąc przeciwnikiem reżimu narodowo-socjalistycznego wyemigrował w 1933 r. najpierw do Anglii, a następnie do ZSRR, gdzie przez kilka lat był kierownikiem laboratorium w Instytucie Fizyki w Charkowie. W czasie „czystki“ stalinowskiej w 1937 r. został aresztowany pod pozorem szpiegostwa na rzecz Niemiec i następne dwa i pół roku spędził w więzieniach. W roku 1940 został wraz z szeregiem innych osób wymieniony przez rząd niemiecki za naukowców rosyjskich, którzy przebywali w więzieniach niemieckich. Będąc w Niemczech osobą równie podejrzaną został odsunięty przez władze niemieckie od badań, które mogłyby mieć jakieś zastosowania militarne. Pracował w Uniwersytecie w Getyndze i w prywatnym laboratorium prof. Manfreda von Ardenne. Po wojnie, w roku 1950 został powołany na katedrę fizyki Uniwersytetu w Bernie, gdzie urządził i postawił na najwyższym poziomie Instytut Fizyki. Główną tematyką tego Instytutu jest fizyka wysokich energii, oznaczanie wieku metodą C-14 i geologia jądrowa.

W początkach swojej kariery naukowej Houtermans zajmował się zagadnieniem produkcji energii w gwiazdach. W pracy ogłoszonej w 1929 r. wspólnie z angielskim astrofizykiem R. Atkinsonem wysuwa teorię, że energia produkowana we wnętrzu Słońca pochodzi z wychwyty protonów przez inne jądra. Obliczenia przez nich przeprowadzone doprowadziły do wniosku, że w tem-

peraturach istniejących we wnętrzu Słońca zachodzą reakcje termojądrowe między jądrami wodoru a jądrami innych lekkich pierwiastków, jednak natura tych reakcji nie mogła być wówczas jeszcze bliżej poznana. W swoim okresie berlińskim Houtermans wykonał prace, które można by nazwać prelaseryowymi, na temat wzbogacania populacji poziomów wzbudzonych. Szereg prac Houtermansa dotyczyło teorii jądra. Wspólnie z von Ardennem ogłosił pracę o reakcjach łańcuchowych, w której sugeruje, że reaktor może produkować nowy pierwiastek rozszczepialny (pluton), który można już z kolei wydzielić zwykłymi metodami chemicznymi. Houtermans zajmował się także oznaczaniem wieku przedmiotów na podstawie zawartości pierwiastków promieniotwórczych.

F. Zernike
(16 VII 1888 — 10 III 1966)

Dnia 10 marca 1966 r. zmarł w Groningen F. Zernike, znany fizyk holenderski.

Frits Zernike urodził się 16 lipca 1888 r. w Amsterdamie. Studiował na uniwersytecie w Amsterdamie, gdzie doktoryzował się w 1915 r. Od 1920 r. był profesorem fizyki matematycznej i mechaniki teoretycznej Uniwersytetu w Groningen. Zajmował się przede wszystkim optyką. Studiując pewne aspekty zjawiska ugięcia doszedł do przekonania, że możliwe jest wykorzystanie „kontaktu fazowego“ w mikroskopie. Technicy Zakładów Zeissa, którym Zernike przedstawił swoje sugestie, odnieśli się do nich sceptycznie i mieli jakoby odpowiedzieć: *gdyby to miało jakieś praktyczne znaczenie, to sami już dawno byśmy to odkryli.*

W 1953 r. Zernike otrzymał za to odkrycie Nagrodę Nobla z fizyki.

Zernike był członkiem Królewskiej Holenderskiej Akademii Nauk, członkiem zagranicznym londyńskiego Towarzystwa Królewskiego, oficerem francuskiej Legii Honorowej.

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr ANIELA WOLSKA

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu
Doc. dr HALINA CHECIŃSKA
Dr TOMASZ HOFMOKL

[PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Doc. dr A. KAWSKI
Głwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr HENRYK NIEWODNICZAŃSKI
Lublin — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Opole — Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK
Szczecin — Dr WIKTOR NOWAK
Toruń — Doc. dr MIECZYŚLAW FRĄCKOWIAK
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

SPIS TREŚCI

K. Gumiński — Chemia teoretyczna w Polsce	347
I. Białynicki-Birula — Diagramy Feynmana w fizyce statystycznej . . .	359
J. Bartke — Komory pęcherzykowe, współczesne i projektowane.	375
D. Frąckowiak — Fizyko-chemiczne modele procesu fotosyntezy	383
W. Soszka — Możliwości zastosowania techniki laserowej w doświadczeniach z elektrycznymi wybuchami drucików	403

NOWA APARATURA

R. Wiśniewski — Problem wzmacniania mechanicznego aparatury wysoko-ciśnieniowej wielokowadłowej	421
---	-----

RECENZJE

H. Bondi — Kosmologia (Z. Borelowski)	429
J. Hurwic — Budowa materii (D. Kunisz)	429
R. Resnick, D. Halliday — Fizyka (M. Jeżewski).	430
A. Strzałkowski — Wstęp do fizyki jądra atomowego (K. Grotowski). . . .	431
KRONIKA	435

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

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

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

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

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

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

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.