

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM 26

ZESZYT 2

1975

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

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

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Doc. dr WITOLD GIRIAT
Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (*Gdańsk*)
Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)
Doc. dr ANDRZEJ PAWLIKOWSKI (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Doc. dr ANDRZEJ OLEŚ (*Kraków*)
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)
Doc. dr JAN MOCHNIAK (*Opole*)
Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)
Prof. dr CZESŁAW JANKIEWICZ (*Rzeszów*)
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)
Doc. dr hab. STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)
Doc. dr hab. WACŁAW NAZAREWICZ (*Warszawa*)
Doc. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 26, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1975

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

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

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

Nakład 2960 + 120 egz. Ark. wyd. 9,5. Ark. druk. 7 $\frac{1}{4}$
Papier ilustr. sat. kl. III. 70 100, 80 g.
Oddano do składania w grudniu 1974
Podpisano do druku w kwietniu 1975
Druk ukończono w kwietniu 1975
Zam. 20/75. Z-10. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 18

Marian Mięśowicz

Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej
Akademia Górniczo-Hutnicza
Kraków

50 lat polskich badań nad ciekłymi kryształami

50 Years of Investigation on Liquid Crystals in Poland

Abstract: A review of research on liquid crystals in Poland during the last 50 years is given. Anisotropy of dielectric constant, electro-conductivity, self-diffusion and viscosity and the magneto-caloric effect are discussed.

1. Wstęp

Historia ciekłych kryształów ma swoje trzy okresy rozkwitu. Pierwszy okres to lata wkrótce po ich odkryciu. Pierwszej obserwacji dziwnych nieprzezroczystych cieczy, które w pewnym zakresie temperatur, pod mikroskopem polaryzacyjnym wykazywały optyczną dwójłomność, dokonał austriacki botanik Reinitzer w roku 1888. Na początku, w pierwszym okresie po tym odkryciu, substancjami tymi zajmowali się głównie chemicy. Stwierdzono wówczas, przy odkrywaniu nowych substancji ciekłokrystalicznych, pewne stałe prawidłowości. Podwyższając temperaturę ciała powyżej temperatury topnienia ukazuje się faza ciekłokrystaliczna, a po osiągnięciu następnej charakterystycznej temperatury (temp. klarowności) ciecz staje się „normalną” cieczą. Stąd też niektórzy badacze nazywają fazę ciekłokrystaliczną fazą mezomorficzną.

Za drugi okres rozkwitu problemu ciekłych kryształów można z grubsza uważać 20-lecie międzywojenne. W okresie tym odkryto wiele ciekawych fizycznych własności ciekłych kryształów. Przede wszystkim wykazano, że drobiny tych substancji w fazie mezomorficznej łatwo można orientować w określonym kierunku przez zastosowanie pola magnetycznego i elektrycznego. Tak zorientowana ciecz ma optyczne własności jednoosiowego kryształu oraz wykazuje anizotropię szeregu własności fizycznych jak stałej dielektrycznej i przewodnictwa elektrycznego. Wykazuje też pewne niezwykle własności hydrodynamiczne, o których później będzie mowa szerzej.

Obecnie przeżywamy trzeci okres kwitnącego rozwoju problematyki ciekłych kryształów. Ten niezwykle wzrost zainteresowania problemem wynika z faktu, że chemicy potrafili wyprodukować bardzo wielką liczbę związków o własnościach ciekłokrystalicznych, z których kilkaset wykazuje istnienie fazy mezo-morficznej w temperaturach pokojowych, co otworzyło bardzo szerokie horyzonty dla stosowania ciekłych kryształów w wielu zagadnieniach praktycznych, w szczególności w informatyce, w różnych technikach pomiarowych oraz w medycynie.

Celem tego przeglądowego artykułu jest pokazanie poważnego dorobku polskiego w badaniach nad ciekłymi kryształami.

Inicjatorem polskich badań w tej dziedzinie był prof. Konstanty Zakrzewski, kierownik katedry fizyki doświadczalnej UJ, twórca krakowskiej szkoły fizyki molekularnej w okresie dwudziestolecia. Pierwszą pionierską pracą wykonaną w tej dziedzinie była praca ogłoszona przez prof. Mieczysława Jeżewskiego w roku 1924, a więc dokładnie 50 lat temu, dotycząca odkrycia wpływu pola magnetycznego na stałą dielektryczną ciekłych kryształów. Praca ta miała poważne znaczenie na dalszy szeroki rozwój tej tematyki w Krakowie w latach trzydziestych.

Prace te dotyczyły szeregu zagadnień, które, a przynajmniej niektóre z nich, zupełnie nie straciły dzisiaj na aktualności. W tym artykule przedstawimy następujące zagadnienia badane i rozwiązane w Krakowie w latach 20. i 30.

1. Wpływ pola magnetycznego i elektrycznego na stałą dielektryczną ciekłych kryształów (M. Jeżewski [1]).

2. O przewodnictwie elektrycznym cieczy nematycznych (M. Jeżewski i M. Mięśowicz [2]).

3. O wpływie pola elektrycznego na zjawisko magneto-kaloryczne w nematycznych ciekłych kryształach (M. Mięśowicz i M. Jeżewski [3]).

4. Wpływ pola magnetycznego na lepkość nematycznych ciekłych kryształów. — Trzy współczynniki lepkości cieczy anizotropowych (M. Mięśowicz [4]).

Większość z wyników uzyskanych w wymienionych tutaj pracach należy dzisiaj do prawie klasycznych problemów fizyki ciekłych kryształów w fazie nematycznej, ale niektóre z nich są nawet po tylu latach aktualne w dyskusji nad zrozumieniem szeregu z nimi związanych zagadnień. Na przykład sprawa orientacji przez pole elektryczne, które to zagadnienie ma tak zasadnicze znaczenie dla bardzo dzisiaj praktycznie ważnych zjawisk elektro-optycznych, była jednym z głównych problemów badanych w latach 30. przez fizyków polskich.

Prace nad lepkością i pewne pojęcia sformułowane w tych pracach są bardzo aktualne w dzisiejszej hydrodynamice cieczy anizotropowych, a ogólnie „nie newtonowskich”.

Po wojnie w Krakowie, w grupie od dawna specjalizującej się w badaniach strukturalnych i fizyce molekularnej kierowanej przez prof. J. Janika, zaatakowano szerokim frontem zagadnienie ciekłych kryształów. Badania te roz-

poczęto metodą dyfrakcji neutronów powolnych i skierowano na zagadnienie anizotropii współczynnika dyfuzji w cieczach nematycznych [5].

W tym artykule, który jest raczej historycznym przeglądem, przedstawimy tylko te zagadnienia.

2. Niektóre informacje o ciekłych kryształach

Dzisiaj, przy istnieniu wielu tysięcy substancji wykazujących własności ciekłych kryształów, trudno jest w tym artykule podać pełną klasyfikację i nomenklaturę tych ciał. Będziemy zajmować się wyłącznie jedną grupą tych substancji, do której odnosiły się polskie prace i która ma zresztą zasadnicze znaczenie zarówno dla strony poznawczej zagadnienia, jak też i dla strony aplikacyjnej. Będziemy zajmować się substancjami, które powstają ze związków organicznych metodami termicznymi. Wszystkie substancje wykazujące fazę mezomorficzną odznaczają się wydłużoną drobiną. Często zawierają one części „płaskie”, np. pierścienie benzenowe. Wydaje się, że istnienie momentów dipolowych w drobinie oraz łatwo polaryzowanych grup jest również dla tych substancji typowe.

Tablica 1

Temperatury przejść typowych substancji nematycznych

| Substancja | f. stała/nematyczna | nematyczna/ciekła |
|------------------------------|---------------------|-------------------|
| p-azoksyanizol (PAA) | 118° C | 136° C |
| p-azoksyfenetol (PAP) | 137° C | 168° C |
| metoksy-benzo... etc. (MBBA) | 21° C | 43° C |

W tablicy 1 dajemy dla przykładu 3 bardzo typowe substancje mezomorficzne (tzw. nematyczne — p. niżej) wraz z ich charakterystycznymi temperaturami przejść z fazy stałej do mezomorficznej i z mezomorficznej do ciekłej.

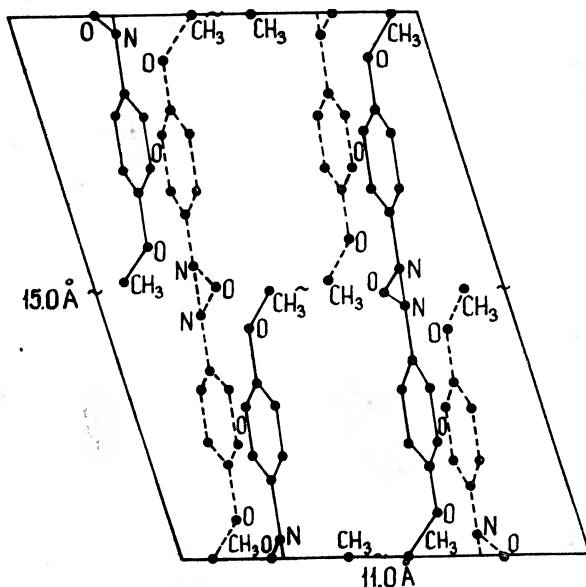
PAA, PAP i MBBA umieszczone w tabl. 1 są bardzo reprezentatywnymi ciekłymi kryształami. Większość dawniejszych badań polskich, o których tu będzie mowa, odnosi się do pierwszych dwóch z tych właśnie substancji. MBBA jest niedawno wytworzoną substancją, dla której temperatury pokojowe mieszczą się w mezomorficznym przedziale temperatur. Obecnie wytworzono setki syntetycznych substancji posiadających fazy mezomorficzne w różnych przedziałach obszaru temperatur od -20°C do 300°C . Rys. 1 przedstawia przykładowo układ kilku drobin PAA.

Wydłużone drobin y substancji ciekłokrystalicznych mogą przybierać rozmaite formy grupowania się w przestrzeni. W mezomorficznym stanie nematycznym mamy równoległe ułożenie drobin (nitkowe). W stanie smektycznym wydłużone drobin y mają pozycje równoległe, lecz ponadto środki ciężkości

licznej grupy drobin znajdują się w jednej płaszczyźnie, tworzącej coś w rodzaju błony. Błony takie mogą się względem siebie przemieszczać.

Mozemorficzny stan cholesteryczny charakteryzuje się również jak gdyby błonami, w których drobin nie są prostopadłe do powierzchni błony lecz tworzą rozmaite kąty zmieniające się od błony do błony, tak że układają się po spiralach.

Rys. 2 przedstawia grubą obraz tych trzech struktur.



Rys. 1. Struktura drobin p-azoksyanisolu określona rentgenograficznie (według Portera i Johnsona [12])

Struktury mezomorficzne (ciekło krystaliczne)

nematyczna

smektyczna

cholesteryczna



Rys. 2. Poglądowe szkice trzech struktur mezomorficznych

W tym artykule będziemy się zajmowali tylko strukturami nematycznymi. Łatwości orientacji drobin cieczy nematycznych polem magnetycznym czy też elektrycznym, nie możemy wyjaśnić samą strukturą drobin tych substancji. Tym niemniej ma ona oczywiście zasadnicze znaczenie. Dzisiaj wiemy, że orientujący efekt pola magnetycznego związany jest z anizotropią diamagnetyczną pierścieni benzenowych. To tłumaczyłoby orientację drobin osiami podłużnymi wzdłuż pola magnetycznego. Stały natomiast dipolowy moment elektryczny jest prostopadły do osi podłużnej drobin i pochodzi od centralnej grupy N_2O .



Rys. 3. „Dziedziny” w cieczy nematycznej ok. 10^6 drobin w jednej dziedzinie

Ale istotnym problemem opisu cieczy nematycznych jest problem sumowania się efektów struktury drobin w dużych obszarach cieczy.

Nie możemy tutaj przedstawić głębszych aspektów teoretycznych tego zagadnienia. Wspomniemy tutaj o jednym bardzo dawno już używanym modelu stanu mezomorficznego, tj. o modelu dziedzin (domen), który podpada pod ogólne pojęcie tak szeroko dzisiaj stosowanej w różnych dziedzinach fizyki „clusterów”. Model ten nasuwał się naturalnie dla objaśnienia łatwej orientacji drobin przez pole magnetyczne czy pole elektryczne. Według tego modelu w cieczy nematycznej tworzą się agregaty drobin. W danym agregacie-dziedzinie wydłużone drobin są zorientowane równoległe do siebie, podczas gdy w nie zorientowanej cieczy, poszczególne dziedziny mają kierunki orientacji rozłożone dowolnie w przestrzeni. Z zależności efektu pola magnetycznego lub elektrycznego od wielkości pola oraz z zależności różnych efektów od temperatury można ocenić liczbę drobin w jednej dziedzinie. Wynosi ona $\sim 10^6$ drobin, co odpowiada jej wymiarom geometrycznym 10^{-5} cm. Możemy sobie wyobrazić owe dziedziny jako drobne kryształki zawieszane w cieczy izotropowej. Nieprzezroczystość cieczy tłumaczymy rozproszeniem światła na dziedzinach, których rozmiary geometryczne są rzędu długości fali światła widzialnego. Rys. 3 może dać wyobrażenie o idei dziedzin.

Zjawiska optyczne obserwowane w ciekłych kryształach stanowiły zjawiska, za pośrednictwem których odkryto ciekłe kryształy. Obecnie stanowią jeden z zasadniczych elementów w zagadnieniach stosowanych, w szczególności w informatyce. Istotne jest tutaj sterowanie zjawisk optycznych przez czynniki orientujące drobiny w określonym kierunku. Szczególnie ważna jest tutaj orientacja polem elektrycznym. Z własności optycznych prócz zagadnienia rozpraszania światła, wymienimy jeszcze ważny fakt, a mianowicie, że ciekłe kryształy mają własności polaryzacyjne. Ciecz nieorientowana depolaryzuje światło. Wiązka światła spolaryzowanego liniowo po przejściu przez ciekły kryształ wykazuje obecność składowej spolaryzowanej prostopadłej do płaszczyzny polaryzacji wiązki pierwotnej.

Obecnie przedstawimy bardziej szczegółowo problemy zebrane w liście zagadnień badanych przez fizyków polskich.

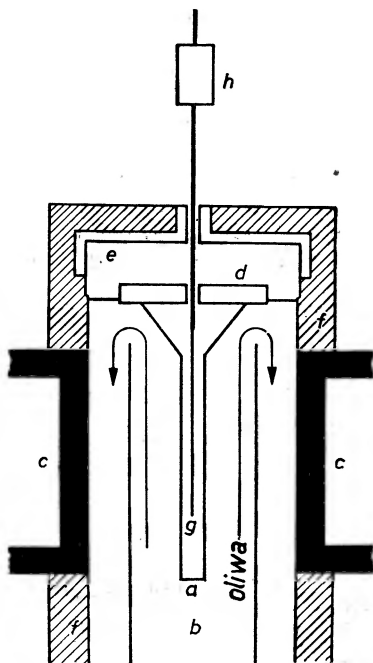
3. Stała dielektryczna

Wpływ pola magnetycznego na stałą dielektryczną PAA został odkryty w tym samym czasie (1924) niezależnie przez M. Jeżewskiego [1] w Krakowie i przez W. Kasta [6] w Niemczech. Później w 1928 r. Jeżewski odkrył wpływ stałego pola elektrycznego (nałożonego na pole miernicze) na stałą dielektryczną PAA. Pomiaru były wykonywane przy częstości ok. 100 kHz. Termostat oraz kondensator, w którym umieszczona była badana substancja, przedstawione są na rys. 4 i 5. Pole magnetyczne można było zmieniać od kierunku równoległego do kierunku pola mierniczego (H_{\parallel}) do kierunku prostopadłego (H_{\perp}). Jeżewski i Kast stwierdzili wyraźne zmniejszenie stałej dielektrycznej ($\Delta\varepsilon < 0$) dla pola magnetycznego H_{\parallel} oraz pewne bardzo nieznaczne zwiększenie ($\Delta\varepsilon > 0$) przy włączeniu pola H_{\perp} .

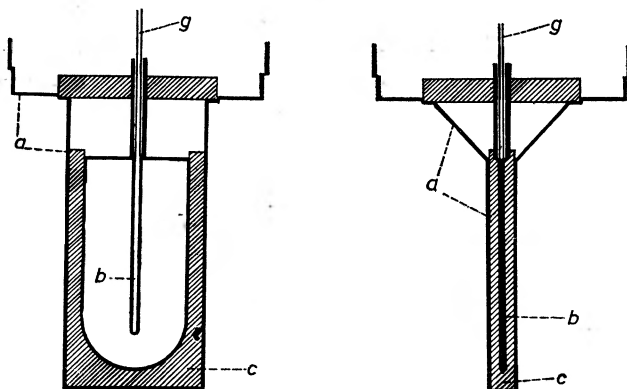
Jeżewski stwierdził dalej (1928), że stałe pole elektryczne, nałożone na pole zmienne pomiarowe, również powoduje zmniejszenie stałej dielektrycznej. Główne rezultaty Jeżewskiego odnośnie do współczesnego oddziaływania pola elektrycznego i magnetycznego przedstawione są na rys. 6. Widać z nich, że dla silnego pola elektrycznego (np. 1000 V/cm) podłużne pole magnetyczne prawie nie oddziałuje. Krzywe dla $H \parallel E$ i dla $H = 0$ zbliżają się do siebie.

Z eksperymentów tych można było wyciągnąć wniosek, że stałe pole elektryczne orientuje drobiny PAA i PAP podobnie jak pole magnetyczne, tj. osiami drobin równoległe do pola. Dzisiaj wiemy, że permanentny dipol elektryczny w tych drobinach jest prostopadły do osi drobin, a więc widzimy, że stały moment dipolowy nie odgrywa jakiejś roli w problemie orientacji. Warto tu zaznaczyć, że wykonane w latach 50. pomiary stałych dielektrycznych dla częstości mikrofalowych (~ 15000 MHz) [7] dały efekt przeciwny niż u Jeżewskiego, a mianowicie znaczący wzrost stałej dielektrycznej w polu magnetycznym równoległym do pola pomiarowego.

Sprawa orientacji w polu elektrycznym była dla nas niejasna już w 30. latach i dalsze polskie prace, obok innych rezultatów dały i dalsze przyczynki do tego zagadnienia.



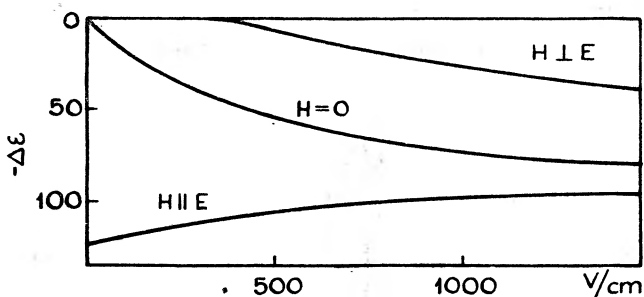
Rys. 4. Termostat używany do większości opisanych w artykule pomiarów



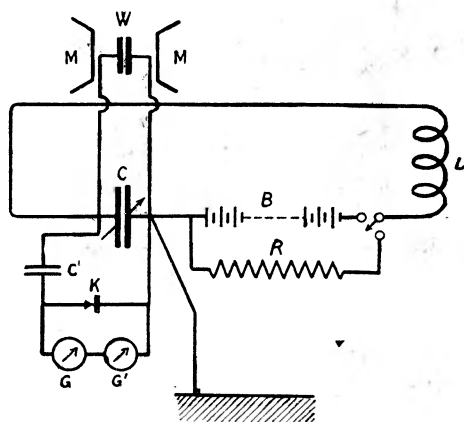
Rys. 5. Pojemnik-kondensator używany do opisanych w artykule pomiarów stałej dielektrycznej, przewodnictwa elektrycznego i efektu magneto-kalorycznego

4. Przewodnictwo elektryczne PAA i PAP

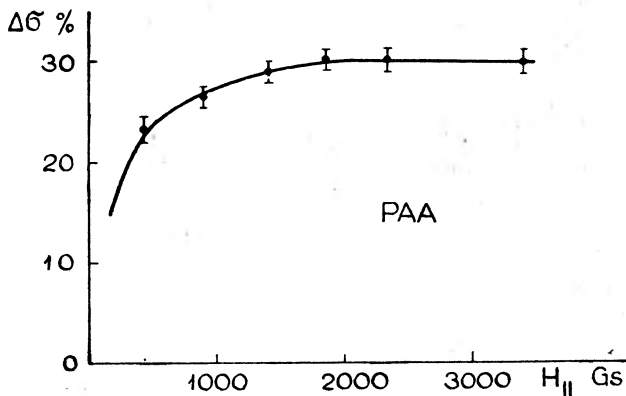
Mając na celu systematyczne studium orientacji w cieczach nematycznych, M. Jeżewski i autor [2] rozpoczęli w 1933 r. badania przewodnictwa elektrycznego PAA i PAP. Przedstawię tu część badań dotyczących przewodnictwa



Rys. 6. Wpływ równoczesnych pól — stałego elektrycznego i magnetycznego na stałą dielektryczną PAA, mierzona przy częstotliwości ok. 100 kHz (M. Jeżewski [1])

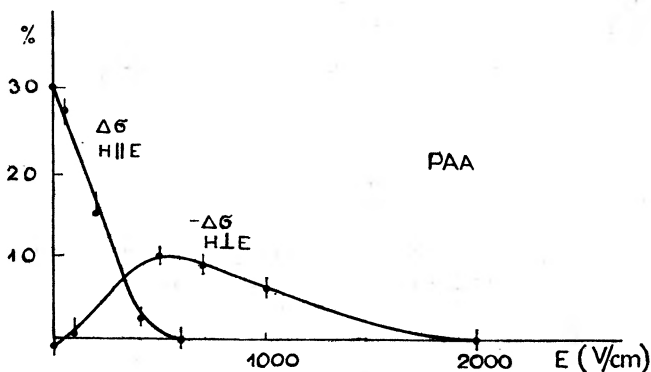


Rys. 7. Obwód o częstotliwości ok. 100 kHz dla pomiarów przewodnictwa elektrycznego w polu magnesu M oraz w stałym polu elektrycznym dostarczanym przez baterię B , W — kondensator pomiarowy



Rys. 8. Wzrost przewodnictwa elektrycznego dla PAA w temp. $121,0^{\circ}C$ w polu magnetycznym równoległym do pola pomiarowego. (Efekt nasycenia)

mierzonego prądem zmiennym, o częstotliwości ≈ 100 kHz. Próbką umieszczona była w pojemniku kondensatora używanym poprzednio przez M. Jeżewskiego do pomiaru stałej dielektrycznej (rys. 5). Obwód mierniczy przedstawia rys. 7. Kondensator pomiarowy W znajdował się w polu elektromagnesu o maksymalnej wartości pola magnetycznego 5000 G. Na pole zmienne pomiarowe mogło być też nałożone pole elektryczne z baterii B . Dla celów pomiaru oporu kondensatora pomiarowego przystosowaliśmy metodę rezonansową opierając się na tej zasadzie, że wysokość krzywej rezonansowej zależy od omawianego oporu omowego włączonego równoległe do kondensatora rezonansowego.



Rys. 9. Wpływ równoczesnych pól: stałego elektrycznego i magnetycznego na przewodnictwo elektryczne PAA, mierzone przy częstotliwości ok. 100 kHz

Rys. 8 przedstawia przebieg wzrostu przewodnictwa w zależności od natężenia pola magnetycznego \vec{H} równoległego do pola mierniczego. W obszarze nasycenia (powyżej $H = 2000$ Gs) obserwujemy wzrost przewodnictwa ok. 30%.

Z rys. 9 widać wyraźnie rolę pola E i H w orientowaniu drobin. Jeżeli mamy włączone stałe pole elektryczne (oczywiście prostopadłe do ścianek), wówczas włączenie pola $H \parallel E$ zwiększa przewodnictwo; tylko gdy pole E jest małe, ale powyżej $E = 800$ V/cm, włączenie pola H nie powoduje już wzrostu przewodnictwa. Włączenie pola $H \perp E$ przy niezbyt wysokich polach E powoduje spadek przewodnictwa, ale przy dużych polach E ani pole równoległe, ani prostopadłe H nie powoduje już zmiany przewodnictwa.

Z rezultatów tych autorowie wyciągnęli następujące wnioski, z których niektóre można było już wyciągnąć z wyników M. Jeżewskiego, otrzymanych przy badaniu stałej dielektrycznej.

1. Orientacja drobin równoległe do pola pomiarowego powoduje wyraźne zwiększenie przewodnictwa elektrycznego.
2. Stałe pola magnetyczne i elektryczne orientują podobnie drobinę, tj. ustawiają je osiami w kierunku pola.
3. Ścianki naczynia orientują drobinę osiami równoległe do ścianki, a więc dipolem elektrycznym prostopadłe do ścianki.

4. Silne pole elektryczne niszczy te orientacje powodując wzrost przewodnictwa (rys. 9).

Tutaj spotkaliśmy się z problemem, który odgrywa wielką rolę we współczesnej praktyce ciekłych kryształów. Przewodnictwo elektryczne zależy od orientacji drobin w stosunku do pola pomiarowego, a więc do ruchu jonów. Ponieważ, jak wspominałem wyżej, sprawa właściwej przyczyny orientacji w polu elektrycznym nie była jasna, powstał problem czy ruch jonów w cieczy nematicznej nie powoduje orientacji drobin.

Wydawało się wtedy autorowi, że powinno się zbadać lepkość cieczy nematicznych. Trzeba było oczywiście sobie sformułować znaczenie współczynnika lepkości w cieczy anizotropowej. Przygotowując już badania nad lepkością opracowaliśmy jeszcze jedno zagadnienie, dotyczące mianowicie tzw. efektu magneto-kalorycznego.

5. Efekt magnetokaloryczny

Przez efekt magnetokaloryczny w cieczach nematicznych rozumiemy zjawisko odwracalnego wzrostu lub spadku temperatury warstwy przyściennej cieczy nematicznych, przy włączaniu lub wyłączaniu pola magnetycznego. Zjawisko to zostało odkryte przez Molla i Ornsteina [8] i zauważone przez autora w czasie pomiarów przewodnictwa elektrycznego PAA i PAP. Systematyczne badania [3] pokazały przede wszystkim, że wielkość tego efektu silnie zależy od geometrii doświadczenia, bo w naszym przypadku dla pola magnetycznego w obszarze nasycenia efekt był ok. 10 razy większy niż w doświadczeniu Molla i Ornsteina. W naszym przypadku termopara (żelazo-konstantan o grub. drutu $\approx 0,2$ mm, dokładność odczytu ok. $0,02^\circ\text{C}$) umieszczona była w wycięciu centralnej płytki przedstawionej na rys. 5. Dla pola $H = 2400$ Gs prostopadłego do płytki, zmiany temperatury wynosiły ok. 1°C . Te dane odnosiły się do temperatury nieco nad punktem topnienia. Przy wyższych temperaturach efekt malał i w temperaturze klarowności znikał do zera. Efekt zależy od kąta pola \vec{H} w stosunku do płytki. Przy zmianie kąta od 90° do 0° efekt maleje do zera. Pole H równoległe do ścianek nie wywołuje efektu magnetokalorycznego.

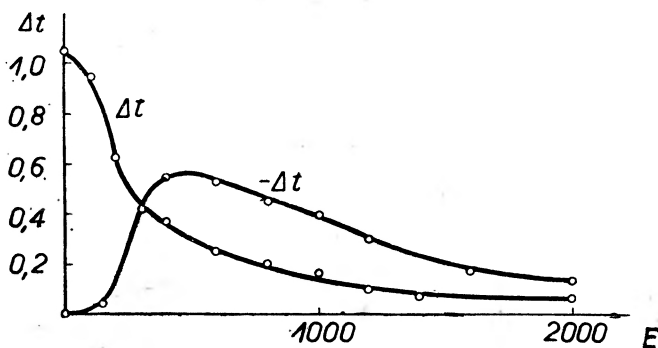
Badaliśmy wpływ pola elektrycznego (oczywiście prostopadłego do ścianek) na przebieg efektu. Na rys. 10 przedstawione są rezultaty tych badań. Wzrost temperatury dla \vec{H} prostopadłego do ścianek maleje ze wzrostem pola E . Gdy pole E jest dostatecznie duże, włączenie pola H nie powoduje już efektu. Włączenie natomiast pola \vec{H} równoległego do ścianek, w obecności pola E dostatecznie dużego lecz nie za dużego, powoduje spadek temperatury.

Krzywe rys. 10 przypominają bardzo krzywe dotyczące przewodnictwa elektrycznego (rys. 9). Można je uważać za dalsze potwierdzenie faktu, że dla PAA i PAP pole \vec{E} i \vec{H} orientują drobin osiami równoległe do kierunku pola.

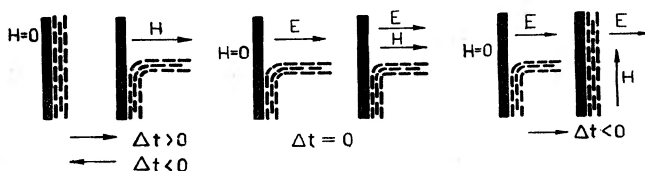
Dla podsumowania wyników tego eksperymentu proponujemy poglądowy rysunek 11. Efekt magnetokaloryczny uważamy za adiabaticzne odkształcenie

warstwy przyściennej. Pole \vec{E} i \vec{H} powodują efekt orientacji w tym samym kierunku, w obu przypadkach w kierunku pola. $\Delta t > 0$, jeżeli reorientacja polega na obrocie drobin od kierunku równoległego do prostopadłego do ścian. $\Delta t < 0$, kiedy reorientacja daje obrót drobin do pozycji równoległe do ścian.

Jak zwykle w naszych eksperymentach badano zależność opisanych tu efektów od natężenia pola H i dane tutaj przedstawiane odnoszą się do silnych pól, kiedy obserwujemy nasycenie efektu.



Rys. 10. Efekt magneto-kaloryczny w PAA^{*} w obecności stałego pola elektrycznego. Δt oznacza wzrost temperatury dla reorientacji w kierunku prostopadłym do płytki, $-\Delta t$ oznacza spadek temperatury dla reorientacji w kierunku równoległym do płytki



Rys. 11. Wyobrażenie reorientacji warstw przyściennych, dających dodatni lub ujemny efekt magneto-kaloryczny

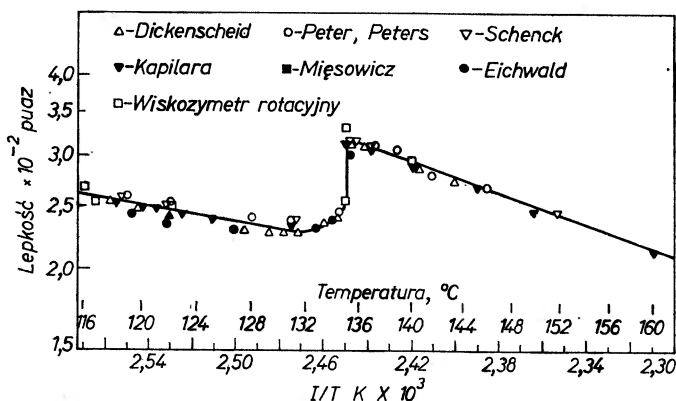
Wszystkie opisane tu efekty znikają powyżej temperatury klarowności.

Efekt magneto-kaloryczny, opisany tutaj, jest obecnie znowu przedmiotem intensywnych badań w kilku laboratoriach, (por. np. [9]) — w szczególności bada się problem czy prócz efektu orientacji i reorientacji przyściennej istnieją efekty objętościowe.

6. Hydrodynamika cieczy anizotropowych

Zagadnienie anizotropii lepkości cieczy nematicznych było badane i rozwiązane w Krakowie w latach 1933-1936 [4]. Ostatnia praca na ten temat miała raczej charakter polemiki z różnymi autorami badającymi efekty znalezione w Krakowie po roku 1936 i była przygotowana do druku w „Nature” w lecie 1939, musiała jednak czekać na publikację do roku 1946. Anizotropia lepkości, choć najpóźniej odkryta, jest chyba najsilniejszym obserwowanym efektem.

Sugestie, że ciecze nematyczne winny wykazywać anizotropię lepkości, są dawne. Już w latach trzydziestych była znana anomalia lepkości cieczy nematycznych, mierzonej metodami przepływu przez kapilary. Anomalia ta polega na niemonotonicznym przebiegu zależności lepkości od temperatury wyrażającej się np. dla PAA skokiem ok. 20% w punkcie klarowności. Rys. 12 przedstawia współczesną krzywą tego rodzaju z pracy Portera i Johnsona [10]. Na krzywej tej widać też punkty otrzymane innymi metodami, co jeszcze przedyskutujemy później. W latach 30. przebieg ten był znany tylko dla metody przepływu kapilarnego.



Rys. 12. Lepkość PAA mierzona różnymi metodami, łącznie z metodą stosowaną przez autora, w zależności od temperatury (Porter i Johnson [10]). Punkty autora (bez pola magnetycznego) zgodne są z wartościami uzyskanymi metodą przepływu przez kapilary

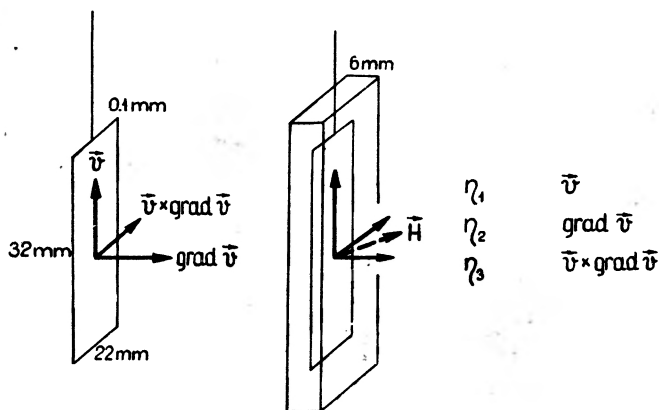
Kierując się intuicyjną interpretacją zaobserwowanego przez nas wzrostu przewodnictwa elektrycznego przy przepływie jonów wzdłuż osi orientacji drobin, uważaliśmy, że podobną orientację wzdłuż osi przepływu mamy w doświadczeniach z lepkością, i obniżenie lepkości w fazie mezomorficznej tłumaczyliśmy tą właśnie orientacją dającą w przypadku przepływu przez kapilarę minimalną lepkość.

Oczywiście nasuwało się zagadnienie badania lepkości przy innych kierunkach orientacji drobin w stosunku do kierunku ruchu. Nasuwało się więc zagadnienie badania wpływu na lepkość pola magnetycznego jako zewnętrznego czynnika orientującego. Tymczasem takie pomiary zostały już zrobione znacznie wcześniej przez Neufelda [11] i dały negatywny rezultat. Badał on wpływ pola magnetycznego prostopadłego do osi kapilary na czas przepływu PAA. Autor ten używał kapilarnego wiskozymetru z kapilarą o średnicy 0,1 mm i stosował silne pole magnetyczne prostopadłe do osi kapilary. Stosując pole o natężeniu 8800 Gs badał wpływ tego pola na czas przepływu PAA w fazie mezomorficznej. Ale efekt eksperymentu Neufelda był negatywny. Czas „poisenillowskiego“ przepływu nie ulegał zmianie przez włączenie pola. Nie można jednak było uważać tych eksperymentów za decydujące, ponieważ należało

przypuścić, że wpływ orientacji ścian, a także orientacji przez sam przepływ mogą tutaj odgrywać dużą i decydującą rolę.

Wobec tego w roku 1934 rozpoczęto nowe eksperymenty używając niekonwencjonalnej metody. Dla metody sformułowano następujące warunki:

1. prostokątna geometria,
2. redukcja do możliwego minimum innych przyczyn orientacji niż pole magnetyczne, a mianowicie należało uzyskać:
 - a) mały wpływ ścian (grube warstwy)
 - b) małe prędkości przepływu dające przy grubej warstwie czynnej bardzo mały gradient prędkości $\overrightarrow{\text{grad } v}$.



Rys. 13. Zasada metody pomiaru lepkości z zanikania oscylacji płytki

Rys. 13 przedstawia zasadę metody. Polega ona na badaniu zanikania wahań cienkiej płytki zanurzonej w cieczy. Dekrement zanikania wahań jest funkcją współczynnika lepkości cieczy. Wychylenie jako funkcja czasu jest:

$$y = Ae^{-f(\eta)} \sin(\omega t) \quad (\eta \text{ wsp. lepkości}).$$

Idea 3 głównych współczynników lepkości cieczy nematycznych przedstawiona jest na rys. 13.

Wprowadzamy następujący prostokątny układ współrzędnych i trzy główne współczynniki lepkości η_1 , η_2 , η_3 odpowiadające orientacji drobin w kierunkach równoległych do tych osi.

η_1 : drobiny równoległe do kierunku prędkości \vec{v}

η_2 : " " " " $\overrightarrow{\text{grad } v}$

η_3 : " " " " $\vec{v} \times \overrightarrow{\text{grad } v}$

η_3 odpowiada zatem orientacji drobin w kierunku prostopadłym do \vec{v} i do $\overrightarrow{\text{grad } v}$.

Zanim przedstawimy realizację tego pomiaru, zwrócimy uwagę jeszcze na określenie współczynników lepkości dla cieczy anizotropowych.

Jak wynika z tego, co było tutaj powiedziane, płynięcie cieczy, a konkretnie istnienie gradientu prędkości, wpływa na orientację drobin. Jeżeli zatem zakładamy, że η jest zależne od orientacji, to η zależy od gradientu prędkości, a więc ciecz nie jest „newtonowska”, współczynnik lepkości traci swój właściwy sens i mamy

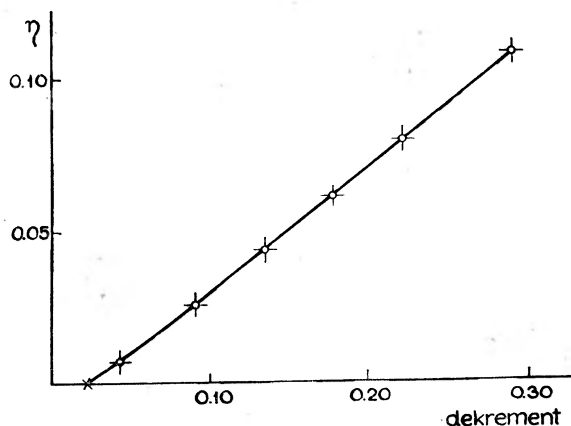
$$\vec{F} = \eta(\overrightarrow{\text{grad } v}) \cdot \overrightarrow{\text{grad } v}.$$

Jeżeli jednak orientacja następuje pod wpływem jakiegoś czynnika zewnętrznego tak, że drobiny zorientowane są w jednym kierunku, lecz ruch nie może tej orientacji zmienić, wówczas współczynnik lepkości ma swoje zwykłe znaczenie.

Będziemy zatem mówili o trzech współczynnikach lepkości tylko w tych przypadkach, kiedy pomiar nie wpływa na orientację. W przypadku orientacji zewnętrznym polem magnetycznym, za właściwe kryterium poprawności pomiaru uważamy fakt osiągnięcia nasycenia w zależności efektu od natężenia pola magnetycznego.

Kilka szczegółów dotyczących pomiaru. Cienkościenna płytka szklana o rozmiarach 32 mm \times 22 mm \times 0,1 mm była zanurzona w ciekłym PAA względnie PAP umieszczonym w naczyniu termostatycznym z płasko równoległymi ściankami odległymi o 6 mm. Płytką była zawieszona na ramieniu wagi analitycznej odpowiednio przekonstruowanej i mogła oscylować wraz z nią w swej płaszczyźnie. Okres wahań ustalony został na ok. 5 sek, a maksymalna amplituda wynosiła 3 mm. Metoda została wykalibrowana przy pomocy wodnych roztworów cukru oraz roztworu ciekłej parafiny w benzenie, których lepkości wyznaczone były rutynowymi metodami.

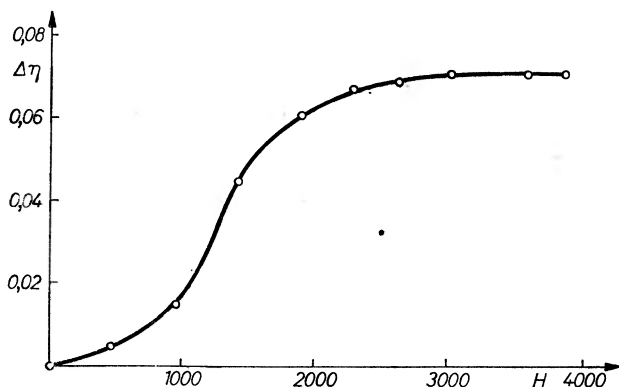
Krzywą kalibracji przedstawia rys. 14. Naczynie pomiarowe, oraz układ oscylującej płytki znajdował się w polu elektromagnesu do 4000 G. Azymutalny kąt \vec{H} w stosunku do płytki można było dowolnie zmieniać.



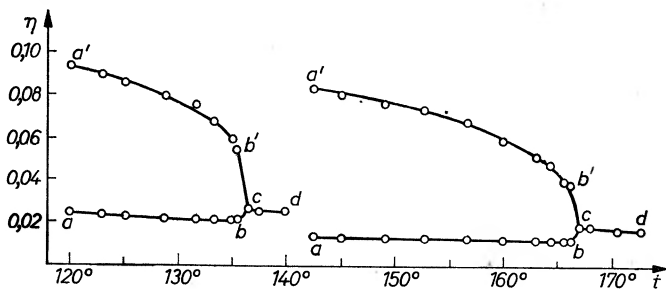
Rys. 14. Krzywa kalibracji aparatury do pomiarów lepkości z dekrementu zanikania wahań

Pomiary były wykonywane dla PAA i PAP w granicach temperatur od 120°C do 175°C .

Przykład osiągnięcia „nasylenia” widzimy na rys. 15. Mamy tam przedstawioną zależność wzrostu współczynnika lepkości $\eta_2 - \eta_1$ dla PAA w temperaturze $143,0^{\circ}\text{C}$.



Rys. 15. Zależność przyrostu lepkości $\eta_2 - \eta_1$ od natężenia pola H (PAP przy 143°C)



Rys. 16. Zmiany lepkości PAA (rys. lewy) i PAP (rys. prawy) w polu magnetycznym prostopadłym do oscylującej płytki, w zależności od temperatury

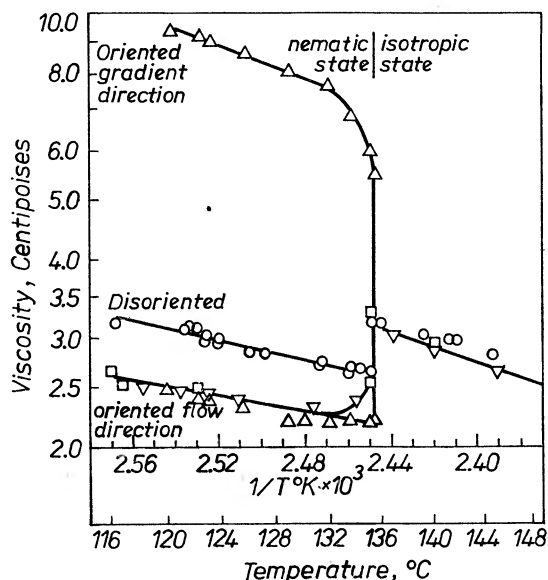
Główny efekt uzyskany w tej pracy, to jest wpływ pola magnetycznego prostopadłego do płytki na lepkość PAA i PAP w zależności od temperatury, pokazany jest na rys. 16 [4]. Krzywe górne przedstawiają zatem η_2 , krzywe dolne przedstawiają η_1 .

Pomiary wykonywane były przy pomocy pola $H = 3800$ Gs, co gwarantowało już „nasylenie” efektu. Te same rezultaty wraz z rezultatami innych autorów (z artykułu przeglądowego Portera Johnsona w oryginalnej wersji [12]) są przedstawione na rys. 17. Można tutaj porównać wartości η_1 uzyskiwane różnymi metodami. Zwraca uwagę wielkość obserwowanego efektu dla PAP

dla temperatury $142,5^{\circ}\text{C}$ $\frac{\eta_2}{\eta_1} \approx 6$.

Pełne rozwiązanie problemu anizotropii lepkości, przykładowo dla PAA i PAP w temperaturze 122,0°C i 144,4°C, odpowiednio przedstawia tablica 2.

Interesujące jest, że pomiary η_1 bez pola magnetycznego dały rezultaty zgodne z danymi uzyskanymi przez różnych autorów metodą przepływu przez kapilary (rys. 12 i rys. 17). Wynika stąd, że i w wypadku tu opisywanych po-



Rys. 17. Reprodukacja rys. 16 dla PAA przez Portera i Johnsona [12] z naniesionymi wynikami pomiarów różnych autorów. Δ oznaczają punkty uzyskane przez autora metodą zanikania oscylacji

Tablica 2 [4]

| Substancja i temperatura | drobiny równoległe do \vec{v} | drobiny równoległe do $\vec{grad} v$ | drobiny równoległe do $\vec{v} \times \vec{grad} v$ |
|--------------------------|---------------------------------|--------------------------------------|---|
| | 1 | 2 | 3 |
| PAA 122.0°C | 0.024 ± 0.005 | 0.092 ± 0.004 | 0.034 ± 0.003 |
| PAP 144.4°C | 0.013 ± 0.005 | 0.083 ± 0.004 | 0.025 ± 0.003 |

miarów mieliśmy do czynienia z orientacją drobin równoległe do kierunku ruchu. Prawdopodobnie nawet słaby prąd konwekcyjny w cieczy na skutek istnienia pewnego gradientu temperatury w naczyniu (rys. 4) wystarcza już dla orientacji. Stąd uważamy nasze η_2 za odpowiadające orientacji równoległej do \vec{v} .

Pomiary η_2 i η_3 , które odpowiadają kierunkowi prostopadłemu do \vec{v} , wykonywane były z polem magnetycznym $H = 3800$ Gs, dającym pełną gwarancję nasycenia efektu orientacji i braku wpływu ruchu na orientację.

O ile autorowi wiadomo, po pomiarach tutaj opisanych, w dwóch pracach późniejszych badano wpływ pola magnetycznego na lepkość PAA i PAP i potwierdzono istnienie tego wpływu. Zwetkov i Michajłow [13] usiłowali skonstruować geometrię prostokątną w metodzie przepływu, używając kapilary prostokątnej o przekroju $0,3 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ i o długości 60 mm. Stwierdzili oni istnienie wpływu pola magnetycznego na czas przepływu i zależność jego od prędkości przepływu (wpływ orientacji). Nawet przy najmniejszej prędkości i bardzo silnym polu 8800 Gs nie uzyskali efektu nasycenia i maksymalna wartość współczynnika lepkości, jaką osiągnęli, wynosiła $\simeq 0,8 \eta_2$ (η_2 z tab. 2). W pracy Kasta i Becherera [14] autorowie stosowali metodę ze sferyczną geometrią, mianowicie kuli wahającej dokoła swej osi. Pole magnetyczne orientowało w różnych kierunkach w stosunku do \vec{v} i \vec{v} i $\text{grad } v$. Wskutek tego obserwujemy $\eta_1 < \eta_{\text{Kast}} < \eta_2$.

Zwetkov i Michajłow [13] wprowadzili wygodny parametr dający grubą, lecz praktyczną ocenę gradientu prędkości, który ma tak ważne znaczenie dla orientacji cieczy nematycznej przy jej przepływie. Wprowadzając ocenę gradientu prędkości jako $\frac{v}{r}$ w doświadczeniach Neufelda oraz $\frac{v}{d/2}$ w doświadczeniach krakowskich (r promień kapilary, $d/2$ odległość oscylującej płytki od równoległej ściany naczynia) znajdujemy 6700/sek dla doświadczeń Neufelda i 1,3/sek dla doświadczeń krakowskich. Na tym polega zasadnicza różnica między tymi doświadczeniami.

Aktualnie problem lepkości cieczy anizotropowych jest bardzo aktywnie badany teoretycznie. W większości badania te opierają się na rezultatach doświadczalnych tutaj opisanych, przy czym szereg publikacji ukazało się całkiem niedawno [15]. Problem jest oczywiście interesujący dla samego rozumienia struktury cieczy anizotropowych, z drugiej strony odgrywa on rolę w problemach reologicznych.

7. Anizotropia auto-dyfuzji i rotacyjne ruchy molekul w nematycznych ciekłych kryształach badane metodą rozpraszania neutronów

Niekoherentne, quasi-elastyczne rozpraszanie neutronów jest czułe na stochastyczne, nieuporządkowane ruchy protonów w drobinach. Te ruchy mogą być dwóch rodzajów. Albo są to translacyjne przeskoki z całą drobiną (auto-dyfuzja), albo są to rotacyjne przeskoki dookoła określonej osi drobiny. Jeżeli dana „linia” mono-energetycznych neutronów jest rozpraszana na molekularnej cieczy, obydwaj wyżej wspomniane ruchy mają swój udział w tym co jest nazywane quasi-elastycznym poszerzeniem „linii”. Rozpraszane neutrony mają rozkład energii szerszy niż linia pierwotna.

Pierwsze neutronowe eksperymenty tego typu, wykonane na ciekłych kryształach, były interpretowane z uwzględnieniem wyłącznie dyfuzji translacyjnej

[5a, b] [16a]. To chyba było niepoprawne i chyba zbyt upraszczające, tym niemniej doświadczenia te dostarczyły trzech niewątpliwych stwierdzeń: (a) „linia” neutronowa jest nie poszerzona przy rozpraszaniu na stałym PAA, (b) „linia” neutronowa jest quasi-elastycznie poszerzona, jeśli rozpraszanie zachodzi na PAA w fazie nematycznej, (c) to poszerzenie jest większe, jeżeli przekaz pędu neutronu K jest równoległy do kierunku orientacji cieczy nematycznej \vec{n} niż w przypadku, kiedy jest prostopadły do kierunku orientacji. Te fakty zostały stwierdzone we współpracy grupy krakowskiej z grupą Institut for Atmenergi (Norwegia).

Dalsze wykorzystanie metody neutronowej stało się możliwe po lepszym teoretycznym zrozumieniu zjawiska niekoherentnego quasi-elastycznego rozpraszania neutronów przez cieczy molekularne. Odpowiednie prace zostały zainicjowane przez Larssona [16b] i rozwinięte dla ciekłych kryształów przez członka krakowskiej grupy Rościszewskiego [16c]. Z tej teorii wynika, że tylko przy bardzo małym przekazie pędu neutronów jesteśmy w stanie wykryć translacyjną dyfuzję oddzielnie. Przy dostatecznie dużym natomiast przekazie pędu neutronu, rejestrujemy przede wszystkim rotacyjne stochastyczne przeskoki oraz ruchy oscylacyjne drobiny typu fononowego.

Mając tę sytuację na uwadze, krakowska grupa zainicjowała eksperyment ze skrajnie niskim transferem pędu, który był możliwy tylko na jedynym tego rodzaju spektrometrze należącym do Institut für Neutronenstreung der Kernforschungsanlage-Jülich (FRN). Z quasi-elastycznego poszerzenia linii otrzymanego w tym eksperymencie [16d] wyznaczono anizotropowe współczynniki dyfuzji dla fazy nematycznej PAA:

$$D_{\parallel} = 4,1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{sek}$$

$$D_{\perp} = 3,4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{sek},$$

dla kierunków równoległego i prostopadłego do kierunku orientacji w fazie nematycznej.

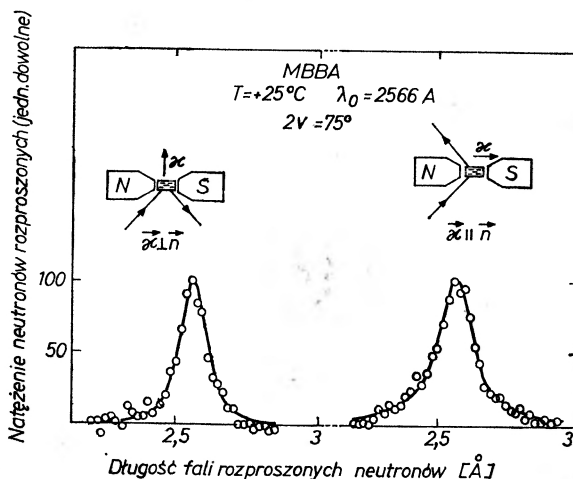
Inny eksperyment z wielkim przekazem pędu dla nematycznego MBBA został wykonany przez grupę krakowską we współpracy z Institut for Atmenergi — Norwegia. Wyniki [5c] tego eksperymentu zostały dopasowane do formuły Rościszewskiego [16c], w której jednym z parametrów dopasowania jest efektywny czas między rotacyjnymi przeskokami protonów w drobinach. Rys. 18 pokazuje quasi-elastyczne „linie” neutronowe otrzymane w pracy [16a] dla MBBA dla dwóch geometrii, a mianowicie dla przekazu pędu równoległego i dla przekazu pędu prostopadłego do kierunku orientacji nematycznej. Linie ciągle przedstawiają teoretyczne dopasowanie. Otrzymane stąd efektywne czasy między rotacyjnymi przeskokami wynoszą

$$\tau_{\parallel} = 2,3 \cdot 10^{-12} \text{ sek}$$

$$\tau_{\perp} = 3,3 \cdot 10^{-12} \text{ sek}.$$

Uzyskana tutaj anizotropia tych czasów, i ogólnie anizotropia parametrów dopasowania dla opisu rozpraszania neutronów, dla transferów pędów równo-

ległego i prostopadłego do kierunku orientacji, może być uważana za wskazówkę, że zachodzą tutaj dwa procesy rotacji: rotacja grupy „końcowej” CH_3 (por. rys. 1) dokoła osi drobiny oraz rotacja całej drobiny dokoła jej osi podłużnej. Eksperyment z transferem pędu równoległym do kierunku orientacji „widzi” tylko pierwszą rotację, podczas gdy eksperyment z transferem pędu prostopadłym — obie.



Rys. 18. Krzywe quasi-elastycznego rozpraszania neutronów na substancji nematycznej MBBA
Krzywe ciągłe są rezultatem do dopasowania, jak wyjaśniono w tekście

Należy zwrócić uwagę, że dyskutowane tutaj współczynniki dyfuzji lub czasy związane z rotacją nie mają jakiegoś prostego związku z makroskopowymi współczynnikami lepkości dyskutowanymi przed tym. Wszystkie przybliżone formuły wiążące dyfuzję z lepkością nie odnoszą się chyba do bardzo wydłużonych drobin ciekłych kryształów.

8. Zakończenie

Tematem tego artykułu jest problematyka nematycznych ciekłych kryształów ograniczona do zagadnień badanych w Polsce. Ale artykuł ten pokrywa wielki 50-letni okres czasu, zapoczątkowany pracą Mieczysława Jeżewskiego nad stałą dielektryczną PAA w roku 1924 i jest przeglądem historycznym.

Prawdopodobnie wiele z faktów tu opisanych jest znanych wielu czytelnikom. Ale dzisiaj patrzymy na to zagadnienie inaczej niż w latach 30., których dotyczy większość opisanych tutaj badań. Wówczas było to zagadnienie pewnej wyjątkowej, stosunkowo nielicznej grupy substancji, o wyjątkowych i jakże ciekawych własnościach. Dzisiaj jest to olbrzymie zagadnienie nowego stanu skupienia o dużym znaczeniu poznawczym, mające swoją niezwykle szeroką stronę zastosowań praktycznych.

W związku z tym dla poinformowania czytelników w uzupełnieniu podamy przegląd niektórych działań zastosowań.

Zagadnienie ciekłych kryształów dostarcza nowego przykładu, kiedy badania podstawowe, zupełnie niespodziewanie dla tych, którzy je kiedyś prowadzili, stały się punktem wyjścia na szerokie pola zastosowań praktycznych.

Autor dziękuje prof. Jerzemu Janikowi za dostarczenie materiałów dotyczących badań nad dyfuzją oraz za cenną dyskusję tego zagadnienia.

UZUPEŁNIENIE

Niektóre zastosowania ciekłych kryształów

Istnieją dzisiaj bardzo szerokie pola zastosowań ciekłych kryształów. Jest to m. in. przyczyną wielkiego zainteresowania także i badaniami poznawczymi z tego zakresu. Istnieje bardzo obszerna literatura tego zagadnienia od strony zastosowań. Liczne artykuły znajdujemy w czasopismach poświęconych fizyce stosowanej, elektronice i informatyce, a także reologii i innych. Czytelników informujemy tutaj tylko o niektórych zastosowaniach należących do dwu wielkich grup zagadnień związanych z dwiema znanymi nam strukturami, a mianowicie ze strukturą cholesteryczną i strukturą nematyczną. Jak dotąd te właśnie struktury znajdują zastosowania. Będziemy mówić o dwu grupach zastosowań:

- a) zastosowania związane z polaryzacyjnymi własnościami ciekłych kryształów (przede wszystkim struktur cholesterycznych),
- b) reakcje na działanie orientujące pola elektrycznego w szczególności zjawiska elektrooptyczne (substancje nematyczne).

Relacjonując grupę zagadnień a) musimy trochę poszerzyć nasze informacje o strukturach cholesterycznych. Największym działem zastosowań tutaj będą pomiary rozkładów temperatur, nawet na dużych powierzchniach — termografia.

Zjawiska b) mają już dzisiaj szerokie zastosowania w elektronice, informatyce i w technice pomiarowej przy przetwarzaniu danych w formie np. prądu, na dane cyfrowe.

Ad a). Zagadnienia te związane są ze zjawiskami optycznymi. Wspominaliśmy we wstępie, że substancje nematyczne zorientowane czynnikami zewnętrznymi, wykazują optyczną dwójłomność. Są one na ogół optycznie dodatnie, tzn. współczynnik załamania promienia nadzwyczajnego jest większy od zwykłego. Ciecze o strukturze cholesterycznej są optycznie ujemne. Ale ciecze te są optycznie aktywne, tzn. powodują skręcenie płaszczyzny polaryzacji padającego światła spolaryzowanego. Substancje te wykazują dichroizm,

tn. różnicę w absorpcji dwu składowych polaryzacji. Ta absorpcja jest czułą funkcją długości fali i temperatury. Stąd charakterystyczne barwy w świetle przepuszczonym i odbitym zależne są od temperatury. Jest to zasada jednego z poważniejszych działów zastosowań ciekłych kryształów, tzw. termografii, gdzie chodzi o wyznaczanie rozkładu temperatury na dużych nawet powierzchniach. Stosowanie substancji cholesterycznych i różnych mieszanin tych substancji z nematycznymi oraz ze „zwykłymi” substancjami dichroicznymi pozwala stosować te metody w granicach temperatur od -20°C do 250°C .

W technice zależy nam często na znajomości rozkładu temperatur na różnych powierzchniach. Powleka się daną powierzchnię cienką, możliwie jednolitą warstwą ciekłego kryształu i obserwuje się rozkład barw. Obserwowane zmiany barwy są odwracalne w funkcji temperatury. Stosuje się te metody w maszynoznawstwie, w lotnictwie i in.

Niezwykle ważną dziedziną jest stosowanie tego typu termografii w medycynie w badaniach diagnostycznych, np. przy badaniach temperatury skóry chorego w różnych celach. W ten sposób mogą być wykrywane nowotwory podskórne, które dają nieco wyższą od otoczenia temperaturę skóry. Także adsorpcja bardzo małych ilości par czy gazów na powierzchni powleczonej odpowiednim ciekłym kryształem, daje zmianę barwy, co może służyć do wykrywania danych domieszek w atmosferze.

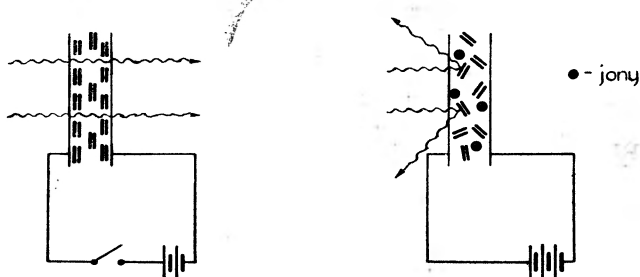
Zjawiska tu opisane wykorzystuje się też do konstrukcji polaroidów.

Ad b). Możliwość orientacji polem elektrycznym substancji nematycznych i tym samym wpływ pola elektrycznego na własności optyczne (przeźroczystość czy nieprzeźroczystość), a więc istnienie zjawisk elektrooptycznych, stanowi podstawę zastosowań ciekłych kryształów w elektronice i informatyce.

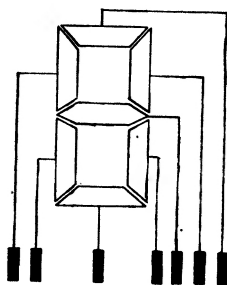
W doświadczeniach fizyków polskich opisanych w artykule mieliśmy do czynienia z zagadnieniem orientacji cieczy nematycznych w grubych warstwach. Już wtedy wydawało nam się, że w mechanizmie orientacji polem elektrycznym odgrywa rolę fakt przepływu jonów wzdłuż pola elektrycznego. W problemach elektrooptycznych, którymi teraz się zajmujemy, zasadniczą rolę odgrywa mechanizm orientacji w cienkich warstwach nematycznych. Wyobraźmy sobie bardzo cienką warstwę takiej substancji między dwiema płasko równoległymi płytkami szklanymi z naniesionymi przeźroczystymi elektrodami metalicznymi. Dzięki wpływowi orientującemu ścian, wzmocnionemu zwykle przemieszczeniem płytek, w wypadku nieobecności pola elektrycznego cały układ jest przeźroczysty. Z chwilą załączenia pola elektrycznego płytka staje się mętna, nieprzeźroczysta. To zjawisko pochodzi stąd, że włączenie pola powoduje przepływ jonów przez układ, które jak teraz możemy sobie dobrze wyobrazić, powodują chaotyczną dezorientację zaburzając poprzednią orientację. To zjawisko rozproszenia światła na zaburzonej orientacji drobin ciekłego kryształu nazywa się rozproszeniem dynamicznym (rys. 19).

Orientacja względnie dezorientacja może być powodowana przez punktowe elektrody i w ten sposób włączenie pola do odpowiednich elektrod daje na od-

Cienkie warstwy – Rozpraszanie dynamiczne



Rys. 19. Wpływ przepływu jonów na rozpraszanie dynamiczne światła



Rys. 20. Zasada cyfrowego „displaya” ciekło-kryształicznego

powiniem „displayu” odpowiedni znak, liczbę czy figurę przy odpowiednio wprowadzonym źródle światła przepuszczonego czy odbitego. Pewne pojęcie o typowym „displayu” z siedmioma elektrodami daje nam rys. 20. Opisane tu bardzo powierzchownie urządzenia odznaczają się bardzo niskim napięciem sterowania, np. 20 V i bardzo niskim zużyciem mocy np. 10 mW/cm². Obecnie produkuje się ciekło krystaliczne „displaye” w cenie 0.5 \$ na jedno miejsce na 10 cyfr.

Literatura

- [1] M. Jeżewski, *J. Phys. Radium* 5, 59 (1924); *Z. Phys.* 51, 159 (1928) and *CR de la Soc. Polon. de Physique* 4, 167, (1929).
- [2] M. Jeżewski, M. Mięśowicz, *Acta Phys. Pol.* IV, 97 (1935).
- [3] M. Mięśowicz, M. Jeżewski, *Phys. Z.* 36, 107 (1935).
- [4] M. Mięśowicz, *Nature* 136, 261 (1935); *Bull. Intern. Acad. Pol. Ser. 4*, 228 (1936); *Nature* 158, 27 (1946).

- [5a] J. A. Janik, J. M. Janik, K. Otnes, T. Riste, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **15**, 189 (1971);
b. J. A. Janik, J. M. Janik, K. Otnes, R. Pynn, *Proc. of the IAEA Symposium on
El. Scattering of Neutrons*, Vienna 1972, p. 515; c. J. A. Janik, J. M. Janik, K. Otnes,
K. Rościszewski, S. Wróbel, *Proc. of the Liq. Cryst. Conference*, Bangalore (India)
1973.
- [6] W. Kast, *Ann. Phys.* **73**, 145 (1924).
- [7] E. F. Carr, R. D. Spence, *J. Chem. Phys.* **22**, 1481 (1954).
- [8] W. H. Moll, L. S. Ornstein, *Proc. Acad. Sci. Amsterdam* **21**, 259 (1919).
- [9] Chang — Koo Yun, A. G. Fredrickson, *Proc. Am. Chem. Soc. Symposium on Liquid
Cryst.*, N. Y., Sept. 1969.
- [10] R. S. Porter, J. F. Johnson, *J. Appl. Phys.* **34**, 51 (1963).
- [11] M. W. Neufeld, *Phys. Z.* **14**, 645 (1913).
- [12] R. S. Porter, J. F. Johnson, *Rheology*, **4**, 317 (1967), Academic Press, N. Y.
- [13] W. N. Zwetkov, G. M. Michajlov, *Acta Phys. Chem. (URSS)* **8**, 77 (1938).
- [14] G. Becherer, W. Kast, *Ann. Phys.* **41**, 355 (1942).
- [15a] R. S. Porter, E. M. Barral, J. F. Johnson, *J. Chem. Phys.* **45**, 1452 (1966); b. M. Pa-
poular, *Phys. Lett.* **30A**, 5 (1969); c. D. Forster, T. C. Lubensky, P. C. Martin, J. Swift,
P. S. Persham, *Phys. Rev. Letters* **26**, 1016 (1971); d. K. A. Kemp, S. V. Letcher,
Phys. Rev. Letters **27**, 1643 (1971); P. G. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, —
Clarendon Press 1974, Chapter 5.
- [16a] R. Blinc, V. Dimic, J. Pirs, M. Vilfan, I. Zupancic, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **14**, 97
(1971); b. K. E. Larsson, *Phys. Rev. A* **3**, 1006 (1971), *J. Chem. Phys.* (1973); c. K. Rości-
szewski, *Physica*, w druku d. J. Töpler, B. Alefeld, T. Springer, *Mol. Cryst.
Liq. Cryst.* (w druku).

Dymitr S. Czernaowski

Institut Fizyki Akademii Nauk ZSRR
Moskwa

Model matematyczny powstawania życia *

A Mathematical Model of the Life Origin

Abstract: Some aspects of a theoretical approach to the fundamental problems in biology are considered. In particular problems concerning the unique code and the origin of the biological information are discussed. A hypothetical mechanisms of the synthesis of the specific protein is proposed. No assumption of an accidental synthesis is needed in the presented scheme.

1. Wstęp

Zanim zajmiemy się właściwym tematem niniejszego artykułu, wydaje się celowe omówienie roli modeli matematycznych w biofizyce w ogóle oraz podanie jakościowego uzasadnienia dyskusowania tych zagadnień w czasopiśmie, poświęconym problematyce interesującej fizyków.

Biofizyka bywa wciąż jeszcze niekiedy uważana za tę dziedzinę biologii, w której podstawową rolę odgrywa zastosowanie aparatury i eksperymentalnych metod fizyki w badaniu obiektów biologicznych. Liczne prace o tym charakterze są bez wątpienia niezmiernie ważne i owocne. Współczesna biologia zawdzięcza poznanie szeregu właściwości żywych obiektów lub ich elementów właśnie zastosowaniu aparatury i metod fizycznych. Na tym jednak bynajmniej nie kończy się rola fizyki w biologii.

W ostatnich latach szczególnie owocne okazało się zastosowanie w biologii metod, opartych na „fizycznym sposobie myślenia”. Metody te wiążą się z modelowaniem matematycznym procesów biologicznych, co z kolei stanowi ważny, jeżeli nie podstawowy, dział teoretycznej biofizyki.

Przypomnijmy przede wszystkim na czym polega w ogóle model matematyczny jakiegokolwiek procesu.

* Artykuł napisany specjalnie dla „Postępów Fizyki”.

Wszelkie stwierdzenia w dziedzinie fizyki — poza bezpośrednim opisem faktów eksperymentalnych — dzielimy zazwyczaj na trzy klasy: hipotezy, modele, teorie.

Hipotezą nazywamy stwierdzenie z jednej strony niesprzeczne z istniejącymi danymi, a z drugiej — pozwalające przewidywać nowe fakty, przy czym stwierdzenie stanowiące treść hipotezy nie jest jeszcze potwierdzone eksperymentalnie. Słowne, opisowe sformułowanie hipotezy nie pozwala na ogół na jasne i precyzyjne ustalenie granic jej stosowalności.

Model matematyczny stanowi w swej istocie matematyczne sformułowanie hipotezy, co umożliwi określenie granic jej stosowalności, a ponadto pozwala otrzymać dokładniejsze przewidywania oraz opisać i uwypuklić szereg efektów, które wymykają się przy słownym sformułowaniu hipotezy.

Jeżeli model matematyczny zostanie dostatecznie sprawdzony, nie prowadzi do sprzeczności i zgadza się z faktami doświadczalnymi tak w zakresie założeń, jak i rezultatów, to nadajemy mu zaszczytne miano teorii.

Granica między modelem a teorią nie jest jednak ostra; szczególnie często spotykamy się z tą sytuacją w fizyce współczesnej. Istnieje np. szereg podręczników teorii jądra atomowego, jednakże głębsza i bardziej wnikliwa analiza pokazuje, że teoria ta stanowi raczej zbiór modeli, często niedostatecznie kompletnych i sprawdzonych.

Zauważmy, że zarówno przy formułowaniu modeli matematycznych, jak i teorii stosuje się z reguły i nieuchronnie pewną idealizację opisywanego obiektu. Właśnie dzięki temu teoria może zawierać stosunkowo niewiele parametrów i — w konsekwencji — staje się konstruktywna. Istotnie, jeżeli teoria zawiera bardzo wiele parametrów i zmiennych, co mogłoby sugerować jej kompletność, to taka teoria staje się niekonstruktywna i traci moc przewidywania. Z taką sytuacją mamy np. do czynienia w mechanice, gdy próbujemy opisać zachowanie się gazu doskonałego przy zadaniu pędów i położeń wszystkich cząsteczek gazu.

W fizyce idealizacja opisywanego obiektu polega na tym, że z reguły rozważamy właściwości układu odosobnionego (zamkniętego), przy czym często udaje się oszacować wielkość błędu przy stosowaniu takiej idealizacji do opisu obiektu rzeczywistego.

W dziedzinie biologii sytuacja jest znacznie trudniejsza. Obiekt żywy nie może być izolowany od otaczającego go środowiska. Obiekt izolowany po prostu wkrótce przestałby być żywym. Obiekt biologiczny jest z reguły układem otwartym, ustawicznie wymieniającym materię i energię z otaczającym go środowiskiem. Rola najróżniejszych czynników przypadkowych jest przy tym znacznie większa niż w fizyce, a ocena ich wpływu — trudniejsza.

Zauważmy, że w fizyce także żaden układ rzeczywisty nie jest całkowicie izolowany, przy czym prócz czynników, których rolę i wpływ można oszacować, występują czynniki nie poddające się dokładnej analizie. Np. w mechanice klasycznej posługujemy się równaniami co najwyżej drugiego stopnia, podczas gdy nie mamy żadnej gwarancji, że w opisie rzeczywistego układu nie występują

człony wyższych rzędów, choćby z małymi współczynnikami. Wiadomo przy tym z elementarnego kursu analizy, że rozwiązania równań wyższych rzędów różnią się zasadniczo od rozwiązań równań rzędu niższego i nie wolno zaniedbywać wyższych członów. Niemniej jednak fizyk, opisujący zjawiska, z reguły pomija w równaniach wyrazy wyższych rzędów. Najbardziej zadziwiające jest właśnie to, że przy takim podejściu otrzymuje się wyniki zgodne z danymi eksperymentalnymi. Myśl tę wyraził swego czasu Einstein mówiąc, że „najbardziej zdumiewające w otaczającym nas świecie jest to, że jest on poznawalny” [1].

W układach biologicznych sytuacja ta występuje w sposób szczególnie jaskrawy. W modelach matematycznych procesów biologicznych z reguły i nieustannie zaniedbuje się człony wyższych rzędów, przy czym tylko takie uproszczone modele okazywały się dotychczas konstruktywne i owocne, podczas gdy bardziej rozbudowane modele nie prowadzą do lepszych, bogatszych rezultatów.

2. Modelowanie matematyczne w biologii

Historia stosowania modeli matematycznych w biologii rozpoczęła się stunkowo dawno. Np. Poiseuille (1799—1869) próbował sformułować równania, opisujące obieg krwi w naczyniach krwionośnych. Wynikiem tych starań było powstanie całej dziedziny — dynamiki laminarnych przepływów Poiseuille’a — ważnej i podstawowej dla szeregu problemów technicznych. W opisie krwioobiegu teoria ta jednak nie znalazła bezpośredniego zastosowania. Innym przykładem są prace Volterry (1860-1940), który zaproponował model matematyczny, opisujący współistnienie dwóch gatunków (zagadnienie „ofiary i drapieżnika”). W wyniku tych prób powstała dziedzina, zwana w matematyce analizą całek Volterry, jednakże opis dynamiki współistnienia gatunków przy pomocy tego modelu okazał się niewystarczający.

Los wspomnianych tu usiłowań (a także szeregu innych) nie jest dziełem przypadku. Brak kompletnych i wiarygodnych danych o procesach biologicznych nie pozwalał na określenie i ilościowe ujęcie czynników najistotniejszych dla opisywanego procesu, np. w zagadnieniu Poiseuille’a nie uwzględniono faktu, że naczynia krwionośne są sprężyste i zmieniają swe wymiary w zależności od ciśnienia i innych czynników.

W ostatnich latach sytuacja uległa jednak istotnej zmianie; wzbogaciła się wiedza o obiektach biologicznych i znacznie wzrosła jej dokładność.

Modele matematyczne są obecnie szeroko stosowane w najróżniejszych dziedzinach biofizyki. Dla przykładu można wymienić posługiwanie się modelami matematycznymi w celach praktycznych: w przemyśle, opartym na procesach fermentacyjnych, gdzie istotny jest opis dynamiki procesu i jego optymalizacja ze względu na wydajność produkcji, czy w ekologii, a w szczególności w opisie oddziaływania człowieka z otaczającą go przyrodą i ocenie skutków tych oddziaływań.

Drugą grupę zagadnień, w których są stosowane modele matematyczne, stanowią procesy oscylacyjne. Mają one podstawowe znaczenie dla zrozumienia i opisu molekularnych podstaw niektórych zjawisk biologicznych i — niezależnie — ich przejawów i roli w dziedzinie medycyny. W istocie swej nawet tak ważny, podstawowy proces jak wzrost i podział komórki można opisywać z punktu widzenia teorii procesów oscylacyjnych.

Wreszcie modele matematyczne są szeroko stosowane przy badaniu i opisie procesów związanych z układem nerwowym w organizmach żywych.

Oczywiście wspomniane wyżej przykłady nie stanowią, nawet w przybliżeniu, pełnej listy możliwych zastosowań modeli matematycznych w biologii. Znacznie bogatszy zbiór przykładów można znaleźć w szeregu opracowań monograficznych [2, 3, 4].

W dalszym ciągu niniejszego artykułu zajmiemy się dyskusją modelu matematycznego jednego z najważniejszych i najbardziej podstawowych w biologii procesów, a mianowicie rozważać będziemy zagadnienie powstania życia.

3. Cechy i funkcje „obiektów żywych”

Przedmiotem dalszej dyskusji będzie zatem pytanie jak obiekt żywy mógł powstać z „przyrody nieożywionej”. W związku z tak postawionym zagadnieniem należałoby powiedzieć, co rozumiemy przez obiekt żywy, tj. podać jego definicję.

Ścisła definicja obiektu żywego nie istnieje jednak i w tym artykule nie będziemy podejmować próby jej sformułowania, możemy natomiast wymienić pewne cechy, którymi koniecznie musi charakteryzować się żywy organizm. Cechy te są związane z powstaniem i rolą informacji biologicznej.

W każdym obiekcie żywym niezbędny jest aparat przechowywania i przekazywania informacji biologicznej. We współczesnym świecie obiektów żywych, w tzw. biosferze, rolę tę pełnią polimery DNA (kwasu dezoksyrybonukleinowego). Wiadomo od dość dawna [5], że polimery kwasów nukleinowych, tworzące podwójną spiralę, składają się z czterech nukleotydów, które różnią się obecnością jednej z zasad nukleinowych (adenina, tymina, cytozyna i guanina). Kolejność nukleotydów w jednym polimerze stanowiącym jedną część podwójnej spirali określa jednoznacznie kolejność ich w drugim (adenina łączy się za pośrednictwem wiązań wodorowych z tyminą, a cytozyna — z guaniną); właściwość tę określamy jako komplementarność podwójnej spirali. Podwójna spirala ma zdolność podwajania czyli replikacji: przy rozerwaniu wiązań wodorowych do każdego z polimerów przyłączają się odpowiednie swobodne nukleotydy, tak, że w rezultacie powstają dwie spirale podwójne, albo dwa bipolimery, identyczne z pierwotnym. Kolejność nukleotydów w jednym z polimerów stanowi informację biologiczną, zapisaną w postaci czteroliterowego kodu.

Obiekty żywe powinny zawierać aparat, zdolny do wykorzystania informacji biologicznej. We współczesnej biosferze rolę tę pełnią białka — jednonitkowe

polimery, złożone z aminokwasów. Liczba różnych aminokwasów wynosi 20, a zatem informacja w białkach jest zapisana w postaci kodu dwudziestoliterowego. Kolejność aminokwasów w białkach jest określana przez kolejność nukleotydów w DNA. W ten sposób białka realizują informację, zawartą w DNA.

Proces syntezy białka, w którym informacja, zapisana w kodzie 4-literowym, jest tłumaczona na język 20-literowego kodu, nazywa się procesem translacji.

Białka stanowią aparat roboczy żywej komórki. Katalizują one określone, niezbędne dla życia reakcje, a wśród nich reakcję podwajania DNA. Tak więc dla obiektów żywych DNA jest czynnikiem koniecznym dla syntezy białek, a w szczególności i tych białek, które są niezbędne do podwajania DNA. W ten sposób powstaje pewien zamknięty cykl: kwasy nukleinowe są niezbędne dla syntezy białka, a białko jest niezbędne dla podwajania DNA. Takie białko będziemy nazywać replikazą. Obiekt żywy możemy w najprostszym przypadku przedstawić sobie jako złożony z polinukleotydów i jednego białka, zdolnego do działania jako replikaza.

4. Proces powstawania najprostszych obiektów żywych

Zajmiemy się obecnie bardziej szczegółowo procesem spontanicznego powstania najprostszego obiektu żywego. Wiąże się z tym szereg istotnych, podstawowych problemów.

Dla powstania rozważanego obiektu żywego niezbędne jest istnienie poszczególnych nukleotydów i aminokwasów. W obecnie istniejącej przyrodzie żywej substancje te powstają wyłącznie w organizmach żywych, a zatem podstawowym problemem w naszym zagadnieniu jest pytanie czy te „elementarne cegiełki” mogą syntetyzować się w świecie nieorganicznym? W poszukiwaniu odpowiedzi na to pytanie istotną rolę odegrał eksperyment. W pracach grup Oparina [6] i Foxa [7] wykazano, że w „pierwotnym oceanie” w wyniku działania takich czynników, jak promieniowanie pochodzące od Słońca, wybuchy wulkanów czy wyładowania elektryczne mogły powstać — i to w dość znacznej ilości — zarówno pojedyncze nukleotydy, jak i aminokwasy. Co więcej, stwierdzono [8], że podobne cząsteczki występują także w przestrzeni kosmicznej. Istotne jest także to, że wspomniane substancje były zdolne do koncentrowania się i tworzenia pewnych zgrupowań, tzw. koacerwatów. Tych — bardzo zresztą ważnych zagadnień — nie będziemy dalej rozwijać w naszych rozważaniach.

Następnym zagadnieniem, wymagającym nieco głębszej analizy teoretycznej i logicznej, jest problem, jak mogły powstać polimery DNA, umożliwiające syntezę danego białka o własnościach replikazy?

Dyskusja tego zagadnienia wymaga przynajmniej krótkiego uproszczonego opisu działania współczesnego aparatu translacji. Proces ten składa się z szeregu stadiów: z odcinka DNA, niosącego informację o syntezie określonego białka,

zdejmowana jest „kopia” czyli syntetyzuje się komplementarna do danego odcinka jednonitkowa cząsteczka RNA (kwasu rybonukleinowego). Kopia ta łączy się ze specjalnymi ciałami, tzw. rybosomami. Przy pomocy tego układu, za pośrednictwem cząsteczek zwanych t-DNA (transfer DNA) przenoszone są aminokwasy w ten sposób, że cząsteczki t-DNA mają z jednej swej strony 3 nukleotydy, a z drugiej — dołączony aminokwas. Cząsteczki t-DNA są więc „tłumaczami” — tłumaczą one informację zapisaną w kodzie 4-literowym na język kodu 20-literowego. Każdej trójce nukleotydów odpowiada jeden aminokwas. Liczba różnych typów t-DNA winna być nie mniejsza niż liczba różnych aminokwasów (w rzeczywistości liczba ta jest nieco większa). Sam proces przyłączania aminokwasów do t-DNA odbywa się z udziałem specjalnych białek, charakteryzujących się obecnością dwóch zasadniczych odcinków, z których jeden jest komplementarny do trójki nukleotydów, a drugi — do odpowiedniego aminokwasu.

Szczegółowa analiza wykazała, że współczesny kod jest zdegenerowany, tzn. kilku różnym trójkom nukleotydów odpowiada ten sam aminokwas. Fakt ten jest bardzo istotny, ponieważ liczba różnych trójek, z których każda składa się z czterech liter, wynosi $4^3 = 64$, jest zatem większa niż liczba różnych aminokwasów. Jednocześnie jednak taki kod jest maksymalnie ekonomiczny. Istotnie, gdyby każdy aminokwas był kodowany przez dwa nukleotydy, to liczba różnych kombinacji wynosiłaby zaledwie $4^2 = 16$, co nie wystarcza do kodowania dwudziestu aminokwasów.

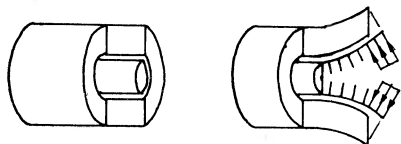
Z przedstawionym wyżej (bardzo schematycznie i skrótowo) współczesnym mechanizmem translacji wiążą się dwa zasadnicze pytania.

1) Jakie jest prawdopodobieństwo, że cały rozważany układ powstał ze swoich elementów, nukleotydów i aminokwasów, przypadkiem? Tak sformułowane pytanie po raz pierwszy zostało postawione przez Quastlera [9], który podał też oszacowanie wartości tego prawdopodobieństwa — 10^{-250} ! Niewyobrażalnie mała wartość tego prawdopodobieństwa oznacza, że przypadkowe powstanie rozważanego układu było praktycznie zupełnie niemożliwe! Zagadnieniami tymi, jako nie wymagającymi modelowania matematycznego, nie będziemy się dalej zajmować w niniejszym artykule. Bliższą dyskusję tego problemu można znaleźć np. w [10].

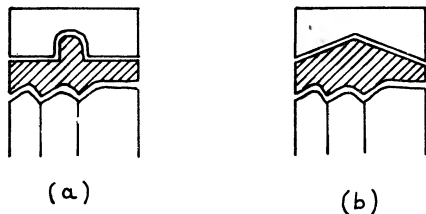
2) Wyżej opisany kod jest uniwersalny, to znaczy identyczny dla wszystkich obiektów żywych. Z drugiej strony jednak jest jasne, że inny kod — z porządkowanymi aminokwasami — działałby z równie dobrym skutkiem. Powstaje zatem pytanie; dlaczego we współczesnym nam świecie stwierdzamy tylko jeden, uniwersalny wariant kodu? Tak sformułowaniem pytaniem zajmował się także m. in. Quastler. Ostatnio próbę sformułowania odpowiedzi na to pytanie podjął Eigen w swej głośnej pracy [11], zakładając, że początkowo istniało wiele różnych wariantów kodu, ale z biegiem czasu wyselekcjonował się i dotrwał do naszych czasów jeden, najlepszy wariant. Autor niniejszego artykułu jest zdania, że odpowiedź, zaproponowana przez Eigena, nie jest zadowolająca, ponieważ mamy tu do czynienia z selekcją jednego wariantu kodu spośród wielu

równoprawnych. Przebieg takiego procesu, polegającego na selekcji jednego z wielu równoprawnych, będzie przedmiotem bardziej szczegółowej dyskusji poniżej.

Zakładamy zatem, że w pierwotnym oceanie (ściślej: w zawartych w nim koacerwatach) znajduje się znaczna ilość nukleotydów i aminokwasów, wytworzonych w okresie „prebiologicznym”. Założmy ponadto, że istnieją już obiekty zdolne do spontanicznego powstawania i zarazem pretendujące do określenia



Ryc. 1



Ryc. 2

ich mianem „żywych”. Najprostszy wariant takiego obiektu można przedstawić sobie jako polimer, złożony z nukleotydów, pokrytych płaszczem białkowym. Układ taki jest już zdolny do podwajania, przy czym płaszczy białkowy odgrywa rolę replikazy, to jest przyspiesza, usprawnia podwajanie. Sam mechanizm podwajania można przedstawić schematycznie w dość prosty sposób. Płaszcz białkowy pod wpływem zmian temperatury, zawartości soli, czy wartości PH lub po prostu pod wpływem wewnętrznych napięć mechanicznych może zmieniać swój kształt, przy czym wiązania wodorowe między nukleotydami ulegają rozerwaniu (rys. 1), a na wolne miejsca wchodzi swobodne (komplementarne) nukleotydy. W wyniku tego procesu z jednego bipolimeru powstają dwa identyczne bipolimery. Ażeby taki obiekt mógł być nazwany żywym, konieczne jest istnienie mechanizmu translacji, tj. mechanizmu, który umożliwiłby syntezę płaszcza białkowego. Dla realizacji tego celu niezbędna jest obecność najprostszych adapterów, tj. cząsteczek z jednej swej strony komplementarnych do odcinka polinukleotydu, a z drugiej — do odcinka płaszcza białkowego. Schematycznie taki adapter przedstawiono na rys. 2a. Bardziej szczegółowe omówienie mechanizmu spontanicznego powstawania płaszcza białkowego oraz adapterów można znaleźć w pracy [12], gdzie podano także dyskusję zagadnienia w jaki sposób w wyniku replikacji polinukleotydu, realizuje się podwajanie płaszcza białkowego i adapterów, tj. całego obiektu. Prędkość

podwajania zależy przede wszystkim od kształtu, właściwości oraz pierwotnej kolejności aminokwasów w płaszczu białkowym.

Obecnie zajmujemy się zagadnieniem współistnienia i konkurencji między takimi obiektami. Łatwo odgadnąć, że uprzywilejowane będą obiekty zaopatrzone w najlepszy płaszcz białkowy — ich gorzej „przygotowani do życia” konkurenci wkrótce wyginą. Ten proces selekcji rozważał w swych pracach Eigen [11]. Dla uproszczenia dalszych rozważań można założyć, że po pewnym czasie pozostaną tylko obiekty z najlepszymi adapterami. Takich obiektów może być jednak wiele, różniących się między sobą kolejnością nukleotydów. To ostatnie jest możliwe, ponieważ kolejność nukleotydów w polimerze nie wpływa na kształt (w odróżnieniu od białek, gdzie pierwotna kolejność w pełni określa kształt cząsteczki). W ten sposób można wyobrazić sobie kilka (w istocie może to być nawet dość znaczna liczba) obiektów o jednakowym płaszczu białkowym, lecz o różnej kolejności nukleotydów. Obiekty takie będziemy dalej nazywać różnymi, lecz równoprawnymi.

W problemie ich wzajemnego oddziaływania i współistnienia istotną rolę odgrywa tzw. odwrotna degeneracja. Mówiliśmy mianowicie wyżej, że współczesny kod jest zdegenerowany, tzn. pojedynczemu aminokwasowi odpowiada więcej niż jedna trójka nukleotydów, nie ma jednak ani jednego przykładu sytuacji, w której różnym aminokwasom odpowiadałaby ta sama trójka nukleotydów. Gdyby miała miejsce taka dwustronna degeneracja, to wówczas informacja zawarta w DNA nie określałaby jednoznacznie właściwości białek i istniałaby pewna dowolność i związane z nią „błędy” w pierwotnej kolejności w białkach. Widać stąd, że odwrotna degeneracja jest zjawiskiem ze wszech miar niepożądanym, prowadzącym do zguby obiektu.

Odwrotna degeneracja oznacza — posługując się pojęciem adapterów — istnienie cząsteczek takiego typu, jak przedstawione na rys. 2a i rys. 2b; w cząsteczkach tych występują jednakowe odcinki komplementarne do trójek nukleotydów, oraz różne odcinki komplementarne do aminokwasów.

Z warunku niewystępowania odwrotnej degeneracji wynikają dwa następujące wnioski:

a) długość pierwotnego polinukleotydu nie powinna być zbyt duża. W istocie, jeżeli polinukleotyd zawiera więcej niż 64 trójki, to nieuchronnie pewne trójki będą się w nim powtarzać. Ponieważ z reguły byłyby one rozmieszczone w różnych miejscach łańcucha, zatem odpowiadałyby różnym odcinkom łańcucha aminokwasów. W rezultacie powstałyby adaptery odwrotnie zdegenerowane. Według wyżej przedstawionego rozumowania takie obiekty są niezdolne do życia. Łatwo się przekonać, że prawdopodobieństwo powstania odwrotnie zdegenerowanych adapterów jest małe przy długości łańcucha pierwotnego polinukleotydu $\lesssim 30$.

Na pierwszy rzut oka może się to wydawać sprzeczne z danymi o współcześnie obserwowanych łańcuchach, których długości są znacznie większe

(np. odcinek DNA, kodujący białko, złożone ze stu aminokwasów, zawiera 300 trójek!). Sprzeczność ta okaże się jednak pozorna, jeżeli rozważymy przebieg dalszej ewolucji, dyskutowany w dalszej części artykułu;

b) przy zetknięciu się dwóch różnych, ale równoprawnych obiektów, ich adaptory mieszają się ze sobą. Powstaje przy tym odwrotna degeneracja po prostu dlatego, że ich płaszcze białkowe są jednakowe, natomiast kolejności nukleotydów są różne. Rezultatem spotkania dwóch takich obiektów jest zguba obydwu — ich oddziaływanie jest antagonistyczne.

Ten ostatni wniosek odgrywa bardzo istotną rolę w procesie selekcji jednego kodu wielu równoprawnych. Właśnie dzięki takiemu antagonistycznemu oddziaływaniu powstaje tylko jeden wariant spośród wielu pierwotnych obiektów o określonej kolejności nukleotydów.

5. Sformułowanie i analiza modelu matematycznego

Ażeby wykazać słuszność wyżej sformułowanego wniosku przedyskutujemy model matematyczny selekcji jednego kodu spośród wielu równoprawnych.

Niech x_i oznacza liczbę identycznych obiektów i -go typu, charakteryzujących się jednakową kolejnością nukleotydów. Szybkość zmian ich liczby w czasie można zapisać w postaci układu równań:

$$\frac{dx_i}{dt} = ax_i - \sum_{i \neq j} \gamma x_i x_j. \quad (1)$$

Pierwszy człon po prawej stronie odpowiada „rozmnażaniu”, przy czym współczynnik a określa dominację narodzin nad śmiercią. Ponieważ przyjęliśmy, że obiekty są równoprawne, zatem współczynniki a są jednakowe, i dlatego występują w równaniach bez wskaźnika. Drugi człon odpowiada zgubnym skutkom spotkań pomiędzy obiektami różnych ($i \neq j$) typów, ponieważ przyjęliśmy, że występowanie jakiegokolwiek odwrotnej degeneracji prowadzi do oddziaływań antagonistycznych. Wyłączenie z sumy członów o $i = j$ oznacza, że oddziaływanie między identycznymi obiektami nie jest antagonistyczne. Przyjęcie $\gamma_{ij} = \text{const} = \gamma$ upraszcza analizę modelu, ale szczegółowa analiza układu z różnymi współczynnikami γ_{ij} prowadzi do tych samych wniosków.

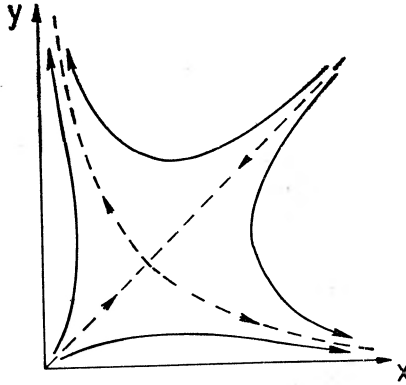
Jeżeli, celem dalszego uproszczenia, ograniczymy na razie nasze rozumowanie do najprostszego przypadku oddziaływania między dwoma tylko typami obiektów, to po wprowadzeniu nowych zmiennych:

$$x = \frac{\gamma}{a} x_1, \quad y = \frac{\gamma}{a} x_2, \quad t = at$$

model nasz możemy zapisać w postaci:

$$\frac{dx}{dt'} = x - xy; \quad \frac{dy}{dt'} = y - xy. \quad (2)$$

Układ ten można łatwo rozwiązać analitycznie, przedstawiamy tu jednak tylko jakościową analizę modelu, ponieważ prowadzi ona do lepszego, łatwiejszego do interpretacji, obrazu dynamiki rozważanego układu.



Ryc. 3

Przebieg krzywych całkowych na płaszczyźnie przedstawia rys. 3. Układ nasz ma dwa punkty stacjonarne niestabilne: $x = 0 = y$ i $x = 1 = y$, przy czym pierwszy jest węzłem niestabilnym, a drugi — siodłem. Stabilnymi punktami są tylko dwa punkty nieskończenie odległe od początku płaszczyzny fazowej, a mianowicie; $x = 0; y = \infty$ i $x = \infty, y = 0$.

Niestabilność punktu $x = 0 = y$ oznacza, że jeżeli tylko rozważane obiekty powstaną ($x \neq 0$ lub $y \neq 0$), to nieuchronnie rozmnażają się i całkowita ich ilość rośnie.

Niestabilność punktu $x = 1 = y$ oznacza, że niemożliwa jest współistnienie równoprawnych obiektów o równych liczebnościach; najmniejsza choćby przewaga jednego nad drugim prowadzi po pewnym czasie do całkowitego zaniknięcia drugiego gatunku i wzrostu pierwszego. Tempo zanikania konkurencyjnego gatunku można wyznaczyć w oparciu o rozwiązanie analityczne układu (1) i wykazać, że tempo selekcji jednego z spośród dwóch konkurencyjnych gatunków zależy w głównej mierze od współczynnika a , czyli od szybkości rozmnażania.

Wyżej przedstawiony model można zastosować także do opisu powstania asymetrii optycznej, występującej w obiektach biologicznych. Od dawna wiadomo, że tak ważne w biologii substancje jak aminokwasy i cukry występują w przyrodzie nie jako mieszaniny, lecz praktycznie zawsze w określonej, optycznie czynnej postaci, a mianowicie aminokwasy wykazują lewo-, a cukry prawoskrętność. Jasne jest, że świat przyrody żywej charakteryzujący się przeciwną aktywnością optyczną ma identyczne prawo do istnienia, a mimo to na Ziemi

nie występują obiekty żywe, zawierające substancje o przeciwnej aktywności optycznej. Problem tej asymetrii dyskutowano w wielu pracach (np. [13]). Jako możliwe przyczyny tej asymetrii rozważono m. in. wpływ częściowo spolaryzowanego odbitego światła, neutrin słonecznych itp. Czynniki takie jednak, jako zbyt słabe, nie tłumaczą w pełni omawianego zjawiska i same przez się nie mogły zdecydować o aktywności optycznej w cząsteczkach występujących obecnie w przyrodzie żywej. Powstanie asymetrii optycznej można jednak łatwo zrozumieć, jeżeli uwzględnić następujące okoliczności: substancje o przeciwnej aktywności z reguły nie tylko nie są przyswajalne przez organizm, lecz często są dla tych obiektów zgubne. Dlatego wzajemne oddziaływanie organizmów „zwierciadlanych” ma charakter antagonistyczny*.

Jeżeli przyjmiemy, że w jakiejś chwili w przeszłości biosfera składała się z przedstawicieli o różnych aktywnościach optycznych ich składników, to dalszy rozwój można opisać przy pomocy modelu (2), gdzie x i y oznaczają w tym przypadku ogólną ilość biologicznej masy obiektów „lewych” i „prawych” odpowiednio. Wynikiem ich konkurencji będzie — według przewidywań modelu — przeżycie tylko jednej grupy i zaniknięcie drugiej. O tym, która grupa pozostanie, a która zginie, decyduje przypadek. Nie jest wykluczone, że słabe czynniki takie, jak działanie spolaryzowanego światła czy neutrin słonecznych mogły przy tym wpłynąć na pojawienie się małych fluktuacji, ale znaczenie ich dla stanu końcowego zawdzięczamy tylko niestabilności stanu początkowego, w którym obydwaj typy obiektów występowały w równych ilościach.

Walka czy raczej konkurencja między „lewymi” a „prawymi” obiektami odbywała się najprawdopodobniej w innym czasie, a mianowicie później aniżeli dyskutowany poprzednio proces powstawania pierwotnych obiektów.

Wracając do pełnego modelu matematycznego (1) o wielu zmiennych x_i ($i = 1, 2, \dots, n$) warto dodać, że jego właściwości z punktu widzenia dynamiki układu są analogiczne do dyskutowanych wyżej dla modelu dwuwymiarowego (2). Układ charakteryzuje się mianowicie również dwoma punktami (stanami) niestabilnymi; (I) $x_i = 0$ $i = 1, 2, \dots, n$ i (II) $x_1 = x_2 = \dots = x_n$. Układ ma ponadto n stabilnych stanów stacjonarnych, w każdym z których jedna ze zmiennych x_i dąży do nieskończoności, podczas gdy pozostałe — do zera. Model przewiduje zatem pełne znikanie wszystkich konkurentów, poza jednym. Który konkretnie wariant przeżyje — zależy od przypadku. Zauważmy przy tym, że dzięki niestabilności symetrycznego stanu (II) bezwzględna wartość przypadkowej fluktuacji, określającej wybór konkretnego wariantu, może być dowolnie mała.

* „Oddziaływanie” możemy tu rozumieć jako np. zjadanie się nawzajem; w przypadku oddziaływania obiektów o jednakowej symetrii jeden z nich ginie, a drugi korzysta („tyje” i rozmnaża się); w przypadku przeciwnej symetrii oba organizmy giną. Dyskusję zagadnienia asymetrii, opartą o konkurencję populacji „lewych” i „prawych”, przeprowadzono również w pracy [14], gdzie zaproponowano pewien model matematyczny; model ten prowadzi do wniosków jakościowych, zbliżonych do przedstawionych w niniejszym artykule.

6. Powstawanie informacji biologicznej. Związek z pojęciem entropii

Zajmiemy się teraz sytuacją, jaka ma miejsce wówczas, gdy już zniknęły wszystkie warianty konkurencyjne, a pozostał jeden, stanowiący zespół obiektów zdolnych do autoreprodukcji oraz dysponujących aparatem translacji, opartym na jednym, uniwersalnym kodzie.

Proces wyselekcjonowania i powstania jednego, uniwersalnego kodu jest w swej istocie aktem powstawania informacji biologicznej. Ilość informacji w rozważanym przez nas okresie ewolucji jest, oczywiście, znikomą małą w porównaniu z informacją biologiczną, zawartą we współczesnej biosferze. Można tu się posłużyć pewną analogią z lingwistyką: w rozważanej przez nas chwili powstał alfabet, tzn. określona odpowiedniość między symbolami i dźwiękami. Ilość informacji, niezbędnej dla zbudowania alfabetu jest niewyobrażalnie małą w porównaniu z ilością informacji, zawartej w słowach, zdaniach i tekstach, napisanych przy pomocy tego alfabetu. Warto tu podkreślić, że rozważany proces tworzenia informacji stanowił pierwszy krok, niezbędny dla powstania informacji biologicznej. Dalszy wzrost ilości informacji odbywał się w ciągu dalszej ewolucji.

W związku z zagadnieniem narodzin informacji powstaje pytanie jakie są najważniejsze czynniki odpowiedzialne za powstawanie informacji. Problem ten dyskutował Quastler [9], który za dwa najważniejsze czynniki uważał możliwość przypadkowego wyboru jednej spośród wielu równoprawnych możliwości oraz zapamiętanie dokonanego wyboru. W rozważanym powyżej modelu występują obydwa te czynniki; przypadkowy wybór wynika z niestabilności początkowego stanu symetrycznego, a zapamiętywanie — wynika z określonego, dynamicznego zachowania się układu po wyjściu ze stanu niestabilnego.

Model matematyczny, w którym występują obydwa niezbędne dla powstania informacji czynniki, nie może być ani całkowicie dynamiczny (bo wówczas nie można by było mówić o roli przypadku), ani całkowicie statystyczny (bo wówczas nie można by mówić o zapamiętywaniu). Opis powstania informacji może dać tylko model, zawierający niestabilne punkty równowagi i w tych punktach nie będący ściśle dynamicznym.

O powstawaniu informacji mówi się często jako o procesie związanym ściśle ze zmniejszaniem entropii. Należy jednak podkreślić, że z reguły nie chodzi tu o entropię całkowitą, lecz o jej małą część, związaną z tymi stanami swobody, których dotyczy informacja, powstająca w danym procesie. Tę część entropii można by nazwać entropią cząstkową*.

Omówimy to zagadnienie w świetle dyskutowanego przez nas przykładu. Rozważmy chwilę początkową, w której istnieje x_i obiektów i -ego typu ($i = 1, 2, \dots, n$), przy czym całkowita liczba obiektów $\sum_{i=1}^n x_i = N$. Obiekty tego

* Fakt, że entropia cząstkowa jest znikomą małą w porównaniu z entropią całkowitą, dyskutowano w pracy [15].

samego typu (*i*-ego) uważamy za identyczne. Można wówczas wprowadzić pojęcie wagi statystycznej $\Gamma = \frac{N!}{x_1! \cdot x_2! \cdot \dots \cdot x_n!}$, równej liczbie różnych sposobów, przy pomocy których można zrealizować dany stan. Wartość odpowiedniej entropii cząstkowej wynosi $S = k \ln \Gamma$, gdzie k jest stałą Boltzmana. Entropia właściwa $\sigma = \frac{S}{N}$ osiąga, jak łatwo się przekonać, wartość maksymalną

wówczas, gdy wszystkie x_i są równe sobie i wynoszą $\frac{N}{n}$. Ta maksymalna wartość entropii właściwej wynosi $\sigma_{\max} = k \ln n$. W końcu procesu, gdy pozostał (przeżył) już tylko jeden typ obiektów, entropia właściwa równa się zeru. Tak więc proces zmniejszania się entropii wynika z niestabilności stanu o maksymalnej entropii. Taki efekt nie stoi jednak w sprzeczności z drugą zasadą termodynamiki, ponieważ całkowita entropia, uwzględniająca wszystkie stopnie swobody oczywiście rośnie (przede wszystkim na skutek wydzielania ciepła w reakcjach chemicznych). Podobna sytuacja jest możliwa tylko w przypadku, gdy stany początkowy i końcowy oraz wszystkie stany pośrednie są dostatecznie dalekie od stanu równowagi termodynamicznej. Widać zatem, że znaczna odległość od stanu równowagi stanów, w jakich znajdują się rozważane układy, jest jednym z koniecznych warunków powstania życia i jego kontynuacji.

7. Hipoteza dotycząca dalszego przebiegu ewolucji

W dyskusji naszej doszliśmy do wniosku, że w wyniku wyselekcjonowania jednego kodu powstały identyczne obiekty o tej samej u wszystkich funkcji i o stosunkowo krótkich łańcuchach, złożonych z nukleotydów. W związku z tym nasuwa się pytanie w jaki sposób w trakcie dalszej ewolucji powstały różne organizmy, w których występują polinukleotydy o bardzo długich łańcuchach, przy czym uniwersalność, jedyność kodu nie została naruszona. Zamiast jednoznacznej odpowiedzi możemy tu zaledwie zasygnalizować pewną hipotezę: dalsza ewolucja polegała na asocjacji, łączeniu się identycznych obiektów, poczem następowały w nich mutacje. Łączenie się identycznych obiektów prowadzi do powstania dłuższych łańcuchów bez naruszenia uniwersalności i jedyności kodu. Przy mutacjach występujących w dalszym ciągu ewolucji, kod zachowuje się, ponieważ zmiana kodu byłaby zgubna, jak to wynika z wyżej przeprowadzonej dyskusji.

Zaproponowaną hipotezę można w zasadzie poddać testowi eksperymentalnemu: jeżeli mianowicie współcześnie istniejące polinukleotydy są wynikiem asocjacji identycznych krótkich odcinków, to należy oczekiwać pewnych korelacji między fragmentami dłuższego łańcucha, stanowiących „wspomnienie” procesu asocjacji, przy czym interwał korelacji winien być w przybliżeniu zgodny

z długością pierwotnego łańcucha. W rzeczy samej stwierdzono występowanie pewnych korelacji [16], jakkolwiek nie przeprowadzono dotychczas pełnej i szczegółowej analizy korelacyjnej na bardziej obfitym materiale.

8. Zakończenie

W artykule tym autor starał się pokazać na jednym, bardzo zresztą ważnym przykładzie, rolę „fizycznego sposobu myślenia” w analizie i zrozumieniu procesów biologicznych. Głównym elementem rozumowania, który pozwala przeprowadzić próbę opisu procesu powstania życia jest stwierdzenie i analiza niestabilności symetrycznego stanu badanego układu. Warto na koniec wspomnieć, że ta sama idea (tzw. „broken symmetry”) jest obecnie dyskutowana w fizyce cząstek elementarnych [17], co stanowi powód osobistej satysfakcji autora.

Tłumaczyła z rosyjskiego *Ewa Skrzypczak*

Literatura

- [1] Ph. Frank, *Einstein, His life and Time*, New York 1974.
- [2] N. Rashevsky, *Mathematical Biophysics. Physico-Mathematical Foundations of Biology*, New York, Dover Publications 1960.
- [3] Materiały Sympozjum: *Koliebatielnyie processy w biologicheskikh sistemakh*; a) Sympozjum, marzec 1966 w Pushchino on Oka; wyd. Nauka, Moskwa 1967; b) Sympozjum, listopad 1966 w Pushchino on Oka; wyd. E. E. Selkov; Pushchino on Oka, 1971.
- [4] Garfinkel, Lifshitz, Liapunov, Vedenov, *Matematicheskoe modelirovanie zhiznennykh processov*, Myśl, Moskwa 1972.
- [5] Szereg informacji o podstawowych obiektach stanowiących przedmiot biologii molekularnej można znaleźć np. w przystępnie napisanej książce: L. Trager *Wstęp do biologii molekularnej*, Państwowe Wydawnictwo Rolnicze i Leśne, Warszawa 1968.
- [6] A. I. Oparin, *The life, its Nature, Origin and Development*, Nauka, Moscow, 1968.
- [7] S. Fox, *Naturwissenschaften*, 5, 6 (1969); *Molecular Evolution and the Origin of Life*, Editor Freeman, San Francisco 1973; *Naturwissenschaften* 60, 8 (1973).
- [8] H. L. Elsässer, *Bild Wiss.* 10, 7, 756 (1973).
- [9] H. Quastler, *The Emergence of Biological Organisation*, New Haven and London Univ. Press 1964.
- [10] D. S. Chernavskii, N. M. Chernavskaia, *Teor. Eksper. Biophys.* 6, 3 (1974).
- [11] M. Eigen, *Naturwissenschaften* 58, 465 (1971).
- [12] D. S. Chernavskii, N. M. Chernavskaia, *J. Theor. Biology* (in press).
- [13] W. A. Bonner, *Origins of Molecular Chirality*; w *Exobiology* ed. C. Ponnomperuna, North — Holland, Amsterdam — London 1972, p. 170.
- [14] M. Ágeno, *J. Theor. Biology* 37, 187 (1972).
- [15] L. A. Blumenfeld, *On the Nature of Life*, Nauka, Moscow 1964.
- [16] Iu. I. Khurgin, informacja prywatna.
- [17] G. Holton, *Thematic Origins of Scientific Thought*, Cambridge, Harvard Univ. Press 1973.

Adam Jachórkowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Zastosowania modelu Glaubera do opisu rozpraszania cząstek elementarnych i jąder atomowych w zakresie wielkich energii

Applications of the Glauber Model to High Energy Scattering of Elementary Particles and Atomic Nuclei

Abstract: The article starts with a short description of the Glauber model, then a general review of various applications of the model together with examples of up to date experiments is given.

1. Wstęp

Przedmiotem niniejszego artykułu jest model Glaubera i jego zastosowania do opisu rozprożeń cząstek elementarnych i jąder w zakresie wielkich energii ($E > 1$ GeV). W wyborze zagadnień kierowano się głównie liczbą prac, jakie ukazały się na dany temat na przestrzeni ostatnich dwu lat. Podane odnośniki również na ogół dotyczą prac najnowszych.

Zadziwiająca jest żywotność modelu Glaubera do dnia dzisiejszego, mimo że wywodzi się on z połowy lat pięćdziesiątych [1]. Dwadzieścia lat w fizyce cząstek elementarnych stanowi epokę, zważywszy niezwykle burzliwy jej rozwój (patrz np. [2]). Wiele modeli cząstek elementarnych powstawało w tym czasie i upadało, podczas gdy model Glaubera (dalej w skrócie MG) systematycznie rozwijał się i znajdował wciąż nowe zastosowania. Fizyków dziwiła nawet i niepokoiła skuteczność modelu w opisie danych doświadczalnych osiągnięta przy tak prostych podstawowych założeniach. Bardziej wnikliwe badania prowadziły zazwyczaj do wniosku, że różne poprawki do modelu, aczkolwiek ważne z punktu widzenia poprawności fizycznej, w praktycznych zastosowaniach odgrywają niewielką rolę [3, 4].

Istnieje kilka sposobów „wyprowadzenia” podstawowych wzorów MG, znanego w literaturze również pod nazwą modelu wielokrotnego rozpraszania dyfrakcyjnego. Jeden ze sposobów można znaleźć w oryginalnej pracy Glaubera [5]. My będziemy się posługiwać głównie analogią optyczną MG [6]. Podstawowym celem artykułu jest przedstawienie szerokiej skali zastosowań MG na przykładzie najnowszych eksperymentów. Omówione też zostaną krótko niektóre zagadnienia, w których MG odgrywa rolę pomocniczą. Wyczerpujący przegląd zastosowań modelu do roku 1970 można znaleźć w pracach [7, 8].

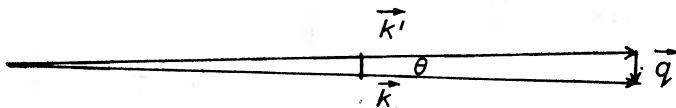
2. Szkic modelu Glaubera

2.1. Podstawowe założenia

W obszarze wysokich energii reakcje elastyczne $a+b \rightarrow a+b$ cechuje ostre maksimum różniczkowego przekroju czynnego dla rozpraszania ku przodowi [9]. Oznacza to dominację małych przekazów pędu między cząstkami a i b . Dość dobra parametryzacja maksimum rozpraszania elastycznego do przodu jest dana funkcją wykładniczą

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{const} \cdot \exp(-a\vec{q}^2), \quad (1)$$

gdzie wektor \vec{q} jest różnicą wektorów pędu cząstki przed i po rozproszeniu, tzn. $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$. Wartość parametru a dla wszystkich reakcji elastycznych wynosi około 8—12 (GeV/c)⁻². Czynniki const zależą od wielkości pędu k i rodzaju zderzających się cząstek. Ze względu na wykładniczy charakter zależności przekroju różniczkowego od kwadratu przekazu pędu q^2 i dużą wartość stałej a , typowe wartości q są dużo mniejsze od k , jak poglądowo ilustruje to rys. 1.



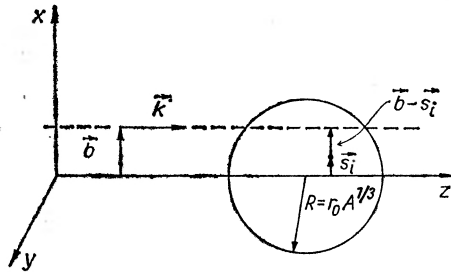
Rys. 1. Typowe względne wartości pędów występujących w opisie rozpraszania elastycznego

Przekaz pędu q związany jest z kątem rozproszenia Θ wzorem $q = 2k \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) \approx \approx k\Theta$. Z bardzo dobrym przybliżeniem można przyjąć, że wektor \vec{q} leży w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku lotu cząstki padającej. Cząstka przechodząc przez jądro atomowe porusza się wzdłuż pewnej linii łamanej na skutek wielokrotnego rozpraszania. Dominacja małych kątów rozpraszania pozwala przybliżyć trajektorię cząstki wewnątrz ośrodka rozpraszającego przez linię prostą.

Nukleony wewnątrzjądrowe znajdują się w ruchu Fermiego. Rozkład ich pędów opisuje funkcja falowa jądra w reprezentacji pędowej. W przypadku deuteronu rozkład ten jest postaci

$$|\psi_d(\vec{p})|^2 d^3\vec{p} = \frac{1}{\pi^2} \frac{(M\varepsilon)^{1/2}}{(M\varepsilon + p^2)^2} d^3\vec{p} \quad (2)$$

We wzorze tym M jest masą nukleonu (ok. 940 MeV), a ε energią wiązania deuteronu (ok. 2,3 MeV). Z wzoru (2) wynika, że najbardziej prawdopodobny pęd nukleonu w deuteronie wynosi około 50 MeV/c. Prawdopodobieństwo wystąpienia pędu nukleonu większego od 400 MeV/c jest równe 0,08. Oznacza to, że padająca cząstka ($E > 1$ GeV) jest znacznie szybsza od nukleonów wewnątrzjądrowych. Z dobrym więc przybliżeniem można założyć, że w czasie (rzędu 10^{-23} s) przechodzenia przez jądro cząstki-pocisku nukleony nie zmieniają swoich położenia (przybliżenie adiabatyczne).



Rys. 2. Schematyczny obraz zderzenia cząstki z jądrem w przybliżeniu modelu Glaubera

Celem MG jest skonstruowanie amplitudy rozpraszania cząstek złożonych na podstawie znajomości amplitud rozpraszania ich swobodnych składników oraz znajomości struktury cząstek. Konieczne jest tu założenie mówiące o sposobie składania oddziaływań dwuciałowych. W MG przyjmuje się, że prawdopodobieństwa oddziaływań cząstki-pocisku z poszczególnymi składnikami cząstki rozpraszającej są od siebie wzajemnie niezależne. W języku przesunięć fazowych jest to równoważne powiedzeniu, że całkowite przesunięcie fazowe amplitudy rozpraszania elastycznego cząstka-jądro jest sumą przesunięć fazowych pochodzących od rozproszeń na pojedynczych nukleonach. Rys. 2 schematycznie ilustruje zderzenie cząstki z jądrem przy przyjęciu omówionych przybliżeń. Wektor \vec{b} nosi nazwę parametru zderzenia, wektory \vec{s}_i są położeniami nukleonów w płaszczyźnie prostopadłej do wektora \vec{k} . Reasumując, MG opiera się na następujących podstawowych założeniach: i) trajektoria cząstki wewnątrz jądra jest prostoliniowa, ii) wektor przekazu pędu cząstki jest mały ($q \ll k$) i prostopadły do kierunku jej pierwotnego pędu, iii) jądro w czasie przechodzenia przez nie cząstki-pocisku stanowi statyczną konfigurację nukleonów, iv) całkowite

przesunięcie fazowe jest sumą przesunięć fazowych pochodzących od rozprożeń na poszczególnych nukleonach.

Najważniejsze jest założenie pierwsze i ostatnie. Rezygnacja z pozostałych założeń prowadzi jednak do poważnych komplikacji rachunkowych.

2.2. Konstrukcja amplitudy rozpraszania

Wyobraźmy sobie, że na ośrodek rozpraszający opisany potencjałem $U(\vec{r})$ pada fala płaska $\varphi_p = e^{ikz}$ reprezentująca cząstkę. Zgodnie z naszymi założeniami, fala po przejściu obszaru oddziaływania nie zmienia swojego kierunku i modyfikuje się tylko o czynnik $S(\vec{b})$ zależny od współrzędnej \vec{b} . Rachunek identyczny jak w przypadku optyki falowej (ośrodek optyczny o współczynniku załamania $n \neq 1$ jest równoważny potencjałowi U) daje wynik

$$S(\vec{b}) = \exp \left[-\frac{i}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\vec{b}, z) dz \right]. \quad (3)$$

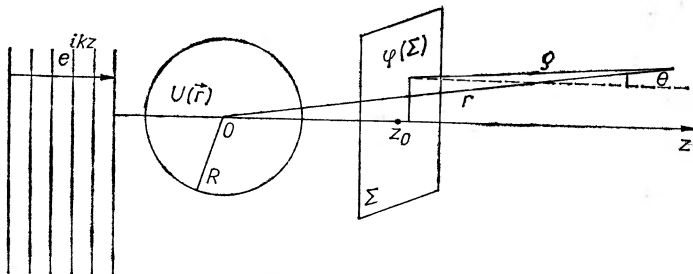
Wektor \vec{r} został rozłożony na składową podłużną z i poprzeczną \vec{b} . Wielkość v jest prędkością cząstki padającej. Jeśli potencjał ma część urojona, to $|S| < 1$, czyli zachodzi wówczas absorpcja fali padającej. W skrajnym przypadku $S(\vec{b}) = 0$ dla $b < R$ (R — promień obszaru oddziaływania) i $S(\vec{b}) = 1$ dla $b > R$. Taka sytuacja odpowiada powstawaniu cienia geometrycznego za obszarem oddziaływania. Założone rozwiązanie końcowe $\varphi_k = S(\vec{b})e^{ikz}$ nie jest oczywiście poprawne w całej przestrzeni, ponieważ zgodnie z mechaniką kwantową asymptotycznie powinniśmy otrzymać rozwiązanie postaci (patrz np. [10])

$$\varphi_{as}(\vec{r}) = e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\Theta), \quad (4)$$

składające się z płaskiej fali padającej i kulistej rozproszonej. Jeśli znamy postać funkcji falowej w obszarze, gdzie obowiązuje jeszcze przybliżenie optyki geometrycznej to możemy obliczyć asymptotyczną ($z \rightarrow \infty$) funkcję falową stosując zasadę Huyghensa (patrz np. [11])

$$\varphi_{as}(\vec{r}) = \frac{k}{2\pi i} \int_{\Sigma} \frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} \cdot \varphi(\Sigma) dS_{\Sigma}. \quad (5)$$

Rys. 3 wyjaśnia przyjęte oznaczenia.



Rys. 3. Ilustracja zasady Huyghensa w zastosowaniu do rozpraszania w obszarze wysokiej energii

W naszym przypadku $\varphi(\Sigma) \equiv S(\bar{b})e^{ikz_0}$. Zamiast wielkości $S(\bar{b})$ często używa się tzw. funkcji profilu $\Gamma(\bar{b}) \stackrel{\text{def}}{=} 1 - S(\bar{b})$, będącej miarą odstępstwa od swobodnej propagacji fali. Jeszcze inny sposób parametryzacji oddziaływania opiera się na ogólnej postaci funkcji $S(\bar{b})$ przedstawionej wzorem (3): $S(\bar{b}) = e^{i\chi(\bar{b})}$. Funkcja $\chi(\bar{b})$ nosi nazwę przesunięcia fazowego. Podstawiając $\varphi(\Sigma)$ do wzoru (5) i przeprowadzając całkowanie (pamiętając o przybliżeniu małych kątów rozpraszania) otrzymujemy wynik

$$\varphi(\bar{r}) = e^{ikz} - \frac{k}{2\pi i} \frac{e^{ikr}}{r} \int e^{-i\vec{k}\vec{b}} \Gamma(\vec{b}) d^2\vec{b}. \quad (6)$$

Porównując otrzymany rezultat z (4) dostajemy szukany wzór na amplitudę rozpraszania elastycznego ($\vec{k} \cdot \vec{b} = 0!$)

$$f(\Theta) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\vec{b}} \Gamma(\vec{b}) d^2\vec{b}. \quad (7)$$

Jest to podstawowa formuła MG. Można ją otrzymać również stosując odpowiednie przejścia graniczne w amplitudzie rozpraszania elastycznego rozłożonej na fale parcjalne [12]

$$f(\Theta) = \frac{i}{2k} \sum_l (2l+1) (1 - e^{2i\delta_l}) P_l(\cos \Theta). \quad (8)$$

Związek (7) mówi nam, że amplituda rozpraszania $f(\vec{q})$ jest dwuwymiarową transformatą Fouriera funkcji profilu $\Gamma(\vec{b})$. Można oczywiście napisać transformację odwrotną

$$\Gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\vec{a}\vec{b}} f(\vec{q}) d^2\vec{q}, \quad (9)$$

będącą zarazem praktycznym przepisem na obliczanie funkcji profilu na podstawie znajomości amplitudy rozpraszania. Jeśli np. użyjemy gaussowskiej parametryzacji amplitudy rozpraszania elastycznego zgodnej z (1):

$$f(\vec{q}) = \frac{i+a}{4\pi} k\sigma e^{-a\vec{q}^2/2}, \quad (10)$$

to na podstawie (9)

$$\Gamma(\vec{b}) = \frac{1-i\alpha}{4\pi a} \sigma e^{-\vec{b}^2/2a}. \quad (11)$$

We wzorach (10) i (11): σ jest całkowitym przekrojem na oddziaływanie, natomiast a podaje stosunek części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania elastycznego ku przodowi. W ogólności parametr a może zależeć od przekazu pędu \vec{q} , lecz w praktycznych obliczeniach przyjmuje się go jako wielkość stałą. Amplituda (10) spełnia automatycznie twierdzenie optyczne [13]

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(O). \quad (12)$$

Korzystając z (7) możemy jeszcze inaczej zapisać twierdzenie optyczne

$$\sigma = 2 \operatorname{Re} \int \Gamma(\bar{b}) d^2 \bar{b}. \quad (13)$$

Powyższy wzór pozwala zinterpretować funkcję $\Gamma(\bar{b})$ jako gęstość prawdopodobieństwa oddziaływania w przestrzeni parametru zderzenia \bar{b} .

Przejdziemy teraz do wyznaczenia funkcji profilu dla rozpraszania na obiekcie złożonym reprezentowanym przez sumę potencjałów. W myśl podstawowego założenia modelu

$$\chi(\bar{b}; \bar{s}_1 \dots \bar{s}_N) = \sum_{j=1}^N \chi_j(\bar{b} - \bar{s}_j). \quad (14)$$

W języku funkcji profilu addytywność faz wyraża się następująco

$$\Gamma(\bar{b}; \bar{s}_1 \dots \bar{s}_N) = 1 - e^{i\chi_{\text{całk.}}} = 1 - \prod_{j=1}^N [1 - \Gamma_j(\bar{b} - \bar{s}_j)]. \quad (15)$$

Łatwo zauważyć, że identyczny wzór otrzymalibyśmy traktując funkcje Γ_j jako prawdopodobieństwa i stosując regułę obliczania prawdopodobieństwa sumy zdarzeń. Po rozpisaniu iloczynu we wzorze (15) otrzymuje się „klasyczny” szereg rozproszeniowy. Wynik (15) można uogólnić na przypadek rozpraszania dwóch obiektów złożonych o liczbach składników odpowiednio N i M ;

$$\Gamma_{NM}(\bar{b}; \bar{s}_1^N \dots \bar{s}_N^N; \bar{s}_1^M \dots \bar{s}_M^M) = 1 - \prod_{j=1}^N \prod_{k=1}^M [1 - \Gamma_{jk}(\bar{b} - \bar{s}_j^N + \bar{s}_k^M)]. \quad (16)$$

Przejście od funkcji profilu do amplitudy rozpraszania wymaga zastosowania wzoru (7). W tym przypadku jednak, amplituda rozpraszania staje się funkcją położeń \bar{s} składników zderzających się cząstek. W eksperymencie nie kontrolujemy wewnętrznych konfiguracji cząstek i dlatego amplitudę rozpraszania musimy uśrednić po wszystkich możliwych położeniach subcząstek. Ogólniej, celem obliczenia odpowiedniej amplitudy przejścia należy jej postać operatorową domknąć stanami początkowymi i końcowymi rozpraszanych cząstek:

$$f_{p \rightarrow k}^{NM} = \frac{ik}{2\pi} \int d^2 \bar{b} e^{i\bar{q}\bar{b}} \langle \psi_k^N \psi_k^M | \Gamma_{NM}(\bar{b}; \bar{s}_1^N \dots \bar{s}_N^N; \bar{s}_1^M \dots \bar{s}_M^M) | \psi_p^N \psi_p^M \rangle. \quad (17)$$

Zauważmy, że model nie wprowadza żadnych swobodnych parametrów czerpiąc wszystkie niezbędne do obliczeń informacje z niezależnych doświadczeń (funkcje falowe jąder, funkcje kształtu cząstek, amplitudy rozpraszania składników). Komentarza wymaga jeszcze sposób przechodzenia od przekroju różniczkowego do całkowitego dla danego kanału reakcji. Otóż normalny sposób, polegający na całkowaniu po pełnym kącie bryłowym, przechodzi w przybliżeniu dominacji małych kątów rozpraszania we wzór

$$\sigma_{p \rightarrow k} = \int \frac{d^2 \bar{q}}{k^2} |f_{p \rightarrow k}(\bar{q})|^2. \quad (18)$$

Jak stąd widać, zaniedbanie podłużnego przekazu pędu (tzn. wzdłuż kierunku lotu cząstki padającej) redukuje zagadnienie rozpraszania do dwóch wymiarów upraszczając w ten sposób obliczenia analityczne.

2.3. Granica optyczna modelu Glaubera

W zastosowaniu MG do rozpraszania hadronów na średnich i ciężkich jądrach przydatna jest tzw. granica optyczna [14], polegająca na formalnym przejściu we wzorze (17) z liczbą nukleonów N i M do nieskończoności. Stosując parametryzację amplitud elementarnych jak we wzorze (9) i zakładając funkcje falowe cząstek w postaci sfaktoryzowanej (odpowiada to zaniedbaniu korelacji)

$$|\psi(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_N)|^2 = \prod_{j=1}^N |\psi(\vec{r}_j)|^2 \stackrel{\text{def}}{=} \prod_{j=1}^N \varrho_N(\vec{r}_j), \quad (19)$$

dostajemy następujące wyrażenie na amplitudę rozpraszania elastycznego

$$f(\vec{q}) \stackrel{NM}{p \rightarrow p} = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{1}{N \cdot M} \int d^2\vec{s}^N d^2\vec{s}^M T_M(\vec{s}^M) T_N(\vec{s}^N) \Gamma(\vec{b} - \vec{s}^M + \vec{s}^N) \right]^{NM} \right\}. \quad (20)$$

Funkcja $T_N(\vec{s}^N)$, zwana grubością absorbentu, wiąże się z rozkładem gęstości wzorem

$$T_N(\vec{s}^N) = N \int_{-\infty}^{+\infty} \varrho_N(\vec{s}, z) dz. \quad (21)$$

Jeśli liczba składników N i M staje się dostatecznie duża, to wówczas wyrażenie stojące we wzorze (20) w nawiasach kwadratowych przechodzi w funkcję wykładniczą

$$f(\vec{q}) \stackrel{NM}{p \rightarrow p} \approx \frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \exp \left[- \int d^2\vec{s}^M d^2\vec{s}^N T_M(\vec{s}^M) T_N(\vec{s}^N) \Gamma(\vec{b} - \vec{s}^M + \vec{s}^N) \right] \right\}. \quad (22)$$

Ostatni wzór reprezentuje granicę optyczną MG.

3. Zastosowanie modelu Glaubera do rozpraszania hadron-deuteron

3.1. Całkowity przekrój czynny

Początkowo tarczy deuteronowej używano w celu otrzymania informacji o rozpraszaniu na neutronie. Z czasem coraz bardziej krytycznie oceniano procedurę uzyskiwania tych informacji, co w efekcie doprowadziło do sformułowania teorii rozpraszania na jądrach.

Podstawowym pomiarem w fizyce wysokich energii jest wyznaczenie całkowitego przekroju czynnego. W teorii oblicza się całkowity przekrój czynny na

podstawie znajomości amplitudy rozpraszania elastycznego ku przodowi, korzystając z twierdzenia optycznego (13):

$$\sigma_a = 2\text{Re} \int d^2\bar{b}d^2\bar{r} |\psi_a(\bar{r})|^2 \Gamma_a(\bar{b}; \bar{s}). \quad (23)$$

Funkcja profilu dla rozpraszania na deuteronie ma szczególnie prostą postać

$$\Gamma_a(\bar{b}; \bar{s}) = \Gamma_p(\bar{b} - \frac{1}{2}\bar{s}) + \Gamma_n(\bar{b} + \frac{1}{2}\bar{s}) - \Gamma_p(\bar{b} - \frac{1}{2}\bar{s}) \Gamma_n(\bar{b} + \frac{1}{2}\bar{s}), \quad (24)$$

wynikającą z ogólnego wzoru (15).

Zakładając, że rozmiary deuteronu są duże w porównaniu z promieniem działania sił jądrowych, otrzymuje się prosty wynik

$$\sigma_a = \sigma_p + \sigma_n - \frac{\sigma_p \sigma_n}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r_a^2} \right\rangle_{\text{sr}} \quad (25)$$

podany po raz pierwszy przez Glaubera [1].

Z wzoru (25) widać, że całkowity przekrój czynny nie jest wielkością addytywną. Pojawiająca się poprawka ma znak ujemny i wynosi około 4% [17]. Wynika ona z wzajemnego przesłaniania się nukleonów w deuteronie. Dodatkowe poprawki mogą się pojawiać ze względu na możliwość występowania wzbudzonych stanów pośrednich prowadzących również do rozpraszania elastycznego. Dokładną dyskusję tych zagadnień można znaleźć np. w pracach [15]. Zależność energetyczna przekroju czynnego σ_a jest praktycznie identyczna z zależnością energetyczną całkowitego przekroju czynnego na rozpraszanie nukleon-nukleon. Najnowsze pomiary, przeprowadzone przy użyciu akceleratora w Sierpuchowie, sięgają do pędów padających hadronów 65 GeV/c [16]. Wartość „defektu” przekroju czynnego, tj. wielkość $\sigma_a - \sigma_p - \sigma_n$, jest mało czuła na szczegóły modelu wielokrotnego rozpraszania. Znacznie ciekawsze z punktu widzenia teoretycznego jest badanie różniczkowych przekrojów czynnych.

3.2. Rozpraszanie elastyczne hadron-deuteron

Amplituda rozpraszania elastycznego na deuteronie zawiera dwa składniki odpowiadające rozpraszaniu pojedynczemu i podwójnemu. W najprostszym przypadku (bez uwzględniania spinów cząstek) można ją przedstawić następująco [5]

$$f_a(\bar{q}) = [f_p(\bar{q}) + f_n(\bar{q})] S_a(\bar{q}/2) + \frac{i}{k} f_p(\bar{q}/2) f_n(\bar{q}/2) \left\langle \frac{1}{r_a^2} \right\rangle_{\text{sr}}, \quad (26)$$

gdzie f_p i f_n są odpowiednio amplitudami rozpraszania elastycznego na protonie i neutronie, a funkcja kształtu deuteronu $S(\bar{q})$ zdefiniowana jest wzorem

$$S_a(\bar{q}) = \int d^2\bar{r} e^{i\bar{q}\bar{r}} |\psi_a(\bar{r})|^2. \quad (27)$$

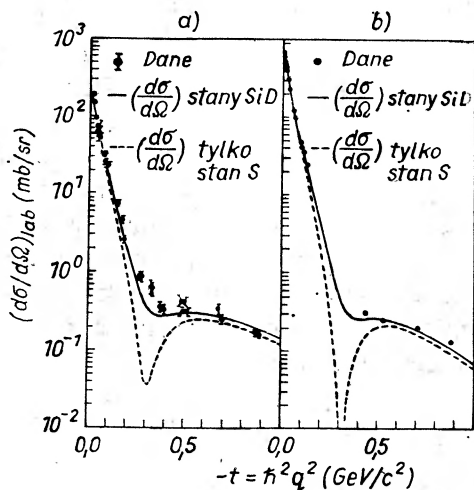
Jeśli wziąć amplitudy f_p i f_n w parametryzacji wykładniczej (10) kładąc $\alpha = 0$ i w takiej samej parametryzacji funkcję kształtu deuteronu, to w obszarze pędów kilku GeV/c otrzymuje się wzór w postaci analitycznej

$$f_d(\bar{q}) = \frac{ik}{4\pi} \left\{ [\sigma_p + \sigma_n] e^{-12\bar{q}^2} - \frac{\sigma_p \sigma_n}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r_d^2} \right\rangle e^{-2\bar{q}^2} \right\}. \quad (28)$$

Widać stąd, że w obszarze małych przekazów pędu dominuje człon rozpraszania pojedynczego, a w obszarze dużych wartości \bar{q}^2 człon rozpraszania podwójnego. W zakresie pośrednich przekazów pędu zachodzi znaczna kompensacja obu członów amplitudy. Dla przekazu pędu

$$q_0^2 = \frac{1}{10} \ln \left[\frac{\sigma_p \sigma_n}{\sigma_p + \sigma_n} \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r_d^2} \right\rangle \right] \quad (29)$$

amplituda (28) osiąga dokładnie wartość zero ($q_0 \approx 0,7$ GeV/c). Przedstawiona sytuacja jest jednak mało realistyczna, ponieważ występuje tylko wówczas,



Rys. 4. Różniczkowy przekrój czynny elastycznego rozpraszania protonów o energii a) 1 GeV i b) 2 GeV na niespolaryzowanym deuteronie [18]. Dane doświadczalne pochodzą z prac [19]

gdy amplitudy elementarne $f_{n,p}$ są czysto urojone. Ponadto konieczne jest używanie dokładniejszej postaci funkcji falowej deuteronu uwzględniającej domieszki (ok. 7%) fali 3D_1 w stanie podstawowym. Jest to równoważne uwzględnieniu spinowych stopni swobody deuteronu jako całości. W amplitudach elementarnych zależności spinowej nie uwzględnia się, są one dopasowane do wyników doświadczeń przeprowadzonych z cząstkami niespolaryzowanymi bez pomiaru polaryzacji w stanie końcowym. Rys. 4 przedstawia typowy kształt różniczkowego przekroju czynnego elastycznego rozpraszania protonów o energii 1 GeV i 2 GeV na deuteronach [18].

Krzywe policzone teoretycznie ilustrują rolę fali 3D_1 w rozpraszaniu elastycznym. Głębokość minimum dyfrakcyjnego zależy również od stosunku części rzeczywistej do urojonej elementarnych amplitud rozpraszania użytych w rachunku.

Jak już wspomniano, rozpraszanie na deuteronie jest źródłem informacji o parametrach oddziaływania hadron-neutron. W serii eksperymentów przeprowadzonych w Sierpuchowie wyznaczono zależność energetyczną „nachylenia” maksimum dyfrakcyjnego i stosunku części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania elastycznego proton-neutron [20]. Analiza taka wymagała oczywiście zastosowania MG. Najnowszy stan teorii i danych doświadczalnych w zakresie rozpraszania hadron-deutron został przedstawiony w pracy [21]. Ogólnie można powiedzieć, że teoria doskonale zdaje sprawę z podstawowych cech całkowitych i elastycznych przekrojów czynnych. Niewykluczone jednak, że drobne modyfikacje modelu będą niezbędne do uzyskania lepszej zgodności z danymi doświadczalnymi. Szczególnie problem nieelastycznych stanów pośrednich w reakcji elastycznej wymaga dalszych badań [22].

3.3. Reakcja rozbitcia deuteronu i inne reakcje nieelastyczne

MG stosuje się głównie do procesów, w których występują małe przekazy energii między cząstką padającą i cząstką tarczy. Energie związane z jądrowymi stopniami swobody są jeszcze dostatecznie małe na to, by mogło być spełnione jedno z podstawowych założeń modelu: $q \ll k$ (patrz rozdz. 2.1). Celem obliczenia odpowiedniej amplitudy przejścia jądrowego należy jej postać operatorową domknąć stanami początkowym i końcowym jądra tarczy, zgodnie z wzorem (17). Stosunkowo łatwo jest zmierzyć przekrój czynny wysumowany po wszystkich stanach końcowych jądra. Teoretyczny rachunek jest natomiast prosty, jeśli skorzystać z tzw. przybliżenia „closure”, polegającego na skorzystaniu z zupełności układu stanów końcowych jądra [10].

$$\sum_k |\psi_k \langle \psi_k | = 1. \quad (30)$$

Otrzymujemy przy użyciu związku (30) wzór na różniczkowy przekrój czynny na reakcję rozpraszania

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{rozpr.}} = \sum_k |f_{p \rightarrow k}|^2 = \langle \psi_p | |f|^2 | \psi_p \rangle. \quad (31)$$

Odjęcie od (31) przekroju czynnego na reakcję elastyczną daje różniczkowy przekrój czynny dla procesu rozbitcia deuteronu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{rozbr.}} = \langle \psi_p | |f|^2 | \psi_p \rangle - |\langle \psi_p | f | \psi_p \rangle|^2. \quad (32)$$

Całkując (32) po kącie bryłowym, według przepisu (18), otrzymujemy całkowity przekrój czynny na reakcję $h + d \rightarrow h + p + n$, gdzie h oznacza dowolny hadron. Przekrój czynny na reakcję rozbitcia deuteronu w wyniku zderzeń deu-

teronów o pędzie $3,3 \text{ GeV}/c$ z protonami w pęcherzykowej komorze wodoro-
wej zmierzono niedawno w Dubnej i Warszawie [23], otrzymując: $\sigma_{\text{rozb.}} =$
 $= (37,2 \pm 1,4) \text{ mb}$. Odejmując od całkowitego przekroju czynnego $\sigma_d = 83 \text{ mb}$
wartość $\sigma_{\text{rozpr.}} \approx 57 \text{ mb}$ otrzymuje się przekrój czynny na absorpcję $\sigma_{\text{abs.}} \approx$
 $\approx 26 \text{ mb}$, co odpowiada głównie produkcji nowych cząstek.

Wspomnijmy jeszcze na zakończenie tego rozdziału o przykładzie zastoso-
wania modelu wielokrotnego rozpraszania do analizy określonego nieelasty-
cznego kanału rozpraszania hadronu na deuteronie, a mianowicie do reakcji
 $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ [24]. W reakcji tej zachodzi rozbitcie deuteronu na skutek ab-
sorpcji mezonu π^+ przez neutron.

4. Rozpraszanie hadron — jądro ($A > 2$)

Bardziej złożonym problemem jest analiza zderzeń hadron-jądro o liczbie
masowej $A > 2$. Szereg rozproseniowy (15) zawiera w tym przypadku tyle
wyrazów, ile nukleonów zawiera jądro tarczy (tj. A). Wynika to stąd, że cząstka
padająca rozprasza się pod bardzo małymi kątami (warunek stosowalności
MG) i wobec tego każdy nukleon jądrowy tylko raz może uczestniczyć w pro-
cesie rozpraszania. Ścisłe rachunki stają się w przypadku cięższych jąder prak-
tycznie niewykonalne i konieczne jest wówczas zastosowanie przybliżeń omó-
wionych w rozdziale 2.3.

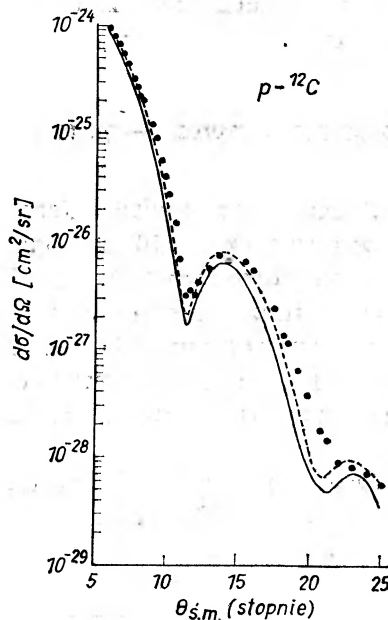
Dla jąder lekkich obliczenia przebiegają w zasadzie w identyczny sposób
jak dla deuteronów. Pojawia się tu tylko problem poprawnego uwzględnienia
korelacji jądrowych wynikających z ruchu środka masy [14].

Obliczenia całkowitych przekrojów czynnych są stosunkowo proste, po-
nieważ sprowadzają się do wyznaczenia amplitudy rozpraszania elastycznego
w kierunku ku przodowi. Przechodzenie do granicy optycznej MG nie jest w tym
przypadku konieczne. Jak się zresztą w praktyce okazuje, wkład do całkowitego
przekroju czynnego ma ograniczona liczba (zaledwie kilka) wyrazów szeregu
rozproseniowego [25]. Wyniki uzyskiwane przy różnych założeniach co do
kształtu rozkładu gęstości jąder (szczególnie w warstwie powierzchniowej)
mogą się różnić aż o 15%. Zależność całkowitego przekroju czynnego od liczby
masowej jądra tarczy jest tylko nieznacznie silniejsza od zależności $A^{2/3}$, prze-
widywanej przez model całkowicie nieprzezroczystego jądra [25].

Przekrój różniczkowy na rozpraszanie elastyczne wykazuje charaktery-
styczną strukturę złożoną z kolejno następujących po sobie minimów i maksi-
mów dyfrakcyjnych. Są one wynikiem interferencji poszczególnych członów
amplitudy rozpraszania elastycznego odpowiadających rosnącym krotnościom
rozproszeń. Celem uzyskiwania dobrej zgodności teorii z doświadczeniem ko-
nieczne staje się uwzględnianie oddziaływania kulombowskiego, szczególnie
w obszarze małych kątów rozpraszania i dla cięższych jąder [26]. Jak wykazało
szereg prac (patrz np. [8]), znajomość rozkładu gęstości materii hadronowej
w jądrze wystarcza do poprawnego opisu wyników doświadczeń nad elastycznym

rozpraszaniem hadronów. Różne poprawki uwzględniające subtelności struktury jądra: korelacje dynamiczne i statystyczne, wzbudzone stany nukleonów, są niewielkie [27]. Niemniej problem jest na tyle interesujący, że podejmowane są próby eksperymentalnego wyjaśnienia istnienia korelacji wewnątrzjądrowych [28] również przez badanie reakcji nieelastycznych [29].

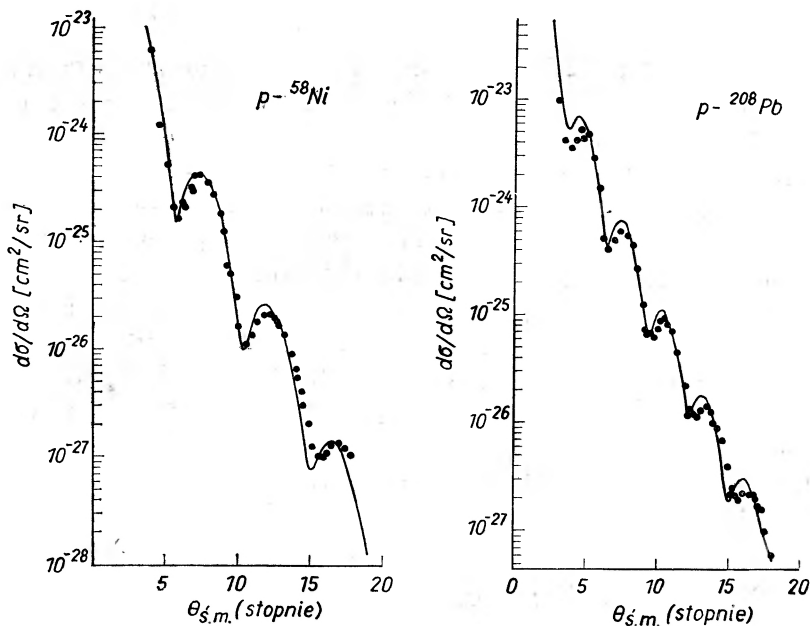
Rys. 5 przedstawia przykładowo różniczkowy przekrój czynny elastycznego rozpraszania protonów o energii 1 GeV na jądrach węgla [30]:



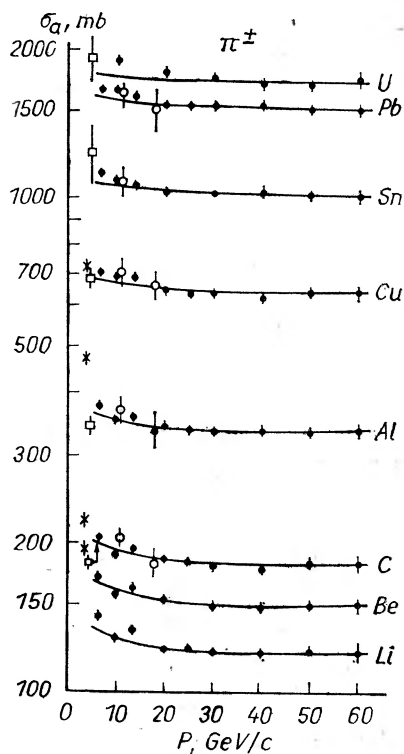
Rys. 5. Różniczkowy przekrój czynny elastycznego rozpraszania $p - {}^{12}\text{C}$ dla energii 1 GeV w funkcji kąta rozpraszania w układzie środka masy [30]. Punkty doświadczalne pochodzą z pracy [31]. Różnica krzywych ciągłej i przerywanej ilustruje czułość rachunku teoretycznego na sposób parametryzacji rozkładu gęstości jądra ${}^{12}\text{C}$

Analogiczne rozkłady dla jąder ${}^{58}\text{Ni}$ i ${}^{208}\text{Pb}$ przedstawia rys. 6. Krzywe zostały policzone w ramach MG bez wprowadzania jakichkolwiek swobodnych parametrów. Jakościowa zgodność z danymi doświadczalnymi wydaje się zadowalająca. Rozbieżność pomiędzy teorią i doświadczeniem w obszarze dużych kątów rozpraszania $p - {}^{12}\text{C}$ wiąże się najprawdopodobniej z deformacją jądra węgla (problem ten był badany w pracy [32]).

Eksperymenty, dotyczące rozpraszania z przejściem jądra do ściśle określonego stanu wzbudzonego, mają charakter pionierski ze względu na napotykaną dotychczas trudności techniczne w ich realizacji [31, 33]. Brak jest w tym zakresie obliczeń teoretycznych w ramach MG. Niektóre procesy nieelastyczne, jak na przykład reakcja przeładowania [34], dają się zinterpretować w ramach MG, jeśli typowe przekazy pędu są małe w porównaniu z pędem cząstki pada-



Rys. 6. Różniczkowy przekrój czynny elastycznego rozpraszania $p - {}^{58}\text{Ni}$ i $p - {}^{208}\text{Pb}$ dla energii 1 GeV [30]. Punkty doświadczalne pochodzą z pracy [31]



Rys. 7. Zależność energetyczna absorpcyjnego przekroju czynnego dla padających mezonów π i różnych jąder tarczy. Krzywe ciągłe są wynikiem rachunków przeprowadzonych w ramach modelu Glaubera [36]. Prawie wszystkie punkty doświadczalne pochodzą z eksperymentu [36]

jącej. Próby rozszerzenia MG na procesy „głęboko” nieelastyczne napotykają szereg poważnych trudności [35] i wymagają zastosowania wielu dodatkowych założeń i uproszczeń. Korzystając ze związku przekrojów czynnych $\sigma_A = \sigma_{el.} + \sigma_{k.el.} + \sigma_{abs.}$ można wyznaczyć całkowity przekrój czynny na absorpcję cząstki padającej. Przekrój czynny $\sigma_{k.el.}$ na reakcję quasi-elastyczną odpowiada wszystkim procesom prowadzącym do wzbudzenia jądra. W przypadku deuteronu $\sigma_{k.el.} \equiv \sigma_{rozb.}$, ponieważ deuteron nie posiada wzbudzonych stanów związanych. Szereg pomiarów przekrojów czynnych absorpcyjnych przeprowadzono ostatnio w Sierpuchowie dla różnych padających hadronów i różnych jąder tarczy w zakresie pędów od 6 do 60 GeV/c [36]. Na rys. 7 przedstawiono część wyników dotyczących przekrojów czynnych absorpcyjnych mezonów π .

Wyniki doświadczalne i w tym przypadku znajdują się w zgodności z przewidywaniami modelu.

5. Rozpraszanie jąder na jądrach

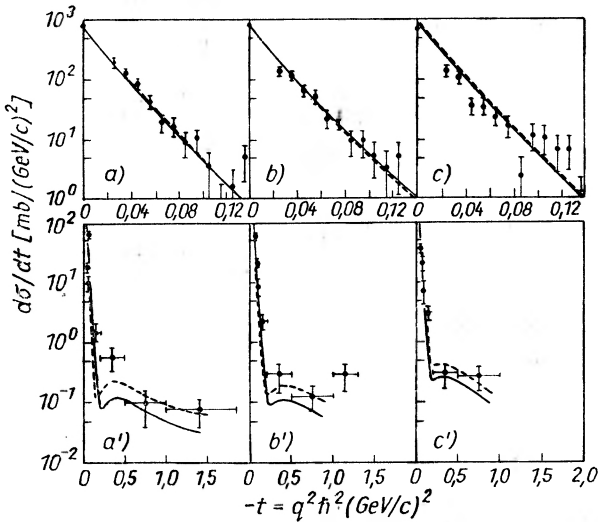
5.1. Oddziaływania deuteron-jądro

W zakresie oddziaływań jąder z jądrami stosunkowo najwięcej prac doświadczalnych i teoretycznych doczekał się problem zderzeń deuteron-jądro. Wiąże się to z rolą szybkich deuteronów jako źródła monochromatycznej wiązki neutronów (omówienie najnowszej metody otrzymywania monochromatycznej wiązki neutronów można znaleźć w artykule [37]). Dlatego też przedmiotem zainteresowania była przede wszystkim reakcja „strippingu” (zdzierania) [38] znana już od lat blisko dwudziestu. Polega ona na tym, że jeden z nukleonów deuteronu zostaje „oderwany” na skutek oddziaływania z jądrem, podczas gdy drugi nukleon kontynuuje swój ruch stanowiący superpozycję ruchu środka masy deuteronu i ruchu Fermiego [39]. Reakcję taką można zapisać następująco: $d + A \rightarrow N_s + \text{cokolwiek}$, gdzie N_s oznacza nukleon pełniący rolę spektatora. W reakcji „zdzierania” wyodrębnia się dwa odmienne mechanizmy, których doświadczalnie, jak dotychczas, nie udało się od siebie oddzielić. Jednym z nich jest reakcja $d + A \rightarrow n_s + p_s + A^x$ (A^x oznacza jądro końcowe w dowolnym stanie energetycznym), zwana dysocjacją. Prosty opis takiej reakcji w przybliżeniu „czarnego” (całkowicie pochłaniającego) jądra podał Glauber prawie dwadzieścia lat temu [40]. Dysocjacja deuteronu może z kolei zachodzić bądź na skutek oddziaływania silnego, bądź oddziaływania elektromagnetycznego.

Drugi mechanizm reakcji „zdzierania” polega na absorpcji jednego z nukleonów z równoczesnym uwolnieniem drugiego nukleonu. Jednolity sposób opisu obu mechanizmów reakcji strippingu w ramach MG został podany przez Faldta i Pilkuhna [41]. Okazało się, że aby uzyskać zgodność z doświadczeniem [42], konieczne jest uwzględnienie dysocjacji kulombowskiej. Dla pędu padających deuteronów 3,54 GeV/c otrzymano [41] następujące wartości przekrojów czynnych na reakcję strippingu: $\sigma_{strip.}^{Al} = 310$ mb, $\sigma_{strip.}^{Cu} = 420$ mb i $\sigma_{strip.}^{Pb} =$

= 910 mb, co znajduje się w zgodzie z odpowiednimi wartościami eksperymentalnymi: 290 ± 70 mb, 550 ± 110 mb i 950 ± 240 mb. Badanie reakcji strippingu przeprowadzono również przy użyciu antydeuteronów z akceleratora w Sierpuchowie [43], uzyskując zgodność z przewidywaniami opartymi na MG.

Wiele uwagi poświęcono elastycznemu rozpraszaniu deuteronów na deuteronach, które jest skomplikowane ze względu na konieczność uwzględnienia kwadrupolowych deformacji (tj. fali 3D_1) obu jąder uczestniczących w procesie rozpraszania [44]. Osiągnięta w tym przypadku zgodność teorii z doświadczeniem ilustruje rys. 8 zaczerpnięty z pracy [45].



Rys. 8. Różniczkowe przekroje czynne elastycznego rozpraszania $d-d$ dla pędów padających deuteronów a) 2120 MeV/c b) 1750 MeV/c i c) 1500 MeV/c. Linie ciągłe odpowiadają rachunkowi teoretycznemu uwzględniającemu wszystkie krotności rozpraszania [44]; linie przerywane zawierają tylko rozpraszanie pojedyncze i podwójne. Punkty doświadczalne pochodzą z pracy [46]

Przewidywane przez teorię minimum przekroju różniczkowego wymaga jeszcze, jak to widać z dużych błędów doświadczalnych, potwierdzenia eksperymentalnego.

Reakcje nieelastyczne z udziałem dwóch deuteronów są interesujące z punktu widzenia teorii (ale nie MG), ponieważ obie cząstki są izoskalarne, co kładzie ograniczenia na wymieniane między nimi liczby kwantowe [47].

5.2. Zderzenia jąder lekkich i średnich z jądrami

Uzyskanie wiązek relatywistycznych jąder ($\beta > 0,9$) w Dubnej i w Berkeley stworzyło możliwość zapoczątkowania badań nad nowymi jakościowo reakcjami, w których zarówno cząstka padająca, jak i cząstka tarczy ma liczbę

barionową większą od dwóch. Najcięższym, jak dotychczas, jądrem przyśpieszonym do tak dużej prędkości jest tlen [48].

Zderzenia relatywistycznych jąder były już analizowane teoretycznie (patrz praca [49] i odnośniki w niej zawarte). W oparciu o MG badano głównie rozpraszanie elastyczne i całkowite przekroje czynne. Metody rachunkowe są w tym przypadku dość pracochłonne, a wyniki raczej trywialne: $\sigma_{el.} \approx \frac{1}{2}\sigma_{całk.} \approx \sigma_{geom.}$, $\sigma_{geom.} \equiv (R_p + R_t)^2$, gdzie $R_p \equiv \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ i R_t są średnimi kwadratowymi promieni odpowiednio jądra pocisku i jądra tarczy. Ze względu na trudności eksperymentalne, fizycy na razie nie interesują się rozpraszaniem elastycznym, główną swoją uwagę koncentrując na interesującym procesie fragmentacji [48]. Omawianie zagadnienia fragmentacji jąder wykraczałoby już poza ramy niniejszego artykułu.

6. Zastosowanie modelu Glaubera do opisu zderzeń cząstek elementarnych

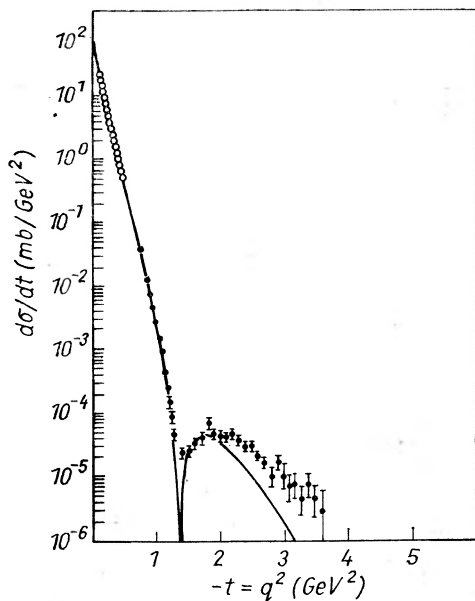
Obecnie coraz częściej w fizyce mówi się o złożonej strukturze hadronów. Duże sukcesy w zakresie klasyfikacji cząstek elementarnych odniosła hipoteza kwarków. Celem lepszego teoretycznego opisu głęboko nieelastycznych zderzeń leptonów z hadronami rozwinięto model partonów. Omówienie zagadnienia złożonej struktury hadronów można znaleźć w artykule przeglądowym [2]. Zauważmy, że skoro umiemy w zasadzie opisywać zderzenia jąder (z małymi przekazami pędów) wykorzystując znajomość oddziaływań ich składników — nukleonów, to być może tę samą metodę można przenieść na zderzenia „złożonych” hadronów. Podstawową trudnością, jaką napotykamy w tym przypadku, jest brak znajomości parametrów oddziaływania hipotetycznych subcząstek, ponieważ nie potrafimy ich wytwarzać w stanie swobodnym. Niekiedy amplitudę oddziaływania kwark-kwark konstruuje się wychodząc z pewnych modeli teoretycznych, np. z modelu Reggego jak to w swej pracy czyni Tani-moto [50]. Można również postąpić odwrotnie, tzn. ze znajomości rozproszeń hadronów próbować wyznaczyć charakterystyki oddziaływań ich składników. W ten sposób uzyskano między innymi wynik, że kwarki są cząstkami punktowymi i oddziałują ze sobą z całkowitym przekrojem czynnym $\sigma_q = 6$ mb [51]. Po raz pierwszy metody MG do opisu elastycznego rozpraszania proton-proton zastosowali Chou i Yang [52]. Zbliżone idee rozwinęli również Harrington i Pagnamenta [53].

W modelu Chou i Yanga zakłada się, że proton ma nieskończenie wiele stopni swobody, tzn. składa się z nieskończonej liczby punktowych cząstek. Jeśli we wzorze (22) założymy, że funkcja profilu $T(\vec{b})$ zmienia się szybko w porównaniu z funkcjami grubości tarczy $T(\vec{b})$, to wówczas otrzymuje się wynik

$$f(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} MN \sigma \int d^2\vec{s} \varrho_M(\vec{s}) \varrho_N(\vec{b}-\vec{s}) \right] \right\}. \quad (33)$$

Wielkość σ jest całkowitym przekrojem czynnym na oddziaływanie subcząstki układu M z subcząstką układu N . Aby wzór (33) zachował sens fizyczny, przeje-

ście z liczbami M i N do nieskończoności musi być kompensowane szybkim dążeniem przekroju czynnego do zera: $1/2 MN\sigma \rightarrow \text{const} \equiv \kappa$. W ten sposób amplituda elastycznego rozpraszania hadron-hadron zależy od rozkładów gęstości zderzających się hadronów $\varrho(\bar{s})$, wyznaczanych w eksperymentach nad rozpraszaniem elektronów, i od parametru κ . Nie jest to zupełnie swobodny parametr, ponieważ amplituda (33) musi — poprzez twierdzenie optyczne (12) — poprawnie odtwarzać całkowity przekrój czynny rozpraszania hadron-hadron.



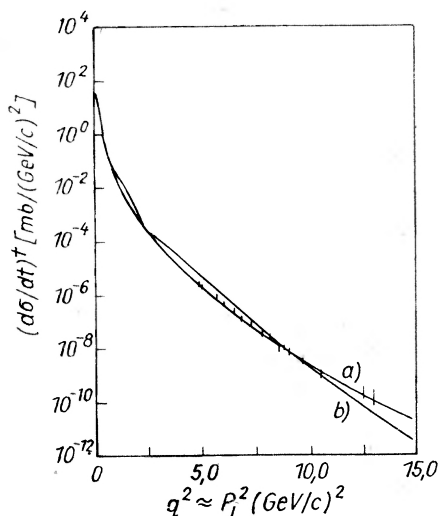
Rys. 9. Różniczkowy przekrój czynny elastycznego rozpraszania $p - p$ dla energii 1500 GeV; porównanie przewidywań modelu Chou i Yanga z danymi doświadczalnymi [57]

W konkurencyjnej wersji modelu wielokrotnego rozpraszania (Harrington i Pagnamenta [53]) hadrony składają się ze skończonej liczby subcząstek, najczęściej kwarków. Amplituda rozpraszania reprezentowana jest wówczas przez zwykły szereg rozproszeniowy. W przypadku zderzeń proton-proton występuje więc dziewięć członów w amplitudzie rozpraszania elastycznego. Uwzględnienie ich wszystkich wymaga przyjęcia uproszczonej postaci analitycznej amplitudy rozpraszania subcząstka-subcząstka [54].

Innym jeszcze sposobem opisu wysokoenergetycznego rozpraszania proton-proton jest geometryczna reprezentacja parametru zderzenia sprowadzająca się do modelowego postulowania analitycznej postaci funkcji profilu $\Gamma(\bar{b})$ [55].

Bodźcem do zastosowania analogii rozpraszania hadronów z rozpraszaniem jąder stały się wyniki doświadczeń nad elastycznym rozpraszaniem proton-proton z dużymi przekazami pędów, w szczególności przy superwysokich (ponad 1000 GeV) energiach [56]. Jakościowo kształt różniczkowego przekroju czynnego elastycznego rozpraszania $p - p$ przypomina dyfrakcję Fraunhofera

na czarnym dysku. Poprawne odtworzenie minimum w okolicy $q^2 = 1,3$ (GeV/c)² i następującego po nim maksimum staje się względnie łatwe w obrazie złożonej budowy protonu. Przy niższych energiach minimum różniczkowego przekroju czynnego nie przejawia się tak wyraźnie ze względów dynamicznych. Rys. 9 ilustruje możliwości modelu Chou i Yanga [52] odtwarzania kształtu różniczkowego przekroju czynnego elastycznego rozpraszania $p-p$ przy energii 1500 GeV [57].



Rys. 10. Różniczkowy przekrój czynny elastycznego rozpraszania $p-p$ dla energii 1500 GeV; porównanie przewidywań modelu kwarkowego dla obszaru dużych przekazów pędu z danymi doświadczalnymi [54]. Krzywa *a* odpowiada pełnemu szeregowi rozproszeniowemu, natomiast krzywa *b* odpowiada uwzględnieniu tylko rozproseń pojedynczych, podwójnych i potrójnych

Z kolei rys. 10 przedstawia porównanie wyników rachunku teoretycznego zakładającego trójkwarkową strukturę protonu [54] z danymi doświadczalnymi.

Należy podkreślić, że celem wyboru najlepszej wersji modelu wielokrotnego rozpraszania konieczne są pomiary przy jeszcze większych przekazach pędów, gdzie otrzymuje się odmienne przewidywania co do kształtu różniczkowego przekroju czynnego.

7. Zagadnienia specjalne

Ogromna większość cząstek elementarnych żyje zbyt krótko na to, by można było formować z nich wiązki celem rozpraszania na określonej tarczy. Możliwa jest jednak metoda pośrednia, polegająca na tym, że cząstkę wytwarza się w zderzeniu z nukleonem jądrowym i następnie bada się oddziaływania tej cząstki z pozostałymi nukleonami tego samego jądra. Wyprodukowana wysokoenergetyczna cząstka opuszcza jądro średnio już po upływie 10^{-23} s. Jest to wystarczająco mały przedział czasu na to, aby nawet najkrócej żyjące cząstki elementarne (tzw. rezonanse) rozpadały się dopiero po opuszczeniu jądra.

MG został zaadoptowany do analizy oddziaływań cząstek krótkożyciowych z nukleonami przez Margolisa [58]. W granicy nieskończonego ciężkiego jądra otrzymuje się różniczkowy przekrój czynny na niekoherentną produkcję cząstki nietrwałej (identyfikowanej na podstawie analizy produktów rozpadu) następującej postaci

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{niekoh.}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p \frac{1}{\sigma_2 - \sigma_1} \int d^2\bar{b} \{ \exp[-\sigma_1 T(\bar{b})] - \exp[-\sigma_2 T(\bar{b})] \}. \quad (34)$$

Przekrój różniczkowy stojący po prawej stronie wzoru odpowiada produkcji na protonie. Wielkości σ_1 i σ_2 są całkowitymi przekrojami czynnymi dla rozpraszania na nukleonie odpowiednio cząstki padającej i wyprodukowanej. Funkcję $T(\bar{b})$ zdefiniowano już w rozdz. 2.3. Łączny pomiar produkcji nietrwałego hadronu na protonie i jądrze pozwala zatem wyznaczyć interesujący nas przekrój czynny σ_2 [59]. Wspomnijmy tu jeszcze, że wyniki eksperymentów tego typu dały zaskakujące rezultaty [60]. Okazało się mianowicie, że na przykład wyprodukowany układ kilku mezonów π oddziałuje z nukleonami jądrowymi z takim samym (w granicach błędów doświadczalnych) prawdopodobieństwem co pojedynczy mezon π . Omówienie tego zagadnienia można znaleźć w przystępnym wykładzie Zalewskiego [61].

Stosunkowo niedawno pojawiły się próby rozszerzenia MG na procesy nieelastyczne inkluzywne, tzn. reakcje typu $h+A \rightarrow h' + \text{cokolwiek}$ [62]. Procesy takie, analizowane równocześnie z analogiczną reakcją na protonie, mogą być źródłem informacji o amplitudach oddziaływań trójciałowych, tj. $a+b+c \rightarrow \text{cokolwiek}$, i rozkładzie gęstości jąder, szczególnie w warstwie powierzchniowej. Niektórzy fizycy idą jeszcze dalej, próbując rozwijać metody MG na reakcje inkluzywne z udziałem jąder ($A+B \rightarrow h + \text{cokolwiek}$) [63]. Problemy natury numerycznej, pojawiające się w tym przypadku, są jak dotychczas zbyt poważne, by można było mówić o praktycznych zastosowaniach proponowanego formalizmu. Ogólnie rzecz biorąc, procesy z produkcją cząstek stają się łatwiejsze, im wyżej się przesuwamy w skali energii, gdyż różnice w masach cząstek stają się wówczas mniej znaczące.

8. Uwagi końcowe

Przedstawiony przegląd zastosowań MG nie jest oczywiście kompletny, zważywszy burzliwy rozwój tej dziedziny fizyki wysokich energii. Przypomnieć należy raz jeszcze, że zgodność teorii z doświadczeniem osiągnano zawsze bez wprowadzania swobodnych parametrów. Każdy dobry model fizyczny winien posiadać następujące cechy:

- i) pojęciową prostotę,
- ii) jednoczącą zdolność opisu danych doświadczalnych,
- iii) moc przewidywania dających się sprawdzić faktów.

Zdaniem autora, MG wszystkie te cechy posiada.

Obecnie obserwuje się tendencje do znacznej komplikacji modelu przez rezygnację z niektórych upraszczających założeń. Między innymi bada się konsekwencje ruchu Fermiego nukleonów tarczy [64], rezygnuje się z separowalności potencjałów poszczególnych nukleonów [65], analizowane są efekty odrzutu jądra tarczy w wyniku rozpraszania cząstki wysokiej energii [66]. Bada się również wpływ efektów „spoza powłoki masy” na wynik procesu rozpraszania [67]. Podejmowane są też próby powiązania MG z bardziej ogólnymi teoriami, jak np. relatywistyczna teoria rozpraszania, technika grafów Feynmana, model biegunów Reggego [68]. Z drugiej strony rozszerza się zakres stosowności modelu do obszaru niższych energii, gdzie istotne są już efekty dyfrakcyjne na odległościach międzynukleonowych [69], i do zakresu większych kątów rozpraszania [70]. Rozwój techniki obliczeniowej pozwala na przeprowadzanie ściślejszych rachunków przez dokładniejszą parametryzację elementarnych amplitud rozpraszania z uwzględnieniem spinowych [71] i izospinowych stopni swobody [21]. Również jądro w praktycznych obliczeniach traktowane jest w coraz bardziej skomplikowany sposób, niekiedy uwzględniane są nawet wewnętrzne stopnie swobody nukleonów jądrowych [72].

Osiągnięta dotychczas skuteczność modelu w opisie danych doświadczalnych wydaje się już teraz godna zwrócenia uwagi szerszego kręgu fizyków.

Literatura

- [1] R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **100**, 242 (1955).
- [2] L. Van Hove, *Postępy Fizyki* **24**, 579 (1973).
- [3] S. J. Wallace, *Phys. Rev.* **C8**, 2043 (1973).
- [4] E. Kujawski, *Ann. Phys.* **81**, 591 (1973).
- [5] V. Franco, R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **142**, 1195 (1966).
- [6] K. Gottfried, *Ann. Phys.* **66**, 868 (1971).
- [7] R. J. Glauber, w *High-Energy Physics and Nuclear Structure*, wyd. S. Devons, Plenum, New York 1970.
- [8] W. Czyż, *Adv. Nucl. Phys.* **4**, 61 (1971).
- [9] V. Bartenev i in., *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1088 (1973).
- [10] L. I. Schiff, *Quantum Mechanics*, Mc Graw-Hill Book Co., New York 1955.
- [11] A. Sommerfeld, *Optics*, Academic Press, New York 1954.
- [12] V. Franco, R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **142**, 1195 (1966).
- [13] G. Białkowski, R. Sosnowski, *Cząstki elementarne*, PWN, Warszawa 1971.
- [14] W. Czyż, L. C. Maximon, *Ann. Phys.* **52**, 59 (1969).
- [15] V. V. Anisovich i in., *Phys. Lett.* **B42**, 224 (1972); *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 835 (1973).
- [16] J. P. Gorin i in., *Yad. Fiz.* **17**, 309 (1973).
- [17] G. Fäldt, T. E. O. Ericson, *Nucl. Phys.* **B8**, 1 (1968).
- [18] V. Franco, R. J. Glauber, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 370 (1969).
- [19] E. Coleman i in., *Phys. Rev.* **164**, 1665 (1967); L. S. Zolin i in., *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma* **3**, 15 (1966); L. Kirillova i in., dane nie opubl.
- [20] G. G. Bezhogih, A. Bujak i in., *Yad. Fiz.* **18**, 348 (1973).

- [21] D. P. Sidhu, C. Quigg, *Phys. Rev.* **D7**, 755 (1973).
- [22] V. V. Anisovich, D. A. Stoyanova, *Yad. Fiz.* **18**, 447 (1973).
- [23] B. S. Aładaszwili, B. Badelek i in., *Komunikat ZIBJ 1—7645, Dubna 1973; Nucl. Phys.* **B86**, 461 (1975).
- [24] N. W. Dean, *Phys. Rev.* **D7**, 3349 (1973).
- [25] V. Franco, *Phys. Rev.* **C6**, 748 (1972).
- [26] G. Fäldt, *Phys. Lett.* **B46**, 337 (1973).
- [27] E. Kujawski, *Phys. Rev.* **C7**, 18 (1973); G. Wilkin, *Nucl. Phys.* **A220**, 621 (1974).
- [28] W. E. Starodubskij, *Yad. Fiz.* **16**, 946 (1972).
- [29] E. Bleszyńska i in., *Phys. Lett.* **B43**, 355 (1973); S. A. Azimov i in., *Yad. Fiz.* **19**, 317 (1974); R. B. Raphael, *Nucl. Phys.* **A201**, 621 (1973); K. N. Jermakov i in., *Yad. Fiz.* **801** (1973).
- [30] J. P. Auger, R. J. Lombard, *Phys. Lett.* **45B**, 115 (1973).
- [31] R. Bertini i in., *Phys. Lett.* **45B**, 119 (1973).
- [32] H. Leśniak, L. Leśniak, *Nucl. Phys.* **B25**, 525 (1971).
- [33] D. Scipione i in., *Phys. Lett.* **42B**, 489 (1972).
- [34] Il-Tong Cheon, *Phys. Rev.* **C8**, 534 (1973); A. Reitan, *Nucl. Phys.* **B68**, 387 (1974).
- [35] G. Fäldt, *Nucl. Phys.* **B62**, 86 (1973); J. S. Trefil, F. von Hippel, *Phys. Rev.* **D7**, 2000 (1973).
- [36] J. V. Allaby i in., *Yad. Fiz.* **12**, 538 (1970); S. P. Denisow i in., *Nucl. Phys.* **B61**, 62 (1973).
- [37] J. Bartke, *Postepy Fizyki* **24**, 423 (1973).
- [38] A. C. Helmholz i in., *Phys. Rev.* **72**, 1003 (1947).
- [39] J. D. Jafar i in., *Nucl. Phys.* **A161**, 105 (1971).
- [40] R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **99**, 1515 (1955).
- [41] G. Fäldt, H. Pilkuhn, *Ann. Phys.* **58**, 454 (1970); G. Fäldt, *Phys. Rev.* **D2**, 846 (1970).
- [42] R. L. Lander i in., *Phys. Rev.* **B137**, 1228 (1965).
- [43] J. P. Gorin i in., *Yad. Fiz.* **13**, 344 (1971).
- [44] G. Alberi, L. Bertocchi, G. Białkowski, *Nucl. Phys.* **B17**, 621 (1970).
- [45] *Lett. Nuovo Cim.* **3**, 108 (1970).
- [46] A. T. Goshaw i in., *Phys. Rev. Lett.* **23**, 990 (1969).
- [47] A. T. Goshaw, M. J. Bazin, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 50 (1970).
- [48] H. Feshbach, K. Huang, *Phys. Lett.* **B47**, 300 (1973).
- [49] G. Fäldt, H. Pilkuhn, H. G. Schlaile, *Ann. Phys.* **82**, 326 (1974).
- [50] M. Tanimoto, *Progr. Theor. Phys.* **50**, 1945 (1973).
- [51] M. Kuroda, H. Miyazaya, *Progr. Theor. Phys.* **50**, 569 (1973).
- [52] T. T. Chou, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **170**, 1591 (1968); *Phys. Rev.* **175**, 1832 (1968).
- [53] D. R. Harrington, A. Pagnamenta, *Phys. Rev.* **173**, 1599 (1968).
- [54] K. F. Klenk, A. S. Kanofsky, *Nuovo Cim.* **13A**, 446 (1973).
- [55] G. Eilam, Y. Gell, *Phys. Rev.* **D8**, 168 (1973).
- [56] G. Cocconi, *Postepy Fizyki* **25**, 223 (1974).
- [57] M. Kac, *Nucl. Phys.* **B62**, 402 (1973).
- [58] B. Margolis, *Nucl. Phys.* **B4**, 433 (1968); *Phys. Lett.* **26B**, 524 (1968); *Acta Phys. Pol.* **B2**, 57 (1971).
- [59] B. S. Chaudhary i in., *Nucl. Phys.* **B67**, 333 (1973).
- [60] P. Muhlemann i in., *Nucl. Phys.* **B59**, 106 (1973).
- [61] K. Zalewski, *Acta Phys. Pol.* **B4**, 973 (1973).
- [62] M. Bander, *Nucl. Phys.* **B51**, 145 (1973).
- [63] L. Bertocchi, A. Tékou, Preprint IC/73/183 (1973), Triest.
- [64] E. Ferreira, L. P. Rosa, Z. D. Thome, *Nuovo Cim.* **A20**, 277 (1974).
- [65] D. R. Harrington, *Nucl. Phys.* **B59**, 305 (1973).
- [66] J. M. Namysłowski, *Lett. Nuovo Cim.* **5**, 991 (1972).

- [67] E. Kujawski, *Ann. Phys.* **81**, 591 (1973); D. A. Sparrow, J. F. Walker, W. J. Gerace, *Phys. Lett.* **B48**, 186 (1974); R. R. Scheerbaum, C. M. Shakin, R. M., Thaler, *Phys. Rev.* **C7**, 2346 (1973).
- [68] A. J. Abul-Magd, *Z. Phys.* **266**, 391 (1974).
- [69] L. N. Kowal, S. G. Matinjan, *Yad. Fiz.* **19**, 380 (1974); B. Schurmann, W. E. Frahn, *Nucl. Phys.* **B62**, 365 (1973); B. Schurmann, *Nucl. Phys.* **B67**, 425 (1973).
- [70] T. Kohmura, T. Negishi, *Progr. Theor. Phys.* **51**, 518 (1974).
- [71] G. I. Likasow, A. W. Tarasow, *Yad. Fiz.* **18**, 1209 (1973).
- [72] M. Ikeda, *Phys. Rev.* **C6**, 1608 (1972).

Wojciech Gajewski i Michał Świącki

Institut Badań Jądrowych
Warszawa

Elastyczny czynnik postaci mezonu π

π -Meson Elastic Form Factor

Abstract: This paper is devoted to the description of the present status of our knowledge about π meson elastic form factor. In the first section there is given a definition of the form factor on the basis of electromagnetic interactions, and its extension to weak and strong interactions. Next, there are reviewed theoretical models, which on the assumption of analyticity predict features of π meson form factor. In the last sections the results of experimental investigation of π meson form factor are described with the stress on the results of the recent experiment made on Serpukhov accelerator in order to measure the π meson electromagnetic radius.

1. Wstęp

W czasie ostatnich trzech lat zagadnienie elastycznego czynnika postaci mezonu π stało się znowu tematem wielu opracowań. Zagadnienie to ma już prawie 15-letnią historię, poświęcono mu kilkanaście prac doświadczalnych i około stu teoretycznych, dopiero jednak kilka ostatnich lat przyniosło wraz z szybkim rozwojem technik eksperymentalnych duży napływ nowych danych doświadczalnych. Z jednej strony, budowa pierścieni akumulujących elektronów i pozytonów w Nowosybirsku, Orsay i Frascati dla coraz to większych energii i z coraz większą świetlnością pozwoliła uzyskać dane o zachowaniu się czynnika postaci mezonu π w obszarze czasopodobnym i to dla bardzo dużych energii. Z drugiej strony, uzyskanie intensywnej wiązki naładowanych mezonów π o energii rzędu 50 GeV za pomocą akceleratora w Sierpuchowie pozwoliło po raz pierwszy na bezpośredni pomiar elektromagnetycznego promienia mezonu π . Duży wkład w realizację tego pomiaru wnieśli polscy inżynierowie i fizycy. Oczekuje się w 1975 roku następnym nowych wyników pomiarów promienia mezonu π za pomocą akceleratora w Batawii. Okres ożywienia prac eksperymentalnych stymuluje nowe opracowania teoretyczne. I w tej dziedzinie także prace polskich teoretyków pomogły w zrozumieniu sytuacji eksperymentalnej.

W niniejszym artykule postaramy się określić, co nazywa się wewnętrzną strukturą hadronów, a w szczególności mezonu π , i w jaki sposób tę strukturę opisuje się za pomocą elastycznego czynnika postaci. Przy okazji mowa będzie o oddziaływaniach słabych i elektromagnetycznych jako o czujnikach, za pomocą których można badać tę strukturę.

Następnie dokonamy bardzo pobieżnie przeglądu modeli oddziaływań odpowiedzialnych za powstanie struktury cząstek silnie oddziałujących.

Dalsza część poświęcona będzie przeglądowi danych doświadczalnych dotyczących struktury mezonów π . Na zakończenie omówione będzie doświadczenie, mające na celu bezpośredni pomiar elektromagnetycznego promienia mezonu π , wykonane za pomocą akceleratora w Sierpuchowie, jego wyniki i planowana kontynuacja za pomocą akceleratora w Batawii.

Całość tego przeglądu powinna wykazać, jak istotne znaczenie dla ugruntowania podstawowych założeń współczesnej teorii oddziaływań elementarnych mają dalsze badania elektromagnetycznej struktury właśnie mezonu π oraz jak ważne znaczenie w tej dziedzinie ma pomiar wykonany w Sierpuchowie.

Czytelników interesujących się bardziej szczegółowo zagadnieniem elastycznych czynników postaci odsyłamy do obszernego opracowania M. Gourдина [1].

2. Co to jest elastyczny czynnik postaci

2.1. Oddziaływania elektromagnetyczne

Zdefiniujemy najpierw elastyczny czynnik postaci mezonu π w wypadku oddziaływań elektromagnetycznych. Nie ogranicza to ogólności definicji, gdyż, jak to zobaczymy w następnym paragrafie, bez żadnych zmian będziemy ją mogli przenieść na grunt oddziaływań słabych. Rozpatrzmy elastyczne oddziaływanie naładowanego mezonu π z polem elektromagnetycznym, którego źródłem jest np. elektron. Zapisuje się je w postaci lokalnego oddziaływania prądu elektromagnetycznego cząstki naładowanej (pionu) j_μ z polem wektorowym fotonu A_μ i odpowiednia gęstość hamiltonianu jest proporcjonalna do iloczynu $j^\mu A_\mu$.

Prąd nie oddziaływającej silnie, punktowej cząstki naładowanej, mającej spin równy zero, jest opisany wzorem:

$$j_\mu = e\varphi_1\varphi_2(k_{1\mu} + k_{2\mu}),$$

gdzie k_1 i k_2 są czteropędami bozonu przed i po oddziaływaniu, φ_1, φ_2 — funkcjami falowymi swobodnego bozonu przed i po oddziaływaniu, e jest ładunkiem bozonu.

Gdy cząstka naładowana jest jednocześnie cząstką silnie oddziałującą, na skutek oddziaływania ze sobą nabiera ona wewnętrznej struktury, którą można opisać za pomocą funkcji skalarnych, tzw. czynników postaci.

Mezony π mają spin równy zero i dlatego ich strukturę wewnętrzną można opisać za pomocą tylko jednej funkcji skalarnej $F_\pi(q^2)$. Funkcja ta opisuje

przestrzenne rozmycie cząstki powodujące, że lokalne oddziaływanie fotonu odbywa się nie z całym „ładunkiem” mezonu, a z jego częścią efektywnie istniejącą w danym miejscu.

Prąd naładowanego mezonu π dany jest wyrażeniem:

$$j_{\mu} = e\varphi_1\varphi_2(k_{1\mu} + k_{2\mu})F_{\pi}(q^2).$$

Wielkość q^2 jest jedyną niezależną zmienną skalarną opisującą pochłanianie wirtualnego fotonu przez pion i jest równa $q^2 = -(k_2 - k_1)^2$, czyli jest kwadratem przekazu czteropędu (często oznaczanym $-t = q^2$) do pionu.

Własności analityczne czynnika postaci $F_{\pi}(q^2)$ jako funkcji zespolonego q^2 mogą być udowodnione przy użyciu lokalnej kwantowej teorii pola. Funkcja ta ma osobliwości jedynie na osi rzeczywistej. Na tej osi czynnik postaci $F_{\pi}(q^2)$ jest funkcją rzeczywistą w obszarze przestrzennopodobnym $q^2 > 0$. Wynika to z niezmienniczości oddziaływań elektromagnetycznych względem transformacji odwrócenia czasu T . Natomiast w obszarze czasopodobnym czynnik postaci jest rzeczywisty do energii progowej na produkcję dwóch pionów $-q^2 \leq 4m_{\pi}^2$, a następnie dla obszaru $-q^2 > 4m_{\pi}^2$ staje się zespolony. Zależność czynnika postaci od q^2 bada się eksperymentalnie oraz próbuje się ją opisywać za pomocą różnych modeli uwzględniających silne oddziaływania w układzie dwóch mezonów π . Zagadnieniom tym będą poświęcone dalsze paragrafy.

2.2. Interpretacja elektromagnetycznego czynnika postaci

Wprowadzony w powyższy sposób czynnik postaci jest relatywistycznie niezmienniczy, gdyż jest on funkcją skalarną niezmiennika q^2 . Czynnik postaci ma jednak bardziej intuicyjną interpretację w reprezentacji położeniowej w układzie Breita. Przypominamy, że jest to układ, w którym $(\vec{k}_1 + \vec{k}_2) = \vec{0}$, to znaczy, jest to układ elastycznej sztywnej ściany. Interpretacja, o której będziemy mówili, dotyczy więc szczególnego układu i nie jest niezmiennicza. Przetransformujemy do układu Breita prąd naładowanego mezonu π . W układzie tym trójwektor prądu znika (bo $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{0}$), natomiast rozkład ładunku przestrzennego mezonu π dany jest przez transformatę fourierowską czynnika postaci do reprezentacji położeniowej:

$$\varrho(\vec{r}) = e \int \exp[i\vec{q}\vec{r}] F_{\pi}(q^2) d_3q.$$

Całkując gęstość ładunku w całej przestrzeni otrzymuje się całkowity ładunek cząstki i stąd normalizację:

$$e = \int \varrho(\vec{r}) dV = eF_{\pi}(0),$$

$$F_{\pi}(0) = 1.$$

Układ Breita jest tym jedynym układem, w którym elektromagnetyczny czynnik postaci mezonu π można interpretować jako przestrzenny rozkład ładunku.

Dokonując transformacji z reprezentacji położeniowej do pędowej, otrzymuje się:

$$F_{\pi}(q^2) = \int \varrho(\vec{r}) \exp[-i\vec{q}\vec{r}] dV.$$

Jeśli założyć kulistą symetrię rozkładu ładunków, wówczas dla małych wartości q^2 otrzymuje się:

$$F_{\pi}(q^2) = 4\pi \int_0^{\infty} r^2 \varrho(r) dr - \frac{4\pi q^2}{6} \int_0^{\infty} r^4 \varrho(r) dr + \dots,$$

co często zapisuje się w postaci:

$$F_{\pi}(q^2) = 1 - \frac{q^2}{6} \langle r^2 \rangle + \dots$$

Stąd też przyjęto nazywać średnim kwadratowym promieniem elektromagnetycznym cząstki wielkość daną wyrażeniem:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{-6 \left. \frac{dF}{dq^2} \right|_{q^2=0}}{F(0)}.$$

2.3. Oddziaływania słabe

Rozpatrzmy teraz, jak oddziaływania silne, odpowiedzialne za powstanie struktury hadronów, modyfikują ich oddziaływania słabe.

Słabe oddziaływania są oddziaływaniami lokalnymi słabego prądu hadronu j_h^μ albo ze słabym prądem innych cząstek (jest to teoria uniwersalnego sprzężenia Fermiego), albo z wektorowym polem bozonu pośredniego B_μ (teoria burzliwie rozwijana w ostatnich czasach). W pierwszym przypadku gęstość hamiltonianu oddziaływania jest proporcjonalna do iloczynu $j_h^\mu j_\mu$, w drugim zaś do iloczynu $j_h^\mu B_\mu$.

Część hadronowa tego oddziaływania jest analogiczna do części hadronowej oddziaływania elektromagnetycznego. I tu znowu struktura hadronu powoduje, że pole zewnętrzne (w postaci czy to prądu innych cząstek, czy bozonu pośredniego) oddziałuje lokalnie nie z całkowitym słabym ładunkiem, ale z jego częścią opisaną przez czynnik postaci.

Powróćmy do czynnika postaci mezonu π . Wiadomo, że prąd słaby składa się z części wektorowej i części aksjalnej. Wiadomo także, że prądy wektorowe podlegają takim samym prawom zachowania jak i prądy elektromagnetyczne (które są czysto wektorowe) i że prądy słabe wektorowe zachowujące dziwność tworzą razem z prądem elektromagnetycznym tryplet izotopowy. W wyniku niezmienniczości silnych oddziaływań ze względu na izotopową grupę SU(2) funkcja opisująca elektromagnetyczną strukturę mezonu π nie może się zmieniać przy obrotach w przestrzeni spinu izotopowego i odpowiednia słaba struktura mezonu π musi być taka sama jak i struktura elektromagnetyczna.

Jest faktem stwierdzonym doświadczalnie, że dla protonu także rozkład aksjalnego słabego ładunku jest w granicach błędów taki sam jak i rozkład ładunku wektorowego. Wynik ten uzyskano z analizy elastycznych reakcji neutrina i antyneutrina z nukleonami. Trzeba jednak zauważyć, że wynik ten oparty jest na kilku dość arbitralnych założeniach. Wprowadzono je w celu zmniejszenia liczby wolnych parametrów, potrzebnych do opisu wyników doświadczalnych.

Jak wynika z tego przeglądu, fakty doświadczalne zdają się wskazywać, że powstała na skutek silnych oddziaływań struktura przestrzenna hadronów jest taka sama niezależnie od tego, czy bada się rozkład ładunków elektrycznych za pomocą oddziaływań elektromagnetycznych, czy rozkład ładunków słabych (wektorowych i aksjalnych) za pomocą odpowiednich oddziaływań słabych. Jak zobaczymy w następnym paragrafie, podobnie zdaje się wyglądać rozkład materii silnie oddziaływającej w hadronach.

2.4. Czynniki postaci w oddziaływaniach silnych

Podjęte były próby stworzenia modeli silnych oddziaływań cząstek o wysokich energiach, w których hadrony traktowano jak obiekty o pewnej strukturze przestrzennej. Pomimo dużej siły oddziaływań struktura ta może być mierzona przy bardzo dużych prędkościach, gdy w wyniku efektów relatywistycznych wewnętrzny ruch składników ulega zamrożeniu.

W czasie wysokoenergetycznego zderzenia dwóch takich obiektów przenikają się one nawzajem, a ich elementy oddziałują ze sobą quasi-statycznie tak, jak to się przyjmuje w modelu optycznym. Model ten dopasowano do danych doświadczalnych dotyczących wysokoenergetycznego elastycznego rozproszenia protonów i pionów na protonach, wyznaczając czynniki postaci tych cząstek. Otrzymano zadziwiająco zgodność tak wyznaczonych czynników postaci protonu i pionu ze znanymi (dla protonu) elektromagnetycznymi czynnikami postaci. Świadczy o tym, że nie tylko elektromagnetyczne i słabe ładunki są jednakowo rozłożone w hadronach, ale także i materia jądrowa odpowiedzialna za istnienie sił jądrowych. Badając eksperymentalnie elektromagnetyczną strukturę hadronu bada się więc, jak się wydaje, jego pełną wewnętrzną strukturę.

3. Modele struktury wewnętrznej mezonu π

Jak już mówiliśmy za strukturę hadronów odpowiedzialne są silne oddziaływania. W ciągu kilkunastu lat powstało kilka modeli, które wykorzystując aktualnie istniejące dane doświadczalne starały się opisać przebieg funkcji czynników postaci w całym obszarze zmienności przekazu czteropędu. Mezon π , którego struktura jest prosta, gdyż ze względu na zerowy spin jest opisana za pomocą jednego czynnika postaci, był przedmiotem szczególnego zainteresowania teoretyków.

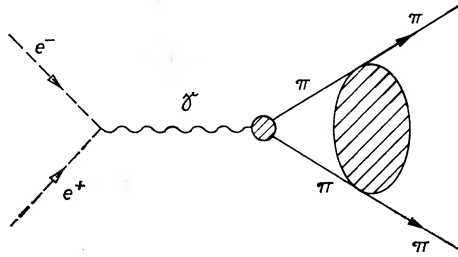
Podstawową własnością tworzonych modeli jest analityczność czynnika postaci jako funkcji t ($-t = q^2$). Jak wynika z lokalnej kwantowej teorii pola, czynnik postaci można opisać za pomocą jednej funkcji analitycznej dla wszystkich wartości przekazu czteropędu. Dotyczy to zarówno obszaru przestrzenopodobnego ($t < 0$), zwanego także rozproszeniowym (bo odpowiada reakcji typu $\pi e \rightarrow \pi e$), jak i obszaru czasopodobnego ($t > 0$), zwanego także anihilacyjnym (bo odpowiada reakcji skrzyżowanej z poprzednią $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$). Funkcja ta ma osobliwości (punkty rozgałęzienia) jedynie dla $t \geq 4m_\pi^2$. Z analityczności wynika możliwość zastosowania do czynnika postaci twierdzenia Cauchy'ego, czyli związków dyspersyjnych. Liczba odjęć w tych związkach zależy od asymptotycznego zachowania się czynnika postaci dla $|t| \rightarrow \infty$ i np:

$$F_\pi(t) = 1 + \frac{t}{\pi} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{\text{Im} F_\pi(t')}{t'(t' - t - i\varepsilon)} dt'$$

jest związkiem dyspersyjnym z jednym odjęciem słusznym, gdy:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} F_\pi(t) \leq O(|t|^{1-\varepsilon}), \quad \varepsilon > 0.$$

Związki dyspersyjne dają możliwość obliczenia czynnika postaci w kanale rozproszeniowym, w którym jest on rzeczywisty, ze znanego czynnika postaci w obszarze anihilacyjnym, w którym jest on zespolony. Dane o czynniku postaci w kanale anihilacyjnym pochodzić mogą z szeregu źródeł np. z modeli opisujących układ $\pi\pi$ lub z bezpośredniego doświadczalnego badania modułu czynnika postaci mezonu π w reakcji $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. W obu przypadkach zakłada się, że dla niewielkich $t < 0$ wystarczy uwzględnić pod całką w kanale anihilacyjnym stan dwupionowy. Zauważmy, że dla małych $t < 0$ główny przyczynek od całki daje obszar małych t' .



Rys. 1. Schemat reakcji anihilacji $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, w której dwa piony w stanie końcowym oddziałują ze sobą

Przy założeniu o dominacji stanu dwupionowego reakcja w kanale anihilacyjnym przebiega tak, jak to pokazano na rys. 1 i wykorzystując twierdzenie Watsona o oddziaływaniu w stanie końcowym dostajemy:

$$F_\pi = e^{i\theta_{\pi\pi}} |F_\pi|,$$

gdzie $\delta_{\pi\pi}(t)$ jest przesunięciem fazowym rozpraszania $\pi\pi$ w stanie $T = 1, J = 1$. Przy znanych przesunięciach fazowych $\delta_{\pi\pi}$, związek dyspersyjny stałby się łatwym do rozwiązania równaniem całkowym dla $F_{\pi}(t)$.

Rozpraszanie $\pi\pi$ w stanie $T = 1$ i $J = 1$ prowadzi głównie (dla $t < 1 \text{ GeV}^2$) do produkcji rezonansu ρ ($M_{\rho} = 770 \text{ MeV}$, $\Gamma_{\rho} = 150 \text{ MeV}$) i jedynie ten fakt jest dobrze ustalony doświadczalnie. W szczególności $\delta_{\pi\pi}$ dla $T = J = 1$ nie jest praktycznie znane dla energii $\sqrt{t} \lesssim 600 \text{ MeV}$. Zwykle więc dane o oddziaływaniu $\pi\pi$ ekstrapoluje się w mniej lub bardziej skomplikowany sposób z obszaru rezonansowego ρ zakładając, że w obszarze niższych energii przesunięcia fazowe są wolno zmienną funkcją t .

Rozwiązując równanie dyspersyjne z otrzymaną w powyższy sposób funkcją $\delta_{\pi\pi}(t)$ otrzymano następującą wartość promienia mezonu π :

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} = 0,65 \text{ fm} .$$

Zamiast rozwiązywać równanie, można pod całką na miejsce $|F_{\pi}(t')|$ podstawić wartości otrzymane z bezpośredniego pomiaru przekroju czynnego dla reakcji $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Dane te znowu dobrze są opisane przez rezonans ρ i dotyczą tylko energii $\sqrt{t} > 600 \text{ MeV}$. Nic więc dziwnego, że otrzymano podobny promień mezonu π :

$$0,58 \text{ fm} \leq \langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} \leq 0,68 \text{ fm} .$$

Można wreszcie zrobić założenie jeszcze bardziej drastyczne, ale doświadczalnie umotywowane. Można przyjąć, że istotny jest jedynie biegun $F_{\pi}(t)$ pochodzący od rezonansu ρ . Oznacza to założenie, że foton sprzęga się z hadronami jedynie przez stan pośredni mezonu wektorowego, w tym wypadku mezonu ρ . W takim podejściu, zwanym modelem dominacji wektorowej, czynnik postaci mezonu π jest szczególnie prosty:

$$F_{\pi}(t) = \left(1 - \frac{t}{m_{\rho}^2} \right)^{-1} ,$$

co po podstawieniu wartości masy daje:

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} = 0,62 \text{ fm} .$$

Uwzględnienie skończonej szerokości mezonu ρ praktycznie nie zmienia tego wyniku.

Warto podkreślić, że otrzymane z modelu dominacji wektorowej zachowanie asymptotyczne czynnika postaci pionu $F_{\pi} \sim t^{-1}$ jest zgodne z wynikami, do których prowadzą ostatnio modne idee partonowe. Z idei tych wynika zachowanie asymptotyczne czynnika postaci protonu $F_p \sim t^{-2}$, zgodne z doświadczeniem, lecz nie zgodne z modelem dominacji wektorowej. Wiadomo, że promień protonu zmierzony doświadczalnie jest większy niż to wynika z prostego modelu dominacji wektorowej. Natomiast dla mezonu π , z tego co poprzednio opisaliśmy wynika, że jeżeli przesunięcia fazowe $\delta_{\pi\pi}$ są gładkimi funkcjami energii poniżej obszaru rezonansu ρ , to promień mezonu π jedynie nieznacz-

nie może się różnić od wartości otrzymanej z modelu dominacji wektorowej. Dokładne zbadanie tych faktów w doświadczeniu jest szczególnie ważne dla fizyki cząstek elementarnych.

Ten krótki przegląd pokazuje, że pomiary przekroju czynnego anihilacji $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ dla bardzo małych energii oraz bezpośredni pomiar promienia mezonu π w reakcji $e\pi \rightarrow e\pi$ pozwolą sprawdzić szczególnie ważne cechy oddziaływań mezonów π , jak stosowalność modelu dominacji wektorowej i modelu partonów, własności rozpraszania $\pi\pi$ w pobliżu progu, wreszcie analityczność czynnika postaci związaną z lokalnością fundamentalnego oddziaływania. Jest to chyba jedyna prosta sytuacja doświadczalna, pozwalająca na bezpośrednie sprawdzenie tej ostatniej cechy.

4. Przegląd wyników doświadczalnych badania czynnika postaci mezonu π

Czynnik postaci mezonu π bada się w trzech podstawowych obszarach zmienności przekazu czteropędu t : w obszarze przestrzennopodobnym oraz w obszarze czasopodobnym poniżej i powyżej progu na produkcję dwóch mezonów π . Nie wszystkie reakcje pozwalają na wyznaczenie czynnika postaci bez dodatkowych, modelowych założeń. Do reakcji, w których czynnik postaci mierzony jest bezpośrednio, należy rozpraszanie $\pi e \rightarrow \pi e$, opisywane przez czynnik postaci mezonu π dla przestrzennopodobnych wartości t , oraz anihilacja $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, opisywana przez czynnik postaci mezonu π dla czasopodobnych wartości t większych od progu na produkcję dwóch mezonów π .

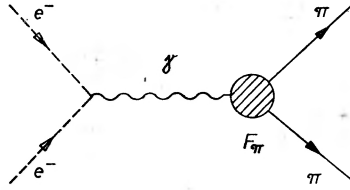
Niestety, nie istnieje możliwość bezpośredniego pomiaru czynnika postaci mezonu π dla czasopodobnych wartości t poniżej progu na produkcję dwóch mezonów π .

Do procesów, w których czynnik postaci mezonu π można badać jedynie drogą pośrednią i niejednoznacznie należy elektroprodukcja, odwrotna elektroprodukcja ($\pi^-p \rightarrow ne^+e^-$) oraz kulombowskie rozpraszanie mezonów π na jądrach. W celu uzyskania z tych procesów informacji o czynniku postaci mezonu π trzeba zrobić szereg założeń o uczestniczących w nich procesach.

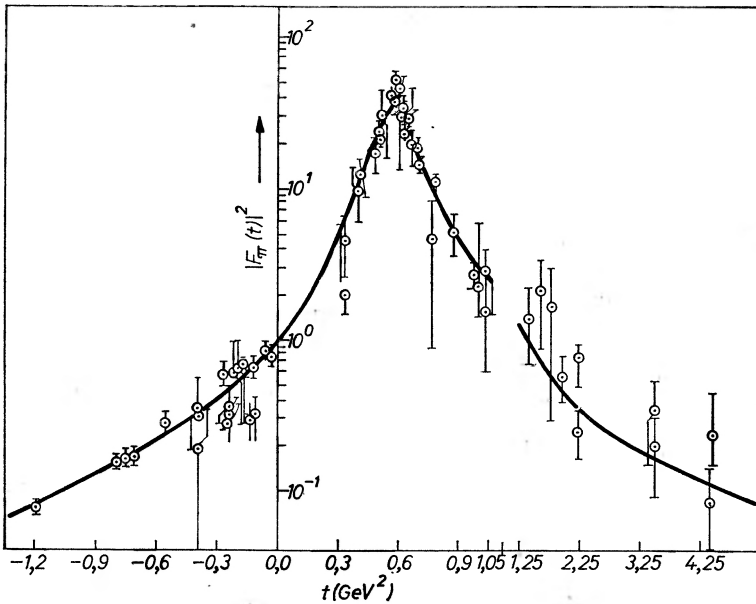
4.1. Proces anihilacyjny

Reakcję $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ badano za pomocą pierścieni akumulujących w Nowosybirsku, Orsay i Frascati, mierząc jej przekrój czynny przy różnych energiach zderzających się par elektronowo-pozytonowych. Zakładając, że reakcja ta przebiega tak, jak na rys. 2, tzn. wyłącznie przez anihilację jednofotonową, przekrój czynny jest iloczynem przekroju obliczonego tak, jakby mezony π biorące udział w oddziaływaniu były punktowe i kwadratu modułu czynnika postaci mezonu π ($\alpha \cong 1/137$):

$$\sigma(t) = \frac{\pi\alpha^2}{3t} \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{t}\right)^{3/2} |F_\pi(t)|^2.$$



Rys. 2. Schemat jednofotonowej anihilacji $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$



Rys. 3. Wartości kwadratu modułu czynnika postaci mezonu π wyznaczone w doświadczeniach nad procesem anihilacji $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ (obszar czasopodobny t) oraz nad procesem elektroprodukcji (obszar przestrzennopodobny t). Krzywa obliczona jest w jednym z modeli dominacji mezonów wektorowych

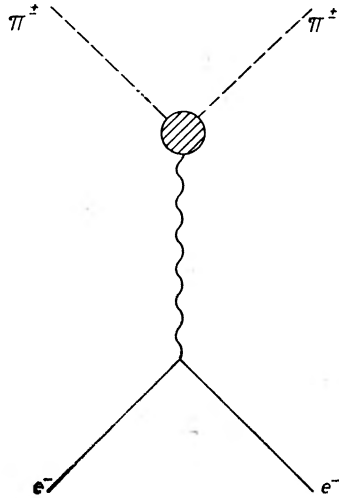
Dla tej reakcji mamy $t > 4 m_\pi^2$ i pomiar przekroju czynnego dostarcza bezpośrednich informacji o module czynnika postaci w obszarze czasopodobnym. Pomiary przekrojów czynnych wykonano dla energii w przedziale $0,3 \text{ GeV}^2 < t < 10 \text{ GeV}^2$. Otrzymane wyniki przedstawione są na rys. 3. Stanowią one odbicie dominującej roli mezonu ρ w rozpraszaniu $\pi\pi$ w tym obszarze energii. Jak już wspomniano, wynikający pośrednio z tych pomiarów promień mezonu π wynosi:

$$\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = 0,62 \text{ fm} .$$

Proces anihilacyjny stanowi najlepiej przebadany zarówno pod względem doświadczalnym, jak i teoretycznym fragment naszej wiedzy o czynniku postaci mezonu π .

4.2. Rozpraszanie pionów na elektronach

Jeżeli się przyjmie, że proces elastycznego rozpraszania pionów na elektronach następuje przez wymianę jednofotonową (rys. 4), to przekrój czynny tego procesu jest iloczynem przekroju czynnego na rozpraszanie naładowanych



Rys. 4. Schemat jednofotonowego elastycznego rozpraszania $e\pi \rightarrow e\pi$

cząstek punktowych o odpowiednich spinach i kwadratu czynnika postaci mezonu π :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi\alpha m_e}{t^2} \left(1 - \frac{|t|}{|t|_{\max}}\right) |F_\pi(t)|^2.$$

Dla tej reakcji zachodzi $t < 0$, a więc pomiar przekroju czynnego dostarcza bezpośrednich informacji o czynniku postaci w obszarze przestrzennopodobnym, zaś przy t bliskim zero o elektromagnetycznym promieniu mezonu π . Problem jest analogiczny do badania struktury nukleonów, jąder i atomów. Tam jednak informacje o strukturze obiektów uzyskuje się przez rozpraszanie elektronów na o wiele lżejszych obiektach. Pozwala to na badanie czynników postaci w szerokim zakresie zmian przekazu czteropędu za pomocą stosunkowo prostych środków technicznych, akceleratorów przyspieszających elektrony do stosunkowo niskich energii. W przypadku krótkożyciowych mezonów π jedynym sposobem badania rozpraszania $\pi-e$ jest rozpraszanie szybkich mezonów π na „spoczywających” elektronach atomowych. Po to, żeby uzyskać na tyle duże przekazy czteropędu, by wpływ czynnika postaci mezonu π na przekrój czynny był wielkością mierzalną, mezony π muszą mieć stosunkowo wielkie energie, co najmniej 50-100 GeV.

Przed 1970 r. nie rozporządzano akceleratorami pozwalającymi uzyskiwać tak wysokie energie. I dlatego pomiary przeprowadzone przy użyciu mezonów π

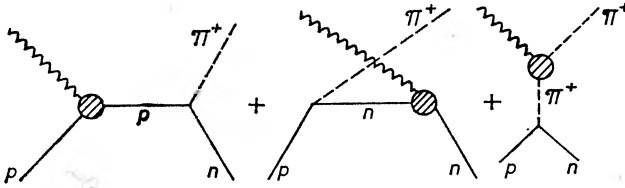
uzyskiwanych z akceleratora w CERN-ie pozwoliły jedynie oszacować promień mezonu π :

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} \leq 3,3 \text{ fm}.$$

Dopiero eksperyment, którego opisem zajmujemy się dalej, przeprowadzony przy użyciu akceleratora w Sierpuchowie dał możliwość zmierzenia przekroju czynnego rozpraszania elastycznego $\pi-e$ w obszarze przekazu czteropędu $140 \text{ MeV} \leq \sqrt{s} \leq 190 \text{ MeV}$, gdzie spodziewany efekt wpływu czynnika postaci mezonu π na przekrój czynny dochodzi do 8%.

4.3. Elektroprodukcja

Elektroprodukcja jest reakcją, w której w rezultacie rozpraszania elektronu na nukleonie powstaje mezon π . Proces taki można próbować opisywać jako superpozycję procesów przedstawionych za pomocą grafów na rys. 5. Inne



Rys. 5. Schemat oddziaływań odpowiedzialnych za reakcję elektroprodukcji (fotony są wirtualne)

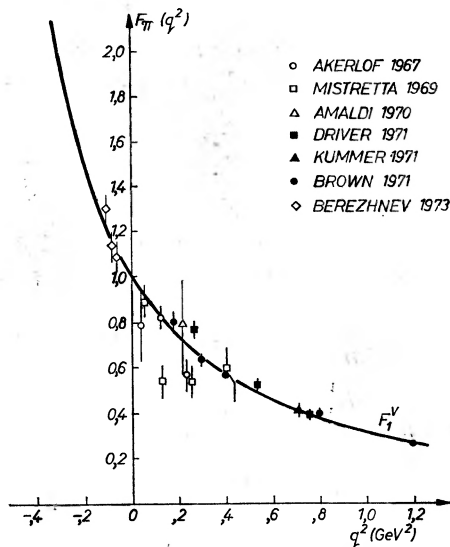
procesy, które mogą prowadzić do takiego samego stanu końcowego, zaniechuje się. W pobliżu progu prawdopodobnie dominuje proces przedstawiony za pomocą trzeciego grafu, odpowiadający długozasięgowemu potencjałowi wymiany mezonu π . Przekrój czynny opisuje się wtedy przy użyciu czynnika postaci mezonu π w obszarze przestrzennopodobnym. Badanie więc reakcji elektroprodukcji mogłoby stanowić źródło wiadomości o czynniku postaci mezonu π w obszarze przestrzennopodobnym. Niestety, oba grafy konkurencyjne w stosunku do grafu wymiany jednopionowej, a także inne zaniechane grafy, wprowadzają do rachunków czynniki postaci nukleonu oraz innych cząstek, np. rezonansu Δ . Zaniechanie wszystkich tych grafów w pobliżu progu jest procedurą przybliżoną, której dokładność nie jest znana. Z tą też dokładnością reakcja elektroprodukcji dostarcza danych o kształcie czynnika postaci mezonu π . Na rys. 3 przedstawione są wyniki doświadczalne. Są one zgodne z wynikami uzyskanymi w reakcji anihilacji.

4.4. Odwrotna elektroprodukcja

Reakcja rozpraszania mezonu π na protonie, w wyniku której rodzi się para elektron—pozyton, jest procesem odwrotnym (skrzyżowanym) do procesu elektroprodukcji. Opis tej reakcji naraża więc te same trudności, które na-

potykamy przy interpretacji wyników elektroprodukcji. Rezultaty dotyczące czynnika postaci pionu obarczone są więc podobną niepewnością.

Badanie elektroprodukcji odwrotnej dostarcza danych o wielkości czynnika postaci w obszarze czasopodobnym i to w tym zakresie energii, w którym nie ma innych wyników doświadczalnych uzyskanych za pomocą pierścieni akumulują-



Rys. 6. Porównanie modułów czynnika postaci mezonu π wyznaczonych za pomocą reakcji odwrotnej elektroprodukcji (punkty Bereznev et al. w obszarze czasopodobnym t) z wynikami uzyskanymi z badań reakcji elektroprodukcji

cych. Uzyskane wyniki przedstawione są na rys. 6, gdzie są one porównane z wynikami uzyskanymi z procesu elektroprodukcji. W granicach dużych błędów doświadczalnych wyniki te są ze sobą zgodne. Autorzy podają następującą wartość promienia mezonu π obliczoną na podstawie swoich danych:

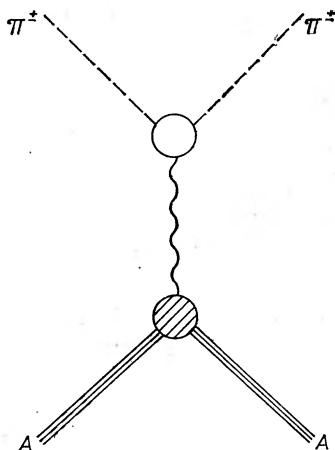
$$\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} = 0,73 \pm 0,13 \text{ fm}.$$

4.5. Rozpraszanie kulombowskie mezonów π na jądrach

Jeżeli mezony π są rozpraszane pod wystarczająco małymi kątami na jądrach, istotny wkład do tego procesu wnosi jednofotonowe rozpraszanie kulombowskie, przedstawione schematycznie na rys. 7. Wierzchołek tego grafu opisany jest przez czynnik postaci mezonu π w obszarze przestrzennopodobnym. Trudność wyznaczenia czynnika postaci tą metodą polega na kłopotach z wyznaczeniem tej części procesu, która jest spowodowana przez silne oddziaływania mezonów π z jądrami i z oddzieleniem jej od efektu rozpraszania kulombow-

skiego. Przy obecnym stanie teorii opis nawet tak prostego oddziaływania jak rozpraszanie mezonów π na bezspiniowych jądrach ${}^4\text{He}$ następuje duże trudności. Niech ilustracją tego faktu będą wyniki analizy tego samego doświadczenia przez trzy różne grupy autorów. W miarę, jak było wiadomo coraz więcej o czynniku postaci mezonu π , otrzymano kolejno następujące oszacowania promienia mezonu π :

$$\begin{aligned} 2,2 \text{ fm} &\leq \langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} \leq 3,2 \text{ fm}, \\ \langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} &\leq 1 \text{ fm}, \\ \langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} &= 0,8 \pm 0,1 \text{ fm}. \end{aligned}$$



Rys. 7. Schemat reakcji kulombowskiego rozpraszania mezonów π na jądrach

4.6. Podsumowanie

Przegląd danych doświadczalnych pokazuje, że:

1. Jedyne pewne dane dotyczące czynnika postaci mezonu π otrzymane zostały z badań nad procesem anihilacyjnym $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Dostarczają one informacji o czynniku postaci mezonu π w obszarze czasopodobnym.

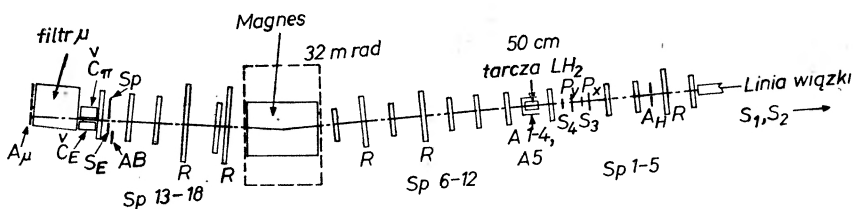
2. Wyniki uzyskane z badań nad elektroprodukcją, odwrotną elektroprodukcją i rozpraszaniem mezonów π na jądrach nie są sprzeczne z wynikami uzyskanymi z procesu anihilacyjnego. Trzeba jednak jeszcze raz podkreślić, że wynik ten może być odbiciem założeń modelowych.

3. Nie można jeszcze na podstawie uzyskanych danych doświadczalnych rozstrzygnąć czy promień mezonu π jest taki, jak wymagają tego modele dominacji wektorowej lub związki dyspersyjne i proste przedłużanie czynnika postaci z obszaru rezonansu ρ . Problem ten można rozstrzygnąć jedynie przez badanie procesu bezpośredniego rozpraszania mezonów π na elektronach.

5. Opis eksperymentów nad rozpraszaniem mezonów π na elektronach

5.1. Eksperyment sierpuchowski

W 1969 roku, po uruchomieniu akceleratora protonów w Sierpuchowie, powstał w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej projekt przeprowadzenia eksperymentu w celu zbadania zjawiska rozpraszania naładowanych mezonów π na elektronach. Projekt ten został opracowany przez grupę fizyków w połowie składającą się z przedstawicieli Polski. Eksperyment został zrealizowany w 1970-1971 roku, do 1974 roku trwało opracowywanie jego rezultatów. Ostatecznie eksperyment został wykonany przez współpracujące grupy fizyków z ZIBJ w Dubnej i z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Los Angeles [2].



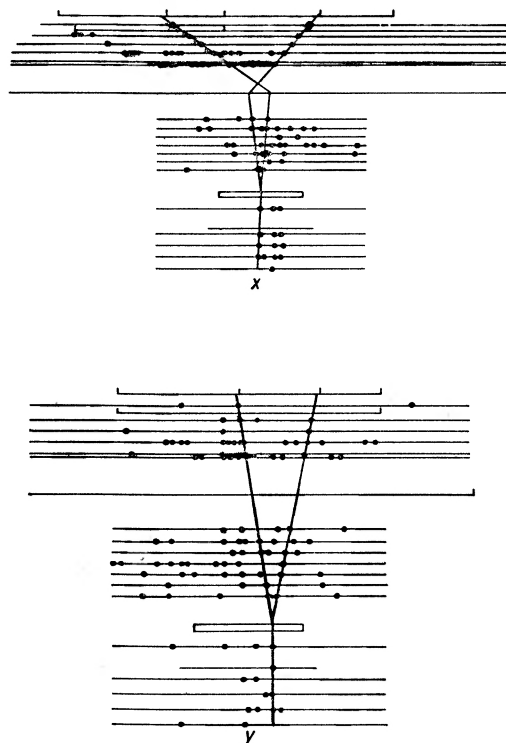
Rys. 8. Aparatura użyta w Sierpuchowie do badania elastycznego rozproszenia ujemnych mezonów π na elektronach. S1, S2, S3, S4, A_H — liczniki scyntylacyjne monitorujące przychodzącą wiązkę mezonów π^- , A1, A2, A3, A4, A5, AB — liczniki antykoincydencyjne układu włączającego komory, SE, SP — liczniki wybierające zdarzenia elastycznych oddziaływań $\pi-e$. Licznik SE rejestruje cząstki o energii większej od 25 GeV, licznik SP — cząstki o energii mniejszej od 25 GeV. Logika układu włączającego komory wymagała koincydencji sygnałów z obu tych liczników. \check{C}_e , \check{C}_π — liczniki Czerenkowa pełnego pochłaniania z ciężkiego szkła, pozwalające identyfikować elektrony, A _{μ} — liczniki scyntylacyjne, stojące za 3,5 m warstwą żelaza, pozwalające identyfikować miony. Target H₂ — tarcza wypełniona ciekłym wodorem, długość 50 cm, średnica obszaru oddziaływań — 6 cm. Sp-1 — 18 — komory iskrowe do rejestracji torów cząstek, P_x, y — komory proporcjonalne Magnes — magnes do analizy pędów cząstek

Celem eksperymentu był pomiar przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne mezonów π^- o energii 50 GeV na elektronach zawartych w tarczy wypełnionej ciekłym wodorem w zależności od wartości przekazanego tym elektronom pędu ($q^2 \cong 2 m_e E_e$). Osobliwością takiego rozproszenia jest to, że gdy mezon π przekazuje elektronowi prawie cały swój pęd, obie cząstki rozlatują się pod bardzo małymi kątami, rzędu 10 miliradianów. Własność ta bardzo uprościła realizację doświadczenia, gdyż umożliwiła łatwą rejestrację obu cząstek biorących udział w oddziaływaniu.

Przekrój czynny na elastyczne rozpraszanie mezonów π na elektronach, któremu towarzyszy przekazanie dużego pędu elektronowi, jest bardzo mały, rzędu 1 μ b. Natomiast przekrój czynny na zjawiska towarzyszące temu procesowi, tzn. na rozpraszanie mezonów π^- na protonach tarczy wodorowej, wy-

nosi 24 mb, jest więc kilkadziesiąt tysięcy razy większy. Stanowi to poważne utrudnienie doświadczenia, gdyż stawia przed eksperymentatorem problem oddzielenia niezwykle rzadkich zjawisk od nieinteresującego tła.

Użyta w doświadczeniu aparatura przedstawiona jest na rys. 8. Została ona zbudowana tak, że pozwoliła rejestrować próbkę zdarzeń znacznie wzbogaconą w zderzenia elastyczne $\pi-e$, a następnie umożliwiła przeprowadzenie pełnej analizy kinematycznej zarejestrowanych zdarzeń. Łączyła więc ona w sobie dodatnie cechy układów czysto elektronicznych z cechami metod śladowych.



Rys. 9. Elastyczne rozpraszanie $\pi-e$ zarejestrowane przez aparaturę pokazaną na rys. 8 i zrekonstruowane za pomocą analizy komputerowej. Rysunek przedstawia wynik rekonstrukcji tego samego zdarzenia w dwóch prostopadłych do siebie płaszczyznach

Tory cząstek wybranych zdarzeń rejestrowane były za pomocą układów komór iskrowych rozmieszczonych przed tarczą wodorową, za tarczą i za magnese. Komory iskrowe pozwalają na automatyczny pomiar przestrzennych współrzędnych torów cząstek. Współrzędne te w czasie przeprowadzania doświadczenia przy akceleratorze są zwykle rejestrowane na taśmach magnetycznych, a następnie taśmy te są analizowane za pomocą odpowiednich programów na dużych maszynach cyfrowych. Na rys. 9 przedstawione jest zdarzenie elastycznego rozpraszania $\pi-e$ odtworzonego za pomocą odpowiedniej analizy komputerowej.

Magnes o dobrze znanym polu służył do pomiaru pędów cząstek.

Zestaw komór iskrowych może być sterowany za pomocą układu liczników i odpowiednich układów elektronicznych tak, że rejestruje on tylko wybrane typy przypadków. W opisywanym doświadczeniu licznikami oddzielano te zdarzenia, które miały szansę być elastycznymi zderzeniami $\pi-e$ (suma pędów cząstek końcowych w przybliżeniu równa pędowi wchodzącego mezonu π) i w których wśród cząstek końcowych znajdował się elektron (do tego celu służył licznik Czerenkowa). Liczbę mezonów π wchodzących do tarczy liczył teleskop liczników scyntylacyjnych.

Analiza kinematyczna zarejestrowanych zdarzeń pozwoliła oddzielić przypadki elastycznych rozproszeń $\pi-e$ i określić pęd końcowego elektronu. Dane te, po uwzględnieniu szeregu poprawek, pozwalają wyznaczyć zależność przekroju czynnego elastycznego rozpraszania $\pi-e$ od przekazu pędu do elektronu. Spośród poprawek wynikających z analizy błędów systematycznych doświadczenia najtrudniejsza do wyznaczenia była efektywność rejestracji torów cząstek przez komory iskrowe i efektywność ich odtworzenia przez programy komputerów. Nieznajomość tych parametrów stała się głównym źródłem niepewności ostatecznego wyniku.

Otrzymano:

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} = 0,78 \pm 0,10 \text{ fm}.$$

Jest to wynik pierwszego bezpośredniego pomiaru promienia mezonu π w obszarze przestrzennopodobnym przekazu czteropędu, przeprowadzonego z tak dużą dokładnością. Jednak uzyskana dokładność okazała się zbyt mała, by stwierdzić czy promień mezonu π jest taki sam jak promień protonu, czy też taki, jak to wynika z opisanych poprzednio prostych modeli. Aby rozstrzygnąć ten problem, pomiar zostanie powtórzony w Batawii.

5.2. Kontynuacja eksperymentu w Batawii

Za pomocą akceleratora w Batawii można uzyskać mezony π o energii 100 GeV i wyższej. Przy energii padających mezonów π równej 100 GeV przekazy czteropędu w zderzeniach z elektronami są przeszło dwukrotnie wyższe niż w doświadczeniu z mezonami π o energii 50 GeV. Rozkłady kątowe prawie nie ulegają zmianie. Przy większych przekazach pędów efekt czynnika postaci jest znacznie większy i jego pomiar odpowiednio łatwiejszy. Ilustruje to tablica 1.

Tablica 1

| $E_{\pi}^{\text{pierw.}}$ GeV | $E_e^{\text{max.}}$ GeV | $\sigma_{\text{punkt.}} (1/2 E_e^{\text{max.}} < E_e \leq E_e^{\text{max.}})$ | F_{π}^2 dla $E_e^{\text{max.}}$ | |
|----------------------------------|----------------------------|---|-------------------------------------|--------------------------|
| | | | $r_{\pi} = 0,64 \text{ fm}$ | $r_{\pi} = 1 \text{ fm}$ |
| 50 | 36,2 | 2,2 μb | 0,88 | 0,75 |
| 100 | 84,0 | 0,9 μb | 0,75 | 0,54 |

Osiągnięcie większych przekazów czteropędu pozwoli nie tylko na pewniejszy pomiar nachylenia czynnika postaci w okolicy zerowych przekazów, czyli na pomiar promienia mezonu π . Pozwoli ono także na poznanie kształtu funkcji czynnika postaci i próbę analizy czy kształt ten opisuje się za pomocą prostego biegunca, jak chce tego teoria dominacji wektorowej, czy też formułą dipolową, charakterystyczną dla czynnika postaci protonu.

Rozwój techniki rejestracji torów cząstek za pomocą komór iskrowych, a szczególnie komór proporcjonalnych i dryfowych, pozwoli uniknąć w nowym doświadczeniu tych trudności, które napotkano przy wyznaczaniu efektywności rejestracji zdarzeń w doświadczeniu sierpuchowskim.

Przeprowadzenie eksperymentu na akceleratorze w Batawii planowane jest w początku 1975 roku. Już w połowie roku, dzięki wykorzystaniu doświadczeń z poprzedniego eksperymentu, można się spodziewać opublikowania nowego, dokładniejszego wyniku.

Jako rozszerzenie tego cyklu prac przewiduje się pomiar promienia naładowanego mezonu K.

Literatura

- [1] M. Gourdin, *Physics Reports* **11C**, No 2 (1974).
 [2] G. T. Adylov, F. K. Aliev, D. Bardin, W. Gajewski, I. Ioan, B. Kulakov, G. Micelmacher, B. Niczyporuk, T. Nigmanov, E. Tsyganov, M. Turała, A. Vodopianov, K. Wala, E. Dally, D. Drickey, A. Liberman, P. Shepard, J. Tompkins, C. Buchanan, J. Poirier, *Phys. Letters* **B51**, 402 (1974).

N O W A A P A R A T U R A

*Marek Szczekowski*Instytut Badań Jądrowych
Warszawa**Elektroniczne maszyny cyfrowe w laboratoriach Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (CERN) w Genewie i Narodowym Laboratorium Akceleratorowym (NAL) w Batawii *****Computers at CERN (Geneva) and (NAL) Batavia***Abstract:* Short review of computer network at CERN and NAL is given.

Artykuł ten ma za zadanie zorientować czytelnika w wyposażeniu w elektroniczne maszyny cyfrowe (EMC) dwóch wiodących ośrodków naukowych pracujących w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych: CERN-u w Genewie i NAL-u w Batawii (USA) oraz przedstawić różnorodne metody użycia EMC w eksperymentach fizyki wysokich energii.

W ostatnich latach można zaobserwować olbrzymie rozszerzenie zadań wykonywanych przez maszyny cyfrowe. Coraz gorzej często używana nazwa — komputer ** — oddaje rzeczywiste funkcje maszyny cyfrowej. Współczesne zastosowania EMC obejmują między innymi: obliczenia numeryczne, przetwarzanie danych, obliczenia symboliczne, symulację, rozpoznawanie obrazów, kontrolę procesów.

1. Laboratoria CERN-u w Genewie

Różnorodne zastosowania odbijają się oczywiście na różnorodności typów maszyn cyfrowych. Najlepszym przykładem jest tu sieć maszyn cyfrowych w CERN-ie, największym obecnie ośrodku obliczeniowym w Europie. Pracuje tu około 100 maszyn cyfrowych.

A. Centralny Ośrodek Obliczeniowy

Grupę największych, stanowiącą centralny ośrodek obliczeniowy CERN-u, tworzą CDC 7600 połączona z CDC 6400 oraz CDC 6600 i CDC 6500 połączone z CDC 3100. Parametry tych maszyn zebrano w tabeli 1.

* Artykuł ten został opracowany na podstawie specjalnego numeru „CERN-Courier” z marca 1972 poświęconego maszynom cyfrowym oraz miesięcznika „NALREP” z grudnia 1973. Uzupełniono go wiadomościami zaczerpniętymi z „CERN Computer Newsletter”.

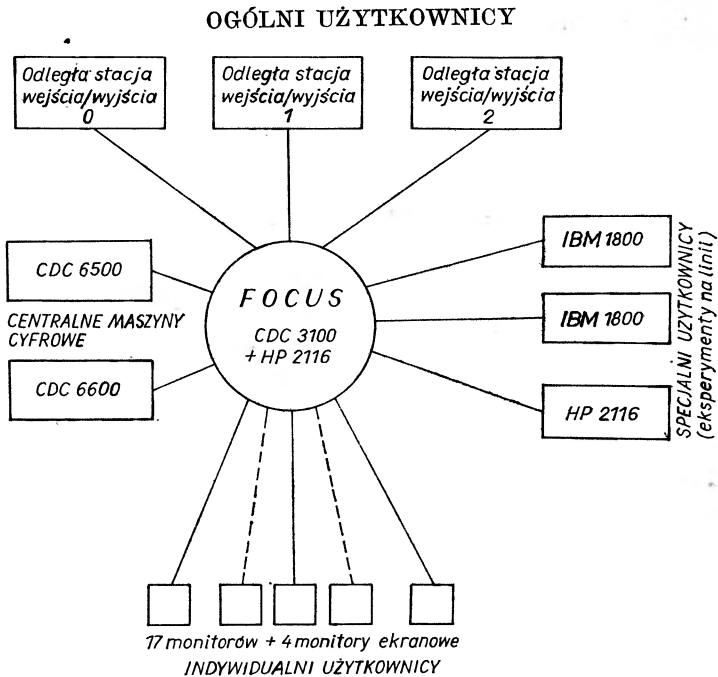
** pochodząca od angielskiego *to compute* — obliczać, rachować.

Parametry elektronicznych maszyn cyfrowych centralnego ośrodka obliczeniowego CERN-u (luty 1973 r.)

| | CDC 7600 | CDC 6400 | CDC 6600 | CDC 6500 | CDC 3100 |
|--|--|--|---|--|---|
| Długość słowa | 60 bitów (plus parzystość) | 60 bitów | 60 bitów | 60 bitów | 24 bity (plus parzystość) |
| Pamięć główna Nie używana przez system Dostępna dla użytkownika | 65 536 słów czas dostępu 275 ns 57 000 słów 49 000 słów | 65 536 słów czas dostępu 1 μ s 30 000 słów, jeżeli pracuje INTERCOM 40 000 słów | 131 072 słowa czas dostępu 1 μ s 113 000 słów 60 000 słów | 131 072 słowa czas dostępu 1 μ s 113 000 słów 60 000 słów | 32 768 słów czas dostępu 1,75 μ s 0 0 |
| Szybka pamięć masowa Nie używana przez system Dostępna dla użytkownika | 512 000 słów czas dostępu 1,76 μ s 200 000 słów 131 072 słowa | 500 000 słów czas dostępu 3,2 μ s 131 072 słowa 65 536 słów | — — | — — | — — |
| Dyski Dostępne dla permanentnych zbiorów, użytkowników | 2 \times 7638 1690 mln zn. patrz 6400 | 2 \times 841—8 480 mln zn. 240 mln zn. (około 12 rolek taśm magnet.) | 6603 74 mln zn. 6638 130 mln zn. 40 mln zn. | — 6603 74 mln zn. 6338 100 mln zn. 46 mln zn. | — 3 \times 854 24 mln zn. 20 mln zn. |
| Jednostki taśmy magnetycznej | patrz 6400 | — 12 szybkich (112 1/2 cali/sek) dziewięćścieżkowych o gęstości 1600 bitów/cal | — 8 szybkich (150 cali/sek) siedmiościeżkowych o gęstości 556 i 800 bitów/cal | — 8 szybkich (150 cali/sek) siedmiościeżkowych 200, 500 i 800 bitów/cal. | — 3 wolne (30 cali/sek) siedmiościeżkowe |

| | | | | | |
|-----------------------|------------|--|---|--|--|
| | | — 6 szybkich (150 cali/sek) siedmiościeżko- wych o gęstości 200, 556 i 800 bitów/cal. | — 2 wolne (30 cali/sek) dziewięćścieżko- we 800 bitów/cal. | — 2 wolne (30 cali/sek) dziewięćścieżko- we 800 bitów/cal. | |
| Czytniki kart | patrz 6400 | — 405 (1200 kart/min) —M600 (600 kart/min) | — 405 | —405 | —405 |
| Drukarki wierszowe | patrz 6400 | 3 × 512 (każda 1200 linii/min) | 2 × 501 (każda 1000 linii/min) | 2 × 501 | 501 |
| Inne wyposa- żenie | patrz 6400 | perforator kart 5 odległych stacji wej- ścia/wyjścia, każda z możliwością czytania kart i drukowania wyników terminale (monitory i monitory ekranowe) | perforator kart perforator taśmy pa- pierowej HPD interakcyjny monitor ekranowy (ARGUS) mikrofilmowe urzą- dzenie rysujące | perforator kart HPD interakcyjny monitor ekranowy (ARGUS) urządzenie rysujące mikrofilmowe urzą- dzenie rysujące | perforator taśmy pa- pierowej czytnik taśmy papie- rowej terminale (monitory i monitory ekranowe) linie transmisji da- nych |

Największą i najszybszą jest CDC 7600 zainstalowana w 1972 roku. Dodawanie wykonuje się tu w 110 ns, a mnożenie w 137,5 ns. Ponieważ w dodatku wiele instrukcji może być wykonywanych w tym samym czasie, efektywna szybkość obliczeń na tej maszynie wynosi 20 milionów instrukcji na sekundę. CDC 7600 ma dwie pamięci ferrytowe: mniejszą o długości 65 K * słów 60 bitowych (oraz 5 bitów parzystości) i większą o długości 512 K słów. Programy wykonywane są w mniejszej pamięci, ale mogą wymieniać informację między obiema pamięciami z szybkością 36 mln słów w jednej sekundzie. Słaby punkt wszystkich współczesnych maszyn cyfrowych — wolne urządzenia peryferyczne — został tu przewyżniony przez dodanie drugiej maszyny cyfrowej CDC 6400 połączonej linią transmisji danych o bardzo dużej szybkości z CDC 7600. Prawie wszystkie urządzenia peryferyczne podłączone są do CDC 7600 przez CDC 6400. Jedynie dwa dyski typu 7638 o bardzo dużej pojemności ** i dużej szybkości prze-



Rys. 1. Ogólny schemat systemu FOCUS

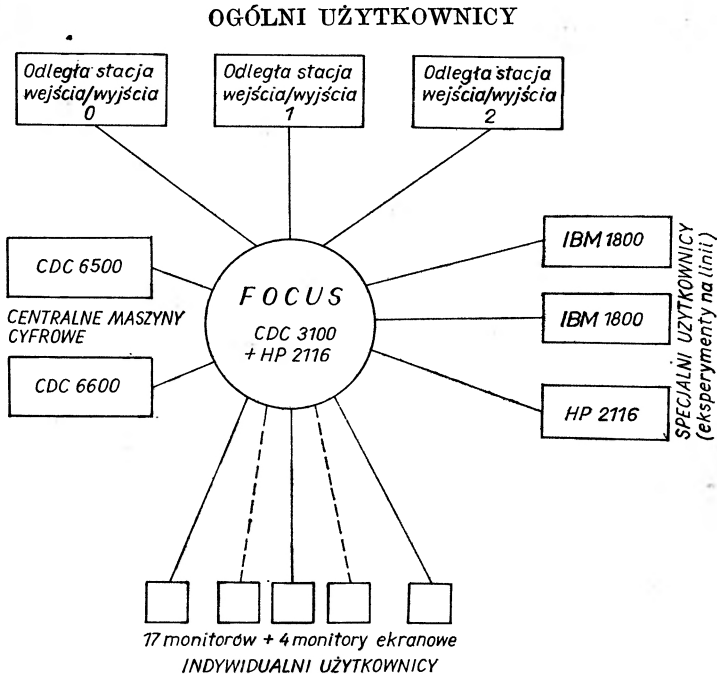
syłania informacji podłączono bezpośrednio do CDC 7600. Rozwinięty układ stacji wejścia/wyjścia (położonych w różnych laboratoriach CERN-u) pracujący w systemie INTERCOM pozwala na szybką i wygodną komunikację z maszyną. W ten sposób otrzymano bardzo szybki i efektywny system pozwalający na razie zaspokoić szybko rosnące potrzeby obliczeniowe CERN-u (podwajają się one co dwa lata).

Rozbudowany system do operacji na zbiorach (FOCUS) pozwala również na korzystanie z dwóch dużych maszyn cyfrowych CDC 6500 i CDC 6600 z wielu rozrzuconych na terenie CERN-u urządzeń peryferycznych. System ten pracuje na EMC CDC 3100, do której przez mniejszą, peryferyczną maszynę cyfrową HP 2116 podłączone są ustawione w różnych laboratoriach stacje wejścia/wyjścia, małe maszyny cyfrowe kontrolujące na linii aparaturę pomiarową oraz pewna liczba monitorów służących indywidualnym użytkownikom do komunikacji z maszyną (rys. 1). Zastosowania tego systemu są bardzo szerokie. Między innymi służy on

* 1 K = 1024 słowa.

** Jeden dysk typu 7638 może pomieścić zawartość pięćdziesięciu pełnych taśm magnetycznych.

Największą i najszybszą jest CDC 7600 zainstalowana w 1972 roku. Dodawanie wykonuje się tu w 110 ns, a mnożenie w 137,5 ns. Ponieważ w dodatku wiele instrukcji może być wykonywanych w tym samym czasie, efektywna szybkość obliczeń na tej maszynie wynosi 20 milionów instrukcji na sekundę. CDC 7600 ma dwie pamięci ferrytowe: mniejszą o długości 65 K * słów 60 bitowych (oraz 5 bitów parzystości) i większą o długości 512 K słów. Programy wykonywane są w mniejszej pamięci, ale mogą wymieniać informację między obiema pamięciami z szybkością 36 mln słów w jednej sekundzie. Słaby punkt wszystkich współczesnych maszyn cyfrowych — wolne urządzenia peryferyczne — został tu przezwyciężony przez dodanie drugiej maszyny cyfrowej CDC 6400 połączonej linią transmisji danych o bardzo dużej szybkości z CDC 7600. Prawie wszystkie urządzenia peryferyczne podłączone są do CDC 7600 przez CDC 6400. Jedynie dwa dyski typu 7638 o bardzo dużej pojemności ** i dużej szybkości prze-



Rys. 1. Ogólny schemat systemu FOCUS

syłania informacji podłączono bezpośrednio do CDC 7600. Rozwinięty układ stacji wejścia/wyjścia (położonych w różnych laboratoriach CERN-u) pracujący w systemie INTERCOM pozwala na szybką i wygodną komunikację z maszyną. W ten sposób otrzymano bardzo szybki i efektywny system pozwalający na razie zaspokoić szybko rosnące potrzeby obliczeniowe CERN-u (podwajają się one co dwa lata).

Rozbudowany system do operacji na zbiorach (FOCUS) pozwala również na korzystanie z dwóch dużych maszyn cyfrowych CDC 6500 i CDC 6600 z wielu rozrzuconych na terenie CERN-u urządzeń peryferycznych. System ten pracuje na EMC CDC 3100, do której przez mniejszą, peryferyczną maszynę cyfrową HP 2116 podłączone są ustawione w różnych laboratoriach stacje wejścia/wyjścia, małe maszyny cyfrowe kontrolujące na linii aparaturę pomiarową oraz pewna liczba monitorów służących indywidualnym użytkownikom do komunikacji z maszyną (rys. 1). Zastosowania tego systemu są bardzo szerokie. Między innymi służy on

* 1 K = 1024 słowa.

** Jeden dysk typu 7638 może pomieścić zawartość pięćdziesięciu pełnych taśm magnetycznych.

do bardziej szczegółowej analizy przypadków zbieranych przez małe maszyny cyfrowe kontrolujące na linii eksperymenty elektroniczne.

Wśród pozostałych maszyn cyfrowych wiele jest bardzo małych, takich jak PDP-8, PDP-9, PDP-11, PDP-15, DP 516, HP 2116, IBM 1800, ale również są tak duże jak IBM 360/44 * czy CII 10070. Większość z nich używana jest bezpośrednio w eksperymentach fizycznych, które można podzielić na dwie grupy: 1. Eksperymenty elektroniczne. 2. Eksperymenty z komorami pęcherzykowymi.

B. Eksperymenty elektroniczne

W typowym eksperymencie elektronicznym dwie cząstki zderzają się w obszarze otoczonej przez detektory (takie jak liczniki scyntylicyjne, komory iskrowe czy liczniki Czerenkowa), aparaturę elektroniczną i jeden lub dwa spektrometry magnetyczne. W pewnej odległości umieszcza się pozostałą elektronikę i podłączoną „na linii” maszynę cyfrową kontrolującą eksperyment.

Zadaniem EMC jest przyjmowanie danych przychodzących z aparatury elektronicznej, odrzucanie przy pomocy prostych testów przypadków „złych”, zamiana formatu danych i zapis na taśmie magnetycznej do późniejszej analizy na większej maszynie cyfrowej. Oprócz tego informuje ona o aktualnym przebiegu eksperymentu, stanie detektorów, systemu odczytującego oraz pola magnetycznego w spektrometrze. W wielu wypadkach mała maszyna cyfrowa kontrolująca bezpośrednio eksperyment połączona jest z większą co umożliwia szybkie przesyłanie danych do dalszej analizy w czasie trwania doświadczenia.

Najbardziej rozwinięty system maszyn cyfrowych zastosowano do kontroli dwóch dużych eksperymentów elektronicznych OMEGA ** i SPLIT FIELD MAGNET *** (SFM). Aparatura ta podobnie jak komory pęcherzykowe jest uniwersalna, tzn. przy niewielkich zmianach będzie używana w wielu różnorodnych doświadczeniach. W związku z tym układ kontrolujący i zbierający dane musi być bardzo elastyczny. Ogólny schemat układu maszyn cyfrowych obsługujących eksperymenty OMEGA i SFM pokazany jest na rys. 2. Sercem tego układu jest EMC CII 10070 **** posiadająca pamięć szybką 80 K słów 32 bitowych, pamięć dyskową o pojemności 4,5 mln słów oraz kilka jednostek taśm magnetycznych o dużej gęstości zapisu (1600 bitów na cal). Rozwinięte oprogramowanie maszyny pozwala na użycie jej w systemie wieloprogramowym.

Dwie mniejsze maszyny cyfrowe EMR 6130, z których jedna obsługuje wyłącznie eksperyment OMEGA a druga wyłącznie SFM, posiadają prawie identyczne konfiguracje: pamięć szybka 24 K słów o długości 16 bitów, dysk o pojemności 1 mln słów i kanały wejścia/wyjścia o dużej szybkości transmisji danych. Prosty z konieczności system operacyjny pozwala jednak na używanie pełnego FORTRANU IV i segmentowanie programów.

Trzy małe maszyny PDP-11 (8 K słów 16 bitowych) używane są również w eksperymencie OMEGA, a czwarta kontroluje dwie stacje typu Tektronix T4002A używane do programowania na EMC CII 10070 w systemie interakcyjnym.

Przy SFM cała aparatura podłączona jest bezpośrednio do EMR 6130. Program przetwarzania danych odczytuje informację z aparatury elektronicznej, zbiera ją w pamięci maszyny

* Maszyna ta wykorzystywana jest do obliczeń administracyjnych ośrodka.

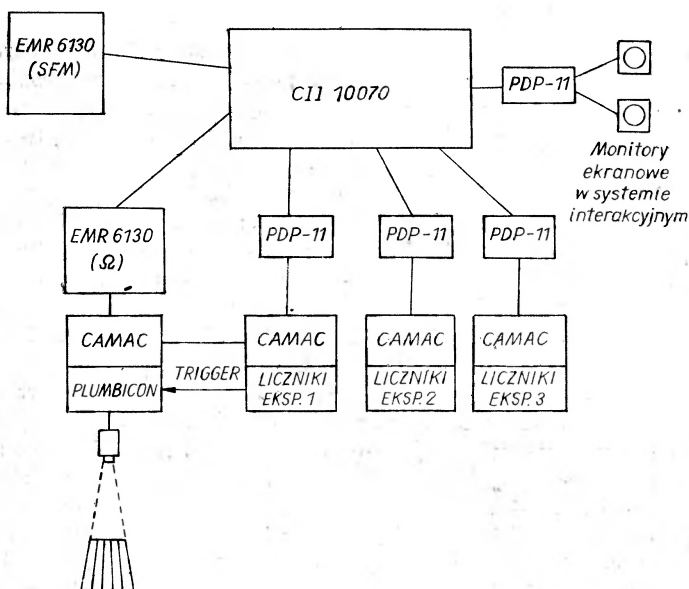
** Spektrometr OMEGA posiada nadprzewodzący magnes o natężeniu pola magnetycznego 1,8 T, obejmujący bardzo dużą przestrzeń (14 m³). Wewnątrz umieszczone są detektory i aparatura elektroniczna. Można tu wykonywać jednocześnie kilka eksperymentów.

*** Kształt pola magnetycznego w tym eksperymencie jest tak dobrany, aby zakrzywiać tory cząstek wyprodukowanych w zderzeniach protonów z wiązek przeciwbieżnych (i w ten sposób umożliwiać analizę ich własności przy pomocy detektorów elektronicznych), a jednocześnie nie zakłócać orbit pozostałych, krążących w pierścieniach akumulujących protonów.

**** Jest to francuska wersja EMC Sigma-7.

cyfrowej i następnie zapisuje na taśmie magnetycznej. Ten sam program wykonuje testy na pobranych próbkach danych w celu sprawdzenia, czy cała aparatura doświadczalna funkcjonuje poprawnie. Częściowe dane przesyłane są również do CII 10070, gdzie poddawane są bardziej dokładnej analizie. Rezultaty obliczeń, przesłane z powrotem do EMR 6130, pozwalają w pełni kontrolować aktualne postępy eksperymentu.

W eksperymencie OMEGA system przetwarzania danych jest podobny. Ponieważ jednak kilka grup eksperymentalnych może pracować jednocześnie na tej aparaturze*, tylko optyczny układ odczytywania przy pomocy kamery Plumbikon oraz te detektory, które są wspólne dla



Rys. 2. Schemat ogólny systemu maszyn cyfrowych kontrolującego eksperymenty OMEGA i SPLIT FIELD MAGNET

wszystkich doświadczeń (np. detektory wyznaczające wiązkę), podłączono bezpośrednio do maszyny cyfrowej EMR 6130. Pozostałe detektory kontrolowane są przez PDP-11; przy czym każda grupa pracująca na aparacie OMEGA przy pomocy oddzielnej PDP-11 testuje lub zbiera dane z własnych detektorów. Grupa aktualnie zbierająca dane posiada dodatkowe połączenie do EMR 6130, co pozwala na bezpośrednie odczytywanie informacji z detektorów przez tę maszynę. Grupy testujące swoją aparaturę korzystają z połączenia między PDP-11 a centralną EMC CII 10070.

C. Eksperymenty z komorami pęcherzykowymi

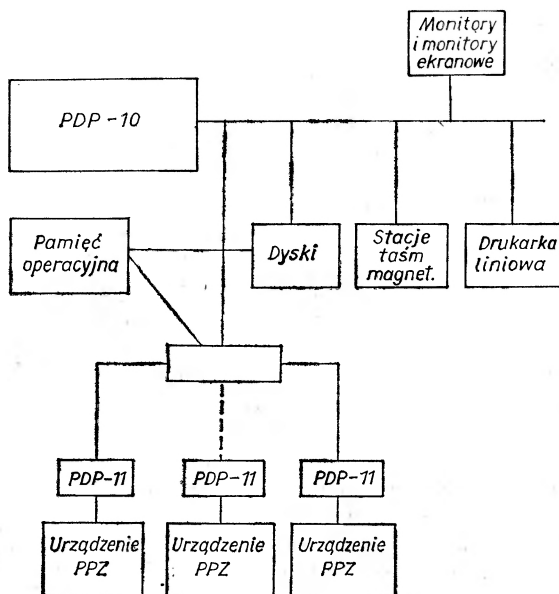
Skomplikowane zadanie opracowywania danych z komór pęcherzykowych podzielić można na dwa etapy:

1) pomiar punktów na torach cząstek elementarnych zarejestrowanych na zdjęciach z komór pęcherzykowych. Wyniki pomiarów poddane prostym testom sprawdzającym poprawność pomiaru zapisywane są na taśmach magnetycznych.

* Na przykład dwie grupy mogą ustawiać i testować swoją aparaturę, a trzecia w tym czasie wykonuje doświadczenie.

2) przetwarzanie danych zebranych w procesie pomiaru przez układ programów w celu otrzymania żądanych wielkości fizycznych i statystycznej analizy eksperymentu. Rosnące rozmiary eksperymentów * sprawiają, że uzyskane olbrzymie ilości informacji doświadczalnej w postaci zdjęć z komór pęcherzykowych mogą być przetworzone tylko przy pomocy wysoko zautomatyzowanych urządzeń pomiarowych o wydajności rzędu 100 przypadków na godzinę.

Do takich należą dwa aparaty typu HPD skonstruowane i używane w CERN-ie, w których w zależności od sposobu pracy podczas poprzedzającego pomiaru przeglądu zdjęć ** określa się albo przybliżone współrzędne wierzchołka, albo przybliżone współrzędne trzech punktów dla każdego toru, natomiast sam pomiar odbywa się w sposób całkowicie automatyczny. Urządzenia te pracują pod kontrolą dużych maszyn cyfrowych CDC 6500 i CDC 6600 z centralnego ośrodka obliczeniowego CERN-u. Ocenia się, że skomplikowany program sterujący wykorzystuje około 15% pojemności CDC 6600. Urządzenia HPD używane są do pomiarów zdjęć z komór iskrowych oraz dwumetrowej komory pęcherzykowej CERN-u.



Rys. 3. Ogólny układ maszyn cyfrowych w systemie ERASME

Zdjęcia z dwumetrowej komory pęcherzykowej mierzone są również na dwóch mniej zautomatyzowanych aparatach typu SPIRAL READER kontrolowanych przez EMC PDP-9. Operator uczestniczy tu czynnie w procesie pomiaru, ustawiając jednak dla każdego przypadku tylko wierzchołek oddziaływania. Tory mierzone są już automatycznie.

Do pomiarów skomplikowanych przypadków z dużych komór ciężkocieczowych (np. GARGAMELLE) rozwinięto bardzo efektywny system do ręcznych pomiarów zdjęć pracujący pod kontrolą CDC 3100. Mimo, że szybkość pomiarów jest tu o rząd wielkości niższa w stosunku do wspomnianych wyżej automatycznych urządzeń, system ten posiada wiele zalet wynikających głównie z idei połączenia procesu przeglądu zdjęć z ich pomiarami oraz całkowitej rekonstrukcji geometrycznej wykonywanej bezpośrednio podczas pomiarów.

* W przeciętnym eksperymencie komorowym otrzymuje się obecnie kilkaset tysięcy zdjęć.

** Do przeglądu zdjęć używa się zespołu specjalnych stołów „Miladies” połączonych z maszyną cyfrową IBM 1130.

Idea połączenia przeglądu i pomiarów zdjęć została następnie rozwinięta w najnowszym systemie ERASME wprowadzonym w CERN-ie przede wszystkim do analizy zdjęć z nowej generacji dużych komór pęcherzykowych (BEBC itp.). Ponieważ, jak się wydaje, system ten wskazuje kierunek rozwoju przyszłych urządzeń do analizy zdjęć z komór pęcherzykowych a jednocześnie jest najbardziej zaawansowanym układem maszyn cyfrowych używanych obecnie do takich zadań, omówimy go bardziej dokładnie.

Centralnym punktem tego systemu (rys. 3) jest EMC PDP-10 z pamięcią 96 K słów 36 bitowych i dyskiem o pojemności 10 mln słów. Do maszyny tej przez specjalny układ elektrotechniczny podłączone są zautomatyzowane urządzenia do przeglądu i pomiaru zdjęć (PPZ), z których każde posiada własną małą maszynę cyfrową PDP-11 z podstawową jednostką pamięci 8 K słów 16 bitowych. Rozwinięty system operacyjny centralnej maszyny cyfrowej, pozwalający na pracę w podziale czasu i wieloprogramowanie, zapewnia możliwość ścisłej współpracy między centralną EMC i maszynami kontrolującymi bezpośrednio jednostki PPZ do tego stopnia, że centralny procesor każdej PDP-11 może wykonywać program ze swojej (zmiennej) strefy pamięci w głównej maszynie PDP-10.

Do zadań centralnej maszyny cyfrowej PDP-10 należy przede wszystkim: 1) sterowanie i kontrola operacji pomiaru. Główny program kierujący pomiarami, wykonywany na PDP-10, korzysta z podprogramów PDP-11 wykonujących zlecone zadania. Na przykład na sygnał z PDP-10 podprogram z PDP-11 rozpoczyna przeszukiwanie żadanego małego obszaru zdjęcia (typowe rozmiary $0,5 \times 1 \text{ mm}^2$), filtruje przychodzące współrzędne „objektów” napotkanych w tym obszarze i po wstępnym opracowaniu wyników przesyła je do głównej maszyny cyfrowej; 2) rozpoznawanie obrazów; 3) rekonstrukcja geometryczna napisana w formie modularnych procesorów HYDRA; 4) przechowywanie wyników rekonstrukcji geometrycznej na taśmie magnetycznej lub przesyłanie ich bezpośrednio do CDC 7600 w celu dalszej analizy; 5) sprawdzanie dokładności aparatury pomiarowej (kalibrowanie). Programy wykonywane na każdym PDP-11 to przede wszystkim programy obsługujące żądania centralnej maszyny cyfrowej oraz zapewniające komunikację z operatorem na urządzeniu PPZ.

Jedną z głównych zalet systemu ERASME jest jego elastyczność. Użytkownicy systemu mogą na każdej jednostce PPZ wybierać inny stopień automatyzacji pomiarów w zależności od stopnia komplikacji mierzonych przypadków. W typowym procesie pomiaru operator przegląda zdjęcie w poszukiwaniu zdarzeń określonego typu. Po znalezieniu określa przybliżone współrzędne wierzchołków zdarzeń przeznaczonych do zmierzenia i rozpoczyna przegląd tego samego zdjęcia na następnym obiektywie. W tym czasie system mierzy znaleziony przypadek na zdjęciu z pierwszego obiektywu. W przypadku trudności program zwraca się do operatora po pomoc pokazując obraz rozpoznanego zdarzenia na monitorze ekranowym. Po zakończeniu pomiarów na zdjęciu z pierwszego obiektywu, podobny proces rozpoczyna się na drugim itd. Po zmierzeniu wszystkich zdjęć przypadku rozpoczyna się rekonstrukcja geometryczna. Również i tu przy napotkaniu trudności program zwraca się do operatora po pomoc.

Taki interakcyjny sposób pracy usuwa słaby punkt dotychczasowych automatycznych urządzeń do pomiarów zdjęć z komór pęcherzykowych — problem przypadków odrzuconych po pierwszym pomiarze przez programy testujące i wykonujące rekonstrukcję geometryczną.

Dane zebrane w pierwszym etapie analizy zdjęć z komór pęcherzykowych przechodzą następnie przez łańcuch programów na dużej maszynie centralnego ośrodka obliczeniowego. Tradycyjny układ programów THRESH (rekonstrukcja geometryczna), GRIND (rekonstrukcja kinematyczna) i SLICE (rekonstrukcja statystyczna eksperymentu) został obecnie zastąpiony przez system HYDRA * składający się z modularnych procesorów wykonujących poszczególne, dokładnie określone zadania. Ogólny układ i kolejność tych procesorów można łatwo zmieniać w zależności od rodzaju eksperymentu. Modularna struktura przetwarzanych danych zapewnia najbardziej ekonomiczne wykorzystanie pamięci maszyny cyfrowej.

* Uniwersalny system HYDRA opracowany w CERN-ie wykorzystują obecnie inne ośrodki pracujące techniką komór pęcherzykowych. W Warszawskiej Grupie Komór Pęcherzykowych system ten został uruchomiony na maszynie cyfrowej CDC 7214 na wiosnę 1974 r.

D. Maszyny cyfrowe przy kontroli pracy akceleratora

1. Synchrotron protonowy 28 GeV. W czasach budowy synchrotronu nie stosowano jeszcze maszyn cyfrowych do nadzorowania pracy bardziej skomplikowanych urządzeń, toteż cała konstrukcja akceleratora nastawiona była na kontrolę ręczną. W miarę rozwoju maszyn cyfrowych adaptowano poszczególne części systemu akceleratora aby umożliwić jak najszersze zastosowanie EMC.

Obecny system jest połączeniem ręcznej kontroli operatorów z automatycznym nadzorowaniem wykonywanym przez maszyny cyfrowe. Centralną maszyną jest tu IBM 1800 z pamięcią szybką 40 K słów 16 bitowych, dyskiem o pojemności 512 K słów i rozwiniętym układem urządzeń peryferycznych. Połączona jest z nią mała EMC VARIAN 620/I (4 K słów 16 bitowych, 56 przerwań). System ten wykonuje pomiary i nadzoruje skomplikowane procesy w akceleratorze, przetwarza i przekazuje do operatora dane zebrane z aparatury oraz wykonuje pewną optymalizację pracy akceleratora. Najbardziej zautomatyzowana część akceleratora tzw. booster posiada 460 punktów kontroli i 760 punktów zbierania danych. Dwie dalsze małe maszyny cyfrowe SIEMENS 301 służą do kontroli poboru mocy przez urządzenia transportu wiązki.

System maszyn cyfrowych przy synchrotronie protonowym rozwija się nadal przez wprowadzanie minikomputerów jako maszyn satelitarnych dla centralnej IBM 1800.

2. Akcelerator wiązek przeciwbieżnych (ISR). Zastosowana tu maszyna cyfrowa Ferranti ARGUS (300 000 instrukcji na sekundę) z pamięcią szybką 28 K słów 24 bitowych, dyskiem o pojemności 600 000 słów oraz rozwiniętym układzie monitorów ekranowych pozwala na odczytywanie danych i ustawianie żądanych wartości na 3000 punktów sterująco-pomiarowych akceleratora oraz odczyt i ustawianie 8000 przełączników dwustanowych. Maszyna ta koordynuje pracę wszystkich urządzeń do transportu wiązki, oblicza i podaje operatorowi aktualną orbitę wiązki, kontroluje ciśnienie w rurze próżniowej akceleratora oraz wykonuje periodyczne sprawdzenie aparatury.

Połączona z EMC ARGUS, ale pracująca autonomicznie, maszyna cyfrowa Hewlett Packard 2144A służy do kontroli i pomiarów pola magnetycznego w magnesach nadprzewodzących.

2. Ośrodek NAL-u w Batawii

Narodowe Laboratorium Akceleratorowe * w Batawii posiada w porównaniu z CERN-em skromniejszą liczbę maszyn cyfrowych. Do większych obliczeń używa się EMC IBM 360/195 pracującą w pobliskim laboratorium w Argonne i połączoną z peryferyczną maszyną cyfrową IBM 360/50 w NAL-u.

Rośnie szybko liczba małych maszyn przeznaczonych do bezpośredniej kontroli eksperymentów (kilka PDP-11, dwie PDP-15, Sigma 2). Wprowadzono również pierwszy rozwinięty system (BISON) dla potrzeb eksperymentów przeprowadzanych pod nadzorem PDP-11.

Rosnące potrzeby dalszej szybkiej analizy danych z licznych eksperymentów przekraczają możliwości przeznaczonej do tego celu maszyny CDC 6600 (128 K słów szybkiej pamięci, 2 dyski o łącznej pojemności 20 mln słów, rozwinięte wyposażenie w urządzenia peryferyczne). Można na niej analizować jedynie 10—20% otrzymywanych z eksperymentów danych. Trwają prace nad rozwinięciem systemu BISON w celu bezpośredniego przesyłania danych z małych maszyn cyfrowych do dalszej analizy na CDC 6600.

Ten krótki przegląd zastosowań maszyn cyfrowych we współczesnej fizyce cząstek elementarnych pokazuje wyraźnie, że szybkość rozwoju tej dziedziny związana jest ściśle z rozwojem elektronicznych maszyn cyfrowych i metod programowania.

* Ośrodek ten powstał przy działającym od roku 1972 akceleratorze przyspieszającym protony do energii 400 GeV w układzie laboratorium. Są to najwyższe obecnie energie uzyskiwane przy pomocy konwencjonalnego akceleratora.

Miroslaw Dakowski

Institut Badań Jądrowych
Warszawa

Metoda statystycznej regularyzacji (STREG)

Method of Statistical Regularisation (STREG)

Abstract: The method of statistical regularisation is briefly discussed for problems which can be described by the Fredholm integral equation. Application of the method to neutron multiplicity distributions is presented.

Zgodnie z terminologią przyjętą w fizyce matematycznej [1] „problemy odwrotne” są takimi problemami, w których odwrócone jest następstwo przyczynowo-skutkowe, tj. należy znaleźć nieznaną przyczynę znanych (zmierzonych) wyników. Mianem „problemów odwrotnych” nazywa się zwykle jedynie bardziej skomplikowane sprawy interpretacji współzależnych pomiarów wielu parametrów zjawiska.

Duża grupa pomiarów zależności funkcyjnych obarczona jest, poza błędami statystycznymi w poszczególnych punktach pomiarowych, błędami związanymi z własnościami samej metody pomiaru. Do takich błędów należy np.:

zła zdolność rozdzielcza, energetyczna, przestrzenna czy czasowa,
rejestracja jedynie niektórych produktów reakcji.

Rozwiązania tego typu zadań dają się zwykle sprowadzić do postaci równania całkowego

$$\int_a^b K(x, y) \cdot \varphi(x) dx = f(y) \quad (1)$$

gdzie: $f(y)$ — jest wielkością mierzoną w doświadczeniu, $\varphi(x)$ — jest wielkością poszukiwaną, a $K(x, y)$ — jądro równania określające operator \hat{K} „problemu prostego”.

Równanie to, zwane równaniem Fredholma I rodzaju, było tematem wielu badań matematyków i fizyków, np. [2, 3]. Szczególnie interesującą jego własnością jest fakt, że przy istnieniu błędów statystycznych w funkcjach $f(y)$, rozwiązanie „ściśle” równania (1), jeśli istnieje, posiada często charakter oscylujący, niefizyczny.

Błędy statystyczne spowodowane są „szumami” przyrządu pomiarowego lub statystyczną naturą badanego zjawiska.

Często stosowane są w tych wypadkach metody wygładzania rozwiązań, które charakteryzuje zwykle strata części informacji i trudności (lub niemożność) oceny błędów rozwiązania.

Metody analitycznej regularyzacji rozwiązań (tj. metody poszukiwania w zbiorze rozwiązań

rozwiązania „dostatecznie gładkiego”) zostały zaproponowane niezależnie przez Phillipsa [2] i Tichonowa [3]. Sprowadzają się one do minimalizacji normy pochodnej:

$$\int_a^b \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 dx = \min. \quad (2)$$

Główne wady tych metod to: wybieranie parametru gładkości α (zwanego też współczynnikiem regularyzacji) „na oko”, uzyskiwanie rozwiązań „zbyt gładkich” oraz brak korytarza błędów w uzyskanym rozwiązaniu $\varphi(x)$.

Stworzona przez Turczina [4] metoda statystycznej regularyzacji (STREG) nie posiada powyższych wad i pozwala na eleganckie rozwiązanie całego szeregu problemów dających się sprawdzić do postaci (1).

Poniżej wymienię parę głównych cech odróżniających ją od metod analitycznych stosowanych uprzednio.

Po pierwsze, wprowadzenie informacji *a priori* w postaci rozkładu prawdopodobieństwa wiąże się w sposób naturalny ze statystycznym charakterem naszej informacji o funkcji mierzonej $f(y)$. Najistotniejsze jest to przy formułowaniu wzorów na błędy rozwiązania.

Po drugie, możliwe jest pełne i formalne wprowadzenie wiedzy z poprzednich, podobnych eksperymentów, np. przy pomocy oceny (z poprzednich doświadczeń) parametru regularyzacji α . Poniżej podamy przykłady takiego wprowadzenia informacji.

Po trzecie, w przypadku wykonywania eksperymentów danego typu po raz pierwszy, możliwe jest wykorzystanie niezwykle słabych założeń o funkcji poszukiwanej. Sprowadza się to do znajdowania parametru regularyzacji α *a posteriori*.

Podsumowanie zasad i wczesnych osiągnięć STREGu znaleźć można w przeglądowej pracy Turczina i in. [1]. W ostatnich latach metoda została znacznie rozwinięta. Obecnie możliwe jest wprowadzenie przez użytkownika posiadanej *a priori* informacji o gładkości poszukiwanej funkcji w postaci warunków typu wzoru (2) na n -tą pochodną (zwykle pierwszą lub drugą) lub kombinacji liniowych tych pochodnych. Możliwe jest również wykorzystywanie informacji o nieujemności rozkładu (istotne np. przy rozkładach prawdopodobieństw). Można nawet znajdować rozwiązania funkcji, które są nieciągłe w kilku punktach. Rozwiązano też sprawy sumowania oddzielnie opracowanych eksperymentów oraz znajdowania funkcji $\varphi(x)$ mając do dyspozycji szereg eksperymentów z różnymi jądrami równania $K(x, y)$ i wektorami $f(y)$.

Poniżej opiszę krótko metodę, a na przykładach omówię niektóre z wymienionych jej własności.

Równanie całkowite (1) można zawsze z wystarczającą dokładnością przybliżyć przy pomocy zespołu równań algebraicznych:

$$\sum_{i=1}^n K_{ji} \cdot \varphi_i = f_j, \quad j = 1, 2, \dots, m. \quad (3)$$

Ilość równań m nie musi być równa ilości niewiadomych n , brakującą informację czerpie się poprzez warunki regularyzacji ze sformalizowanej „wiedzy *a priori*”.

Formalizację tę w STREG uzyskuje się przez zastosowanie twierdzenia Bayesa na prawdopodobieństwa względne:

$$P(\vec{\varphi}|\vec{f}) = \frac{P(\vec{f}|\vec{\varphi}) \cdot P(\vec{\varphi})}{\int P(\vec{f}|\vec{\varphi}) \cdot P(\vec{\varphi}) \cdot d\varphi}. \quad (4)$$

Twierdzenie to zostało opublikowane dopiero po śmierci T. Bayesa w roku 1763 w pracy pod tytułem „An essay towards solving a problem in the doctrine of chances” [5]. Dla zdarzeń dyskretnych twierdzenie to wynika bezpośrednio z definicji prawdopodobieństwa względnego $P(A|B)$. „Bayesowskie” zastosowanie twierdzenia Bayesa ma miejsce wtedy, gdy stosujemy je nie do zdarzeń charakteryzujących się pewnymi prawdopodobieństwami, lecz do hipotez.

Wtedy $P(\varphi)$ wyraża nasz stopień ufności w prawdziwość hipotezy φ . Podejście bayesowskie usiłuje ten stopień ufności (innymi słowy naszą wiedzę *a priori* o zjawisku) wyrazić numerycznie. Chciałbym dodać, że „klasyczne”, antybayesowskie podejście statystyczne uważa taką interpretację twierdzenia Bayesa za nieuzasadnioną, a wprowadzenie „prawdopodobieństwa prawdziwości hipotezy” za zupełnie subiektywne. W niniejszym artykule chcę pokazać na przykładach, w jaki sposób podejście bayesowskie umożliwia uzyskanie informacji obiektywnej. Zainteresowanych podstawową rozbieżnością między podejściem „klasycznym” a „bayesowskim” odsyłam do świetnej książki Eadiego i inn. [6], rozdz. 2 i 6 (teoria decyzji) oraz do literatury tam cytowanej.

W naszym przypadku wielkość $P(\vec{f}|\vec{\varphi})$ uzyskuje się przy założeniu, że odchylenie danych doświadczalnych f_j od sumy $\sum_{i=1}^n K_{ji}\varphi_i$ jest wielkością statystyczną, zgodną z rozkładem Gaussa.

Prawdopodobieństwo $P(\vec{\varphi})$ opisuje się wzorem

$$P_a(\vec{\varphi}) = C_a \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \alpha \cdot \Omega(\vec{\varphi}) \right], \quad (5)$$

gdzie: α jest parametrem charakteryzującym gładkość funkcji, C_a jest czynnikiem normalizującym, zaś funkcjonal Ω uzyskuje się zwykle przez algebraizację normy ze wzoru (2). Funkcje $\vec{\varphi}$, dla których wartość funkcjonału Ω jest znacznie większa od minimalnej, są w rachunkach tłumione przez czynnik eksponencjalny we wzorze (5).

Parametr regularyzacji α można określić *a posteriori* przy pomocy procedury STREG lub zadać go jako daną wejściową, jeśli gładkość funkcji φ_i znamy uprzednio.

Ostatecznie więc zadaje się w metodzie STREG (i odpowiedniej procedurze na maszynę cyfrową) wielkości zmierzone doświadczalnie f_j i ich błędy s_j , a uzyskuje się najbardziej prawdopodobne wielkości φ_i oraz ich błędy σ_i . Szczegółowe wzory zastosowane w metodzie opisane są w [7].

Poniżej rozpatrzmy zastosowanie metody do badań prawdopodobieństw emisji różnych krotności neutronów w rozszczepieniu. Zastosowanie to omówimy na podstawie pracy [8].

Przy użyciu obecnie dostępnych detektorów neutronów prawdopodobieństwo rejestracji jednego neutronu ε wynosi 10-80%. Prawdopodobieństwo to nie zależy zwykle od energii neutronów.

Zmierzone w doświadczeniu prawdopodobieństwo rejestracji n neutronów f_n wynosi:

$$f_n = \sum_{\nu=n}^{\nu_{\max}} K_{n\nu} \cdot \varphi_\nu, \quad (6)$$

gdzie φ_ν jest prawdopodobieństwem emisji ν neutronów. Jak widzimy, zadanie to ma postać (3), może więc być rozwiązane ze względu na φ_ν przy użyciu metody STREG.

Jądro równania wynoszące

$$K_{n\nu} = \frac{\nu!}{n!(\nu-n)!} \varepsilon^n (1-\varepsilon)^{\nu-n} \quad (7)$$

zależy bardzo silnie od ε , a właśnie głównie jądro określa informatywność eksperymentu.

Rozwiązania „ściśle”, analityczne, podane zostały w pracach [9, 10] i mają postać:

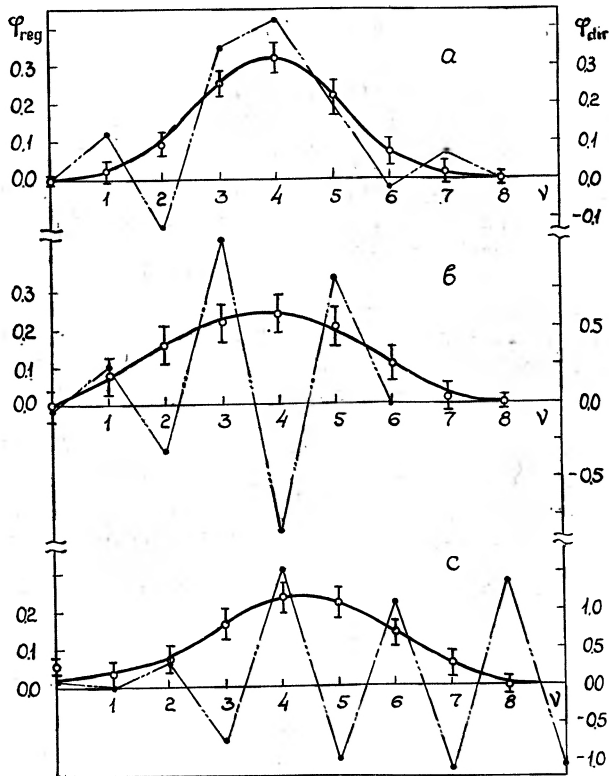
$$\varphi_\nu = \sum_{n=\nu}^{\nu_{\max}} \frac{n!}{\nu!(n-\nu)!} \varepsilon^{-\nu} \cdot \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)^{n-\nu} \cdot f_n, \quad \nu = 0, 1, \dots, \nu_{\max} \quad (8)$$

Rozwiązanie to jest jednak bardzo czułe na wartości f_n (i ich błędy) dla największych n .

Z analizy doświadczeń neutronowych o dużej informatywności, tj. dla aparatury o efektywności rejestracji neutronów $\varepsilon > 70\%$, uzyskuje się parametr gładkości $\alpha \approx 64$ [8]. Okazuje się,

że kształty rozkładów krotności przy rozszczepieniu znanych izotopów ciężkich różnią się między sobą na tyle mało, że można tę wielkość parametru zastosować do wszystkich jąder rozszczepialnych. Sprawdzono również, że rezultaty (φ_*) praktycznie nie różnią się między sobą przy dwukrotnym zmniejszeniu lub dwukrotnym zwiększeniu tego parametru. Tak mała czułość rezultatów na parametr a pozwoliła zastosować wielkość $a = 64$ jako informację *a priori* o gładkości dla doświadczeń o małej informatywności, tj. dla efektywności $\varepsilon \leq 60\%$ oraz małej ilości zdarzeń analizowanych.

Przykłady rozwiązań dla izotopów Fm obrazuje rys. 1. W pracach doświadczalnych dotyczących tych izotopów [11-13] podano jedynie charakterystyki całkowite rozkładów krotności $\bar{\nu}$ i σ^2 oraz rozkłady prawdopodobieństwa rejestracji neutronów f_n . Rozwiązania „wprost” (φ_*) oparte na wzorze (8), jak widać z rys. 1, są niefizyczne.



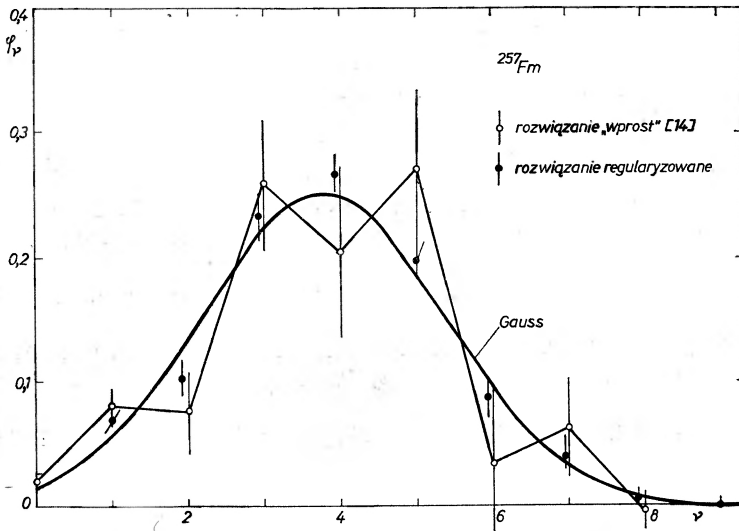
Rys. 1. Prawdopodobieństwa krotności neutronów dla spontanicznego rozszczepienia izotopów fermu [8]: linia przerywana — rozwiązanie „wprost”, linia ciągła — rozwiązanie STREG wraz z granicami błędów: a) — ^{254}Fm , b) — ^{256}Fm , c) — ^{257}Fm

Należy zauważyć różnicę skal: dla rozwiązania regularyzowanego skala lewa φ_{reg} , dla rozwiązania „wprost” skala prawa φ_{dir} . W rozwiązaniach regularyzowanych użyto, poza „gładkością”, informacji o nieujemności rozkładów prawdopodobieństw.

Ilości przeanalizowanych zdarzeń wynoszą (w nawiasach efektywność rejestracji neutronów ε):

- a) ^{254}Fm : 870 (61,1%)
- b) ^{256}Fm : 204 (48,3%)
- c) ^{257}Fm : 1499 (51,0%)

Przykładem nieoptymalnego wykorzystania informacji zawartych w danych doświadczalnych jest też rozwiązanie „wprost” na rozkład krotności neutronów otrzymane przez Balagna i in. [14] na podstawie bardzo precyzyjnego pomiaru dla ^{257}Fm przy efektywności rejestracji neutronów $\varepsilon = 66\%$. Rozwiązanie regularyzowane (rys. 2) ma błędy kilkakrotnie mniejsze od błędów rozwiązania, które korzysta ze wzoru (8), przytoczonego w [14].



Rys. 2. Prawdopodobieństwa krotności neutronów dla ^{257}Fm

W [8] podano sposób sumowania danych z eksperymentów o różnych jądrach równania K_{np} (tj. o różnych efektywnościach detekcji ε). Dla uzyskania rozwiązania sumarycznego nie można stosować zwykłego sposobu średniej ważonej, rezultaty oddzielnych regularyzacji nie są bowiem zmiennymi niezależnymi. Rezultaty te zawierają informację płynącą za każdym razem z doświadczenia oraz wspólną informację *a priori*. Rezultat poprawny sumowania, tj. używający jednokrotnie informację *a priori*, uzyskuje się (dla sumowania „*p*” oddzielnych rezultatów) przez konstrukcję równania w postaci:

$$\sum_{i=1}^p \sum_{j=1}^m K_{i+j}, \text{ i } \varphi_i = \sum_{i=1}^p f_{i+j}, \quad j = 1, 2, \dots, m. \quad (9)$$

Interesujące jest, że otrzymane w ten sposób sumy umożliwiają odzyskanie części informacji straconej w rozwiązaniach częściowych. Takie rozwiązanie sumaryczne w przypadku rozkładów neutronów umożliwia likwidację niewielkiego wzrostu dyspersji funkcji φ_i . Wzrost dyspersji istnieje w przypadku rozwiązań częściowych.

Metoda STREG znalazła już zastosowanie w wielu dziedzinach, wymienię tu dla przykładu:

- 1) pomiary rozkładów momentów pędu mezonów π^0 dla reakcji przy oddziaływaniach protonów 40 GeV/c, Angelov i in. [15] oraz krotności mezonów π^0 ,
- 2) pomiary widm energetycznych fragmentów rozszczepienia,
- 3) problemy geofizyki (profile temperatury i wilgotności atmosfery),
- 4) opracowywanie fotografii Marsa o złej zdolności rozdzielczej przekazanych na Ziemię z próbników marsjańskich.

Istnieje na pewno jeszcze wiele problemów, w których możliwe jest wykorzystanie wiedzy *a priori*.

Literatura

- [1] V. F. Turchin, V. P. Kozlov, M. I. Malkevich, *Uspekhi Fiz. Nauk* **102**, 345 (1970).
- [2] D. L. Phillips, *J. Assoc. Comp. Machin.* **9**, 84 (1962).
- [3] A. N. Tikhonov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **151**, 501 (1963).
- [4] V. F. Turchin, *Zh. Vychislit. Mat. Fiz.* **8**, 230 (1968).
- [5] T. Bayes (reprint of 1763), *Biometrika* **45**, 293 (1958).
- [6] W. T. Eadie et al., *Statistical Methods in Experimental Physics*, North Holland 1971.
- [7] L. S. Turovtseva, V. F. Turchin, *Inst. Appl. Mat.*, preprint 30, Moskva 1971.
- [8] M. Dakowski, J. A. Lasarev, V. F. Turchin, L. Turovtseva, *Nuclear Instrum. Methods* **113**, 195 (1973).
- [9] B. C. Diven, H. C. Martin, R. F. Tascheck, J. Terrell, *Phys. Rev.* **101**, 1012 (1956).
- [10] H. Nifenecker, *Nuclear Instrum. Methods* **81**, 45 (1970).
- [11] M. Dakowski, J. A. Lasarev, J. C. Oganessian, *Yad. Fiz.* **16**, 1167 (1972).
- [12] G. R. Choppin, B. G. Harvey, D. A. Hicks, J. Ise, Jr., R. V. Pyle, *Phys. Rev.* **102**, 766 (1956).
- [13] E. Cheifetz, H. R. Bowman, J. B. Hunter, S. G. Thompson, *Phys. Rev.*, **C3**, 2017 (1971).
- [14] J. P. Balagna, J. A. Farrel, G. P. Ford, A. Hemmendinger, D. C. Hoffman, L. R. Veese, J. B. Wilhelmy, *Proc. of Phys. and Chem. of Fission*, IAEA, Rochester 1973, SM-174/77.
- [15] N. S. Angelov, W. G. Grishin, G. I. Kopylov, Report P1-7546, Dubna 1973.

Literatura

- [1] V. F. Turchin, V. P. Kozlov, M. I. Malkevich, *Uspekhi Fiz. Nauk* **102**, 345 (1970).
- [2] D. L. Phillips, *J. Assoc. Comp. Machin.* **9**, 84 (1962).
- [3] A. N. Tikhonov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **151**, 501 (1963).
- [4] V. F. Turchin, *Zh. Vychislit. Mat. Fiz.* **8**, 230 (1968).
- [5] T. Bayes (reprint of 1763), *Biometrika* **45**, 293 (1958).
- [6] W. T. Eadie et al., *Statistical Methods in Experimental Physics*, North Holland 1971.
- [7] L. S. Turovtseva, V. F. Turchin, *Inst. Appl. Mat.*, preprint 30, Moskva 1971.
- [8] M. Dakowski, J. A. Lasarev, V. F. Turchin, L. Turovtseva, *Nuclear Instrum. Methods* **113**, 195 (1973).
- [9] B. C. Diven, H. C. Martin, R. F. Tascheck, J. Terrell, *Phys. Rev.* **101**, 1012 (1956).
- [10] H. Nifenecker, *Nuclear Instrum. Methods* **81**, 45 (1970).
- [11] M. Dakowski, J. A. Lasarev, J. C. Oganessian, *Yad. Fiz.* **16**, 1167 (1972).
- [12] G. R. Choppin, B. G. Harvey, D. A. Hicks, J. Ise, Jr., R. V. Pyle, *Phys. Rev.* **102**, 766 (1956).
- [13] E. Cheifetz, H. R. Bowman, J. B. Hunter, S. G. Thompson, *Phys. Rev.*, **C3**, 2017 (1971).
- [14] J. P. Balagna, J. A. Farrel, G. P. Ford, A. Hemmendinger, D. C. Hoffman, L. R. Veaser, J. B. Wilhelmy, *Proc. of Phys. and Chem. of Fission*, IAEA, Rochester 1973, SM-174/77.
- [15] N. S. Angelov, W. G. Grishin, G. I. Kopylov, Report P1-7546, Dubna 1973.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

S. Mróz, J. Kołaczekiewicz, T. Kucharzak

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Wrocławski,
Wrocław

Urządzenie do obserwacji dyfrakcji powolnych elektronów z przeznaczeniem dla pracowni studenckiej

A Low-Energy Electron Diffraction Camera for Student Laboratories

Abstract: The construction, parameters and applications of the glass, sealed-off low-energy electron diffraction (LEED) camera for student laboratories are described. Besides the LEED observations, this camera can be used for Auger electron spectroscopy (AES), electron energy distribution measurements and for the measuring of work function changes by the electron beam method (EBM).

1. Wstęp

Wykonane w 1927 roku przez Davissona i Germera doświadczenie z dyfrakcją wiązki powolnych (o energii rzędu 100 eV) elektronów na powierzchni (111) monokryształu niklu potwierdziło słuszność hipotezy de Broglie'a, przypisującej cząstkom materialnym własności falowe. Elektronom użytym w tym doświadczeniu hipoteza de Broglie'a przypisuje falę o długości rzędu 1 \AA ($\lambda = \sqrt{150/E}$, gdzie λ otrzymuje się w angstromach, jeśli E wyrazić w eV), a więc porównywalnej ze stałą sieci kryształów. Dzięki temu otrzymany obraz dyfrakcyjny nie jest skomplikowany i daje się łatwo interpretować.

Dowodząc zasadności hipotezy de Broglie'a, doświadczenie Davissona i Germera stało się jednym z fundamentalnych eksperymentów współczesnej fizyki. Z drugiej strony, dyfrakcja powolnych elektronów (LEED — od Low Energy Electron Diffraction) stała się w ostatnim piętnastoleciu, dzięki istotnemu postępowi w technice eksperymentu, związanemu z zastosowaniem metody „post acceleration”, ważnym narzędziem w fizyce powierzchni ciała stałego. Stosuje się ją szeroko zarówno w badaniu struktury i własności czystych powierzchni monokryształicznych, jak przy badaniu procesów adsorpcji i katalizy.

Możliwość przeprowadzenia przy użyciu kamery LEED spektroskopii elektronów Augera dostarczającej informacji o składzie chemicznym badanej powierzchni, pomiaru zmian pracy wyjścia metodą hamującego potencjału a także pomiarów fotoelektrycznych czyni technikę LEED tym bardziej atrakcyjną.

Z powyższych względów wydawało się celowe opracowanie takiego urządzenia do obserwacji dyfrakcji powolnych elektronów, które mogłoby być używane w pracowni studenckiej, dając studentom podstawowy zasób wiedzy w tej dziedzinie.

W niniejszej pracy opisana jest budowa i przedstawione są parametry i możliwości takiego urządzenia wykonanego w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego. Teoretyczne podstawy stosowania LEED jako narzędzia w fizyce powierzchni ciała stałego oraz przegląd stosowanych rozwiązań praktycznych można znaleźć w licznych pracach przeglądowych (np. [1], [2]).

Podstawowe informacje o zastosowaniu opisywanej kamery do pomiarów zmian pracy wyjścia metodą hamującego potencjału i do spektroskopii elektronów Augera znaleźć można w pracy [3].

2. Budowa i działanie kamery LEED przeznaczonej dla pracowni studenckiej

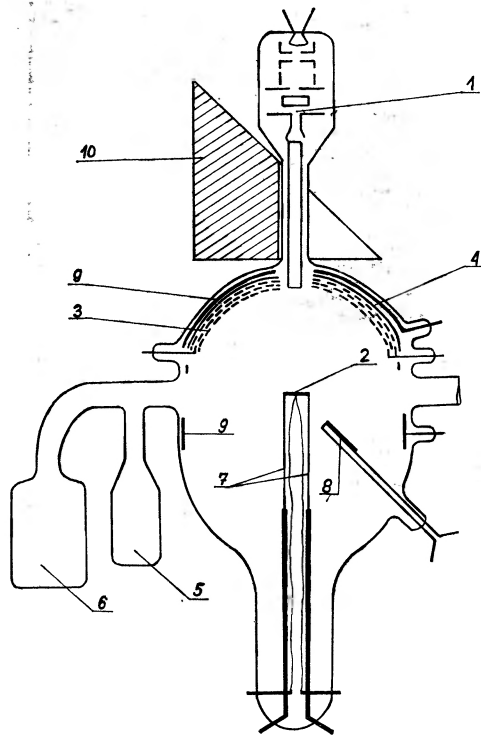
Kamera LEED dla pracowni studenckiej wyróżniać się musi trwałością, niezawodnością działania i prostotą obsługi. Powinna przy tym wymagać nieskomplikowanego i łatwo dostępnego w kraju oprzyrządowania oraz stwarzać możliwość przeprowadzenia ciekawych, pouczających a przy tym łatwych do interpretacji eksperymentów.

Opisywane w niniejszej pracy urządzenie jest kamerą typu „post acceleration” [4] wykonaną ze szkła twardego i odtopionej po otrzymaniu ultrapróżni ($p \approx 2 \times 10^{-9}$ Tr) od stanowiska próżniowego. Budowa tej kamery pokazana jest schematycznie na rys. 1. Skolimowana wiązka elektronów otrzymywana z wyrzutni (1) kierowana jest na powierzchnię badanej próbki (2). Wychodzące z próbki elektrony „dyfrakcyjne” i elektrony emisji wtórnej przechodzą przez ekwipotencjalny obszar ograniczony najmniejszą z zespołu trzech siatek sferycznych (3). W zespole tym, dzięki przyłożeniu na siatkę drugą odpowiednio dobranego potencjału hamującego, elektrony emisji wtórnej zostają zawrócone a elektrony dyfrakcyjne przechodzą przez siatki i są następnie przyspieszane do energii kilku keV dzięki dodatkowemu potencjałowi przyłożonemu do umieszczonego za siatkami ekranu luminescencyjnego (4). Na ekranie tym każda z wiązek dyfrakcyjnych daje jasną plamkę, a plamki te składają się na obraz dyfrakcyjny. Taka jest właśnie idea metody „post acceleration”.

Jako próbki użyto w kamerze monokryształu niklu z powierzchnią równoległą do płaszczyzny sieciowej (111). Aby powierzchnia próbki była czysta i atomowo gładka, co jest warunkiem koniecznym dla otrzymania dobrego i łatwo czytelnego obrazu dyfrakcyjnego, próbka musi być po wytworzeniu w kamerze ultrapróżni poddana odpowiedniej obróbce. Obróbka ta obejmuje wygrzewanie przez kilkadziesiąt godzin w temperaturze ok. 800°C w atmosferze tlenu (przy ciśnieniu ok. 10^{-6} Tr), a następnie wygrzewanie w temperaturze ok. 1100°C w możliwie dobrej próżni. Szczegóły procesu czyszczenia przedstawione są w pracy [5]. Dla podtrzymania ultrapróżni w kamerze zaopatrzona jest ona w małą tytanową pompę jonowo-sorpcyjną (5) (typ PTJ-4, produkcji OBREP w Warszawie) a dla kontroli próżni — w głowicę próżniomierza Bayarda-Alperta (6).

Próbka w kształcie plasterka o średnicy 7 mm i grubości 1 mm jest punktowo zgrzewana na brzegach do dwóch molibdenowych drutów o średnicy 0,6 mm, zgrubionych dalej do średnicy 2 mm i wtopionych w ściankę kamery. Druty te stanowią elektryczne doprowadzenia (7) próbki. Przy ich użyciu próbka może być grzana oporowo do temperatury 1100°C. Natężenie niezbędnego do tego celu prądu wynosi ok. 16A, a część kamery z doprowadzeniami próbki powinna być wtedy chłodzona przez zanurzenie w wodzie. Temperatura próbki jest mierzona przy pomocy termopary Pt-PtRh, zgrzewanej punktowo do tylnej jej powierzchni.

Jako źródło tlenu niezbędego w procesie czyszczenia próbki używana jest, jak w pracy [6], cienkościenna niklowa rurka (8) napełniona tlenkiem miedzi (CuO). Przy oporowym grzaniu tej rurki do temperatury ok. 600°C tlenek miedzi ulega redukcji z wydzielaniem tlenu.



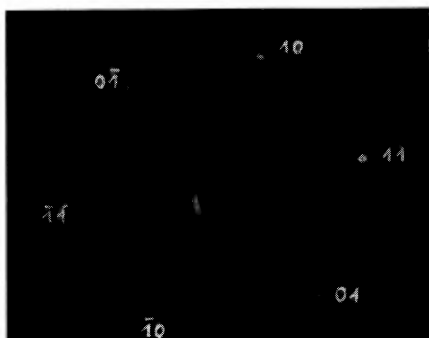
Rys. 1. Przekrój szklanej kamery LEED (objaśnienia w tekście)

W części mieszczącej zespół siatek filtrujących bańka kamery ma kształt sferyczny. Wewnętrzna powierzchnia bańki pokryta jest przewodzącą, przezroczystą warstwą SnO (9). Na warstwie tej umieszczono luminofor, uzyskując w ten sposób ekran luminescencyjny. Obraz dyfrakcyjny powstający na ekranie jest oglądany, fotometrowany lub fotografowany przy użyciu całkowicie odbijającego, szklanego pryzmatu (10) z wycięciem nachodzącym na przeżęcie kamery. Sferyczne siatki filtrujące wykonane są przez tłoczenie z płaskiej siatki z nichromu (10000 oczek/ cm^2 , przezroczystość — 50%) metodą opisaną w [7]. Wyrzutnia elektronów wymontowana została z lampy oscyloskopowej. Katoda tlenkowa została w niej zastąpiona bezpośrednio żarzoną katodą z folii tantalowej, a po płytkach odchyłających dodano układ współosiowych, cylindrycznych elektrod, spowalniających wiązkę elektronów do pożądanej energii.

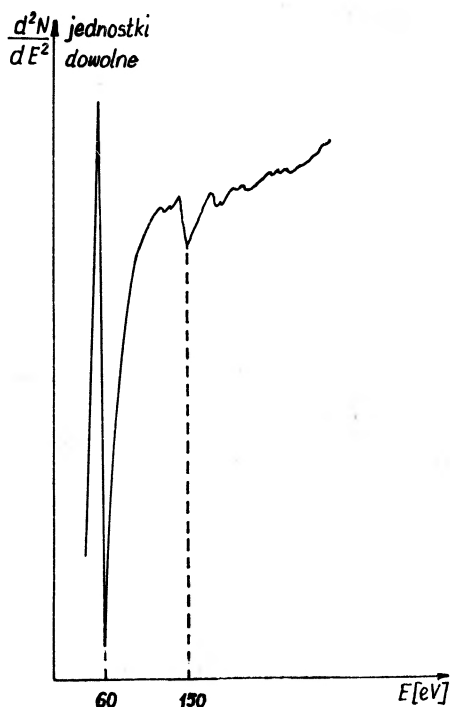
3. Oprzyrządowanie kamery

Pomieszczenie, w którym pracuje kamera LEED, powinno być zaciemnione dla umożliwienia obserwacji, a zwłaszcza fotografowania i fotometrowania obrazów dyfrakcyjnych. Do zagwarantowania napięć elektrycznych niezbędnych dla pracy optyki elektronowej służy

specjalnie zaprojektowany dzielnik napięć, zasilany stabilizowanym napięciem stałym $U = 400$ V z dowolnego zasilacza stabilizowanego, np. typu ZS-65. Zasilacz ten powinien mieć „pływające” wyjście, tzn. żaden z jego zacisków nie może być trwale uziemiony. Dzięki temu



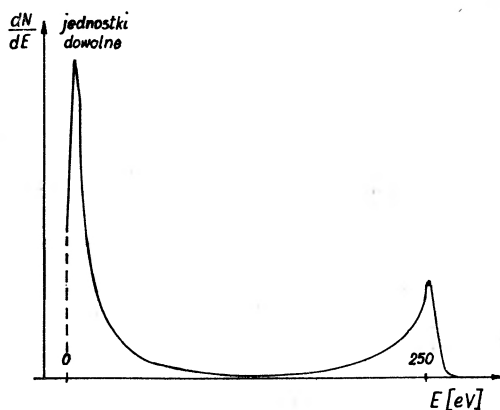
Rys. 2. Fotografia typowego obrazu LEED dla powierzchni (111) Ni



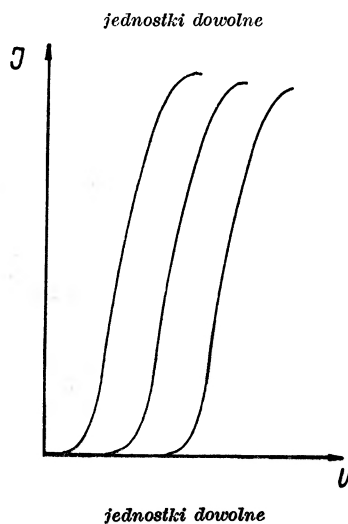
Rys. 3. Typowe widmo elektronów Augera otrzymane w kamerze LEED dla powierzchni (111) Ni zaniezyszczonej siarką. Widoczne minimum niklu przy 60 eV i siarki przy 150 eV

badana próbka może się zawsze znajdować na potencjale Ziemi, niezależnie od energii elektronów w wiązce pierwotnej. Wysokiego napięcia dla ekranu luminescencyjnego dostarcza zasilacz wysokiego napięcia ZWN 2,5 kV. Do żarzenia katody wyrzutni elektronów najlepiej nadaje się stabilizowany zasilacz niskonapięciowy, np. typu ZTR-1/63, który daje się obciążać prądem o natężeniu do 6 A i którego zaciski wyjściowe mogą być bezpiecznie umieszczane na potencjale

– 400 V względem Ziemi. W braku takiego zasilacza można katodę żarzyć prądem zmiennym z odpowiedniego transformatora, jednak praca kamery jest wtedy mniej stabilna. Grzanie oporowe próbki i źródła tlenu wykonuje się prądem zmiennym.



Rys. 4. Rozkład energetyczny elektronów emisji wtórnej otrzymany w kamerze LEED. Energia elektronów pierwotnych równa 250 eV



Rys. 5. Rodzina charakterystyk prądowo-napięciowych otrzymana w kamerze LEED przy pomiarze zmian pracy wyjścia próbki metodą hamującego potencjału

Do fotografowania obrazów dyfrakcyjnych używa się wysokoczułych błon, np. ORWO NP 27. Przy użyciu obiektywu o sile światła 2 typowe czasy ekspozycji wynoszą wtedy kilka sekund. Do fotometrowania plamek dyfrakcyjnych służy fotometr punktowy, np. wykonany w sposób opisany w pracy [8]. Układ optyczny w tym fotometrze kieruje światło pochodzące od wybranej plamki do fotopowielacza. Prąd tego fotopowielacza jest miarą jasności badanej plamki.

4. Program ćwiczenia „Dyfrakcja powolnych elektronów“ w studenckiej pracowni fizycznej dla zaawansowanych

1. Uruchomienie optyki elektronowej kamery LEED i określenie optymalnych warunków jej pracy w oparciu o obserwacje otrzymywanych obrazów dyfrakcyjnych.
2. Obserwacja zmian obrazu dyfrakcyjnego, zachodzących przy czyszczeniu próbki przez jej oporowe grzanie. Fotografowanie otrzymywanych obrazów dyfrakcyjnych. Fotografia typowego obrazu dyfrakcyjnego pokazana jest na rys. 2.
3. Określenie na podstawie obrazów dyfrakcyjnych, otrzymanych przy różnych energiach elektronów, struktury krystalicznej badanej powierzchni i rozmiarów dwuwymiarowej komórki elementarnej. Porównanie otrzymanych wyników z danymi tablicowymi.
4. Obserwacja wpływu zmian temperatury próbki na obraz dyfrakcyjny. Pomiar natężenia wybranej, jasnej plamki dyfrakcyjnej w zależności od temperatury próbki przy pomocy fotometru punktowego.
5. Obserwacja zmian obrazu dyfrakcyjnego przy adsorpcji tlenu na badanej powierzchni. Fotografowanie obrazów.

5. Inne eksperymenty

Przy użyciu opisanej kamery LEED można wykonywać badania powierzchni próbki innymi technikami. Można mianowicie wykonać:

1. Spektroskopię elektronów Augera. Typowe widmo Augera otrzymane w opisywanej kamerze LEED pokazane jest na rys. 3.
2. Badanie rozkładu energetycznego elektronów emisji wtórnej. Typowe widmo takiego rozkładu przedstawiono na rys. 4.
3. Pomiar zmian pracy wyjścia badanej powierzchni przy zmianach jej stanu związanych np. z adsorpcją. Rodzina otrzymywanych przy takich pomiarach charakterystyk prądowo-napięciowych pokazana jest na rys. 5.

6. Uwagi końcowe

Konstrukcja opisanej kamery jest prosta, jednak dla jej wykonania trzeba dysponować dobrze postawioną pracownią szklarską i doświadczeniem w zakresie techniki bardzo wysokiej próżni.

Oprządkowanie kamery potrzebne do realizacji programu przedstawionego w rozdz. 4 jest łatwe do nabycia lub do wykonania, a przewidziane w nim eksperymenty są raczej proste. Natomiast eksperymenty z rozdz. 5 są wyraźnie trudniejsze, a oprządkowanie dla nich — znacznie bardziej specjalistyczne.

Cytowana w pracy literatura została dobrana pod kątem jej przydatności do wykorzystania w pracowni studenckiej.

Literatura

- [1] P. J. Estrup, A. U. McRae, *Surface Sci.* **25**, 1 (1971).
- [2] S. Mróz, *Metody badania powierzchni ciała stałego*, Prace ITE, cz. I, Warszawa 1973, s. 7.
- [3] S. Mróz, *Acta Universitatis Wratislaviensis*, w druku.
- [4] J. J. Lander, J. Morrison, F. Unterwald, *Rev. Sci. Instrum.* **33**, 782 (1962).
- [5] S. Mróz, J. Kołaczekiewicz, C. Koziół, w przygotowaniu.
- [6] C. J. Workowski, *Acta Phys. Pol.* **A42**, 9 (1972).
- [7] S. Mróz, *Pribory Tekh. Eksper.* No 3, 205 (1971).
- [8] S. Mróz, S. Kaszczyżsyn, *Pribory Tekh. Eksper.* No 5, 204 (1970).

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

Implantacja jonów w półprzewodnikach

W dniach od 9 do 12 września 1974 r. odbyła się w Lublinie Międzynarodowa Konferencja na temat Implantacji Jonów w Półprzewodnikach. Była to kolejna konferencja na ten temat zorganizowana w myśl porozumienia o współpracy w dziedzinie implantacji jonów, zawartego między Akademiami Nauk państw socjalistycznych (patrz *Postępy Fizyki* 25, 202 (1974)).

Organizatorami konferencji były wspólnie: Instytut Fizyki PAN, Instytut Fizyki Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej, Instytut Badań Jądrowych w Świerku i Instytut Technologii Elektronowej w Warszawie. Przewodniczącym Konferencji był prof. J. Auleytner (IF PAN) a przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego prof. W. Żuk (IF UMCS). W konferencji wzięło udział ponad 100 osób z 6 krajów.

Tematyka dotyczyła przede wszystkim oddziaływania jonów z półprzewodnikami i dielektrykami, powstawania i usuwania defektów oraz różnych metod stosowanych do badania tych zjawisk, wytwarzania związków chemicznych drogą implantacji jonów oraz zastosowania implantacji do wytwarzania przyrządów elektronicznych. Wygłoszono około 40 piętnastominutowych komunikatów oraz 6 referatów przeglądowych:

W. Żuk (IF UMCS) — *Oddziaływanie jonów średniej energii z ciałem stałym*

R. Prager (Uniwersytet Schillera, Jena, NRD) — *Własności optyczne implantowanych półprzewodników i dielektryków*

H. Rzewuski (IBJ) — *Wpływ uszkodzeń radiacyjnych na własności elektryczne krzemu*

J. Heydenreich (Instytut Fizyki Ciała Stałego i Mikroskopii Elektronowej, Halle, NRD) — *Stosowanie mikroskopii elektronowej do badania defektów sieci krystalicznej materiałów implantowanych*

L. S. Smirnov i G. A. Kaczurin (Instytut Fizyki Półprzewodników SOAN, Nowosybirsk, ZSRR) — *Wytwarzanie związków chemicznych drogą implantacji jonów*

J. Gyulai (Centralny Fizyczny Instytut Badawczy WAN, Budapeszt, Węgry) — *Zastosowania implantacji jonów.*

Z okazji konferencji odbyło się w Lublinie zebranie delegatów ośrodków prowadzących badania nad implantacją jonów w Bułgarii, Czechosłowacji, NRD, Polsce, na Węgrzech i w ZSRR. Uzgodniono, że główne kierunki badań powinny obejmować procesy pierwotne, uszkodzenia radiacyjne i ich usuwanie, oddziaływania defektów z domieszkami, zjawiska zachodzące przy implantacji poprzez warstwy pasywujące, defekty powierzchniowe i zjawiska na międzypowierzchniach, syntezę związków chemicznych, zastosowania implantacji do wytwarzania przyrządów elektronicznych i optoelektronicznych.

Następna konferencja na temat implantacji jonów odbędzie się w jesieni 1975 w Budapeszcie.

Barbara Wojtowicz

II Ogólnopolska Konferencja Luminescencyjna

Instytut Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu zorganizował w dniach 16-19 września 1974 roku II Ogólnopolską Konferencję Luminescencyjną. Od lat Toruń jest najważniejszym ośrodkiem badań luminescencyjnych w Polsce, mającym międzynarodowe znaczenie. Profesor Aleksander Jabłoński w dwudziestoleciu międzywojennym opracował teorię wygaszania luminescencji w roztworach, teorię, która trwale weszła do fizyki materii skondensowanej. Po wojnie pracował w dalszym ciągu w teorii luminescencji. Stworzył model powłokowy centrum luminezującego, rozwinął teorię wygaszania i polaryzacji luminescencji. Wychował w Toruniu młodych następców: nieodżałowanej pamięci doc. dra Mieczysława F. Frąckowiaka (1923-1974), doc. dra Ryszarda Bauera, doc. dra Henryka Łożykowskiego.

Obecna Konferencja zgromadziła około dwustu uczestników z wielu ośrodków Polski, ludzi, którzy aktualnie mają wyniki w pracach z dziedziny luminescencji.

Na pierwszej sesji plenarnej referaty przeglądowe wygłosili: Maciej Suffczyński (Instytut Fizyki PAN) — *Oddziaływanie wymienne w ekscytonach w półprzewodnikach* i Zbigniew R. Grabowski (Instytut Chemii Fizycznej PAN) — *Procesy relaksacji chemicznej w stanach wzbudzonych*. W następnych dniach referaty przeglądowe wygłosili: H. Łożykowski (UMK) — *Luminescencja związków AII-BVI domieszkowanych ziemiami rzadkimi*, R. Bauer (UMK) — *Procesy relaksacyjne i przejścia bezpromieniste* i Jerzy Prochorow (IF PAN) — *Luminescencja kompleksów molekularnych typu charge-transfer*.

Obrazy odbywały się w dwóch osobnych sekcjach: organicznej i nieorganicznej. Na sekcję organiczną zgłoszono 38 komunikatów. Badania metodami luminescencyjnymi intensywnie uprawiane są przez chemików. Bada się ciągle luminescencję klasycznych materiałów jak żółci akrydynowa, rodamina czy azulit w różnych roztworach. Bardzo rozwinęło się stosowanie w laserach barwników organicznych, w których łatwo osiąga się odwrócenie populacji i które ze względu na małe odległości między poziomami pozwalają uzyskać strojenie w pewnym zakresie częstości światła.

Badania luminescencyjne dostarczają informacji o strukturze cząsteczek o stanach podstawowym i wzbudzonym, o ich symetrii i o ich obsadzeniach. Służą do wyznaczania czasów życia stanów wzbudzonych. Pozwalają wyciągać wnioski dotyczące kinetyki reakcji chemicznych, wyznaczać parametry reakcji, parametry migracji energii, czasy relaksacji promienistej.

Obecnie krótkie impulsy świetlne, pikosekundowe i subpikosekundowe, umożliwiają badanie szybkiej relaksacji obrotowej i wibracyjnej.

Na Konferencji referowano m. in. badania luminescencji barwników organicznych, żółci akrydynowej i rodminy w zależności od stężenia roztworów (A. Bączyński, Z. Konefał, T. Marszałek, M. Mindak, W. Orzeszko UMK). Wpływ koncentracji na wydajności przenoszenia energii wzbudzenia w roztworach luminezujących bada się w Politechnice Gdańskiej (Cz. Bojarski, A. Bujko, E. Burak, J. Dudkiewicz, J. Kuśba, E. Grabowska, J. Godlewski, J. Kalinowski, G. Obermueller i in.). A. Kawski i J. Gryczyński (Politechnika Gdańska) wyznaczają momenty dipolowe drobin wzbudzonych w roztworach. Z. Ruziewicz (i współpracownicy K. Brenner, A. Lewandowicz, Politechnika Wroclawska) badają fosforescencję związków organicznych, dwuazafenantrenu i dwuazotrójfenylenu w matrycach zestalonych w szczególności węglowodorowych.

M. Kryszewski i współpracownicy (B. Nadolski, D. Łapienis, Centrum Badań Molekularnych i Makromolekularnych PAN) badają reakcje fotochromowe benzospiropiranów. Wykorzystując efekt fotochromowy wyznaczają energie stanów tripletowych, które nie są osiągalne przez przejścia luminescencyjne, a które są reaktywne fotochemicznie.

W Katedrze Biofizyki Uniwersytetu Warszawskiego D. Shugara prowadzi się pomiary luminescencyjne związków organicznych takich jak puryny i pirydyny (W. Puzyna, W. Wagner) oraz formycyna (D. Siemiarczuk, M. Zaborowska) czy izoguanina (Z. Kazimierzczuk, B. Lesyng, J. Sepiół) i bada się tautomerie tych związków.

W Szczecińskiej Akademii Rolniczej pod kierunkiem Edwarda Grabikowskiego bada się bioluminescencję w metabolizmie tkanek roślinnych.

Na sekcję nieorganiczną zgłoszono 27 komunikatów. Dużo uwagi poświęca się obecnie luminescencji jonów ziem rzadkich w macierzach fluorków i tlenków. Zwłaszcza fluorki domieszkowane ziemiami rzadkimi jak $YF_3 : Yb^{3+}, Er^{3+}, Ho^{3+}$, pozwalają zrealizować konwersję promieniowania podczerwonego w widzialne. R. Grodecki (współpracownicy: I. Pawełska, L. Szymański, J. Wojciechowski, Instytut Technologii Elektronowej) demonstrował w oprawce latarki kieszonkowej przetwornik dający konwersję promieniowania z diod półprzewodnikowych Ga As na promieniowanie w zielonej części widma. W Uniwersytecie MK bada się luminescencję kryształów ZnSe aktywowanych ziemiami rzadkimi, kryształów CdS, CdTe i ZnTe (H. Łożykowski, W. Bała, W. Dulak, F. Firszt, H. Męczyńska, H. L. Oczkowski, B. Sekulska, J. Sekulski).

W Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN pod kierunkiem B. Jeżowskiej-Trzebiatowskiej bada się m. in. luminescencję i przejścia bezpromieniste jonów chromu Cr^{3+} w różnych układach. Rozwija się także ilościowa interpretacja wyników doświadczalnych.

Widma stymulacji centrów luminescencji Pb^{2+} w ZnS badano w Politechnice Poznańskiej (M. F. Frąckowiak, W. Herczold, B. Susła).

Rozszerzają się zastosowania termoluminescencji. W Zakładzie Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego pod kierunkiem B. Sujaka prowadzi się badania termoluminescencji kryształów $KCl : Mn$ (W. Jeleński) i rubinów (A. Niklas, WSP Opole), a także tlenku berylu BeO , który okazał się dobrym materiałem dla detekcji promieniowania jonizującego. Poprzez termoluminescencję można monitor z BeO odczytywać i następnie „ścierać”, tak że jest gotowy do ponownego użycia. J. Jesionek, E. Nossarzewska i Z. R. Grabowski (z Instytutu Chemii Fizycznej i Ośrodka Badawczo-Rozwojowego Elektroniki Próżniowej) badają katodoluminofory emitujące w nadfiolecie, a mianowicie ZrP_2O_7 i BeO . Zainteresował ich możliwie czysty tlenek berylu, o najpłytszych pułapkach, emitujący m. in. szerokie pasmo około $\lambda = 260$ nm o czasie zaniku rzędu 10^{-5} sek.

J. Langer (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) referował pomiary luminescencji kryształów CdF_2 domieszkowanych Cu, Co i Mn. Ta ostatnia domieszka daje materiał o wydajności świecenia interesującej dla optoelektroniki w widzialnym zakresie.

Wyrwykowy przegląd prac referowanych na II Ogólnopolskiej Konferencji Luminescencyjnej warto może uzupełnić uwagami ogólniejszej natury. Poważnie rozwija się interpretacja ilościowa obserwowanych zjawisk luminescencyjnych, co pozwala zrozumieć coraz więcej istotnych szczegółów widm optycznych oraz konfiguracji i stanów, które je warunkują.

Badania luminescencyjne ze względu na wyjątkowo niskie koszty aparatury prowadzone są w wielu zakładach fizyki i chemii uniwersytetów, politechnik, nawet Akademii Rolniczych i niektórych instytutów resortowych.

W Polsce brak obecnie badań nad spektroskopią Ramana. Brakuje laserów dużej mocy w większości laboratoriów. Brakuje doświadczeń optycznych w polu magnetycznym a dopiero pole magnetyczne rozszczepia poziomy elektronowe zdegenerowane ze względu na spin. Brak wreszcie spektrofotometrów pracujących w nadfiolecie i, co dla interpretacji wyników najważniejsze, spektrofotometrów siatkowych o dużej sile rozdzielczej. Nie nazbyt kosztowne nakłady na tego rodzaju podstawową aparaturę są konieczne w Polsce dla doprowadzenia doświadczalnych prac w dziedzinie luminescencji do poziomu europejskiego.

Maciej Suffczyński

Symposium Oddziaływań Antynukleon-Nukleon

W dniach 25-28 czerwca 1974 roku odbyło się w Liblicach koło Pragi kolejne Międzynarodowe Symposium Oddziaływań Antynukleon-Nukleon, zorganizowane przez Instytut Fizyki Czechosłowackiej Akademii Nauk i Wydział Fizyki Uniwersytetu Karola w Pradze. Poprzednie symposium poświęcone tej tematyce miało miejsce w Chexbres w 1972 roku.

W pięknym, starym pałacu Waldsteinów zebrało się 69 fizyków z 38 laboratoriów krajów Europy, Azji i Ameryki. Przedstawicielami Polski byli: doc. dr hab. Jerzy Bartke z Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie i dr Barbara Badełek z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Symposium w Liblicach zasługuje na najwyższe słowa uznania dla gospodarzy, którym udało się zapewnić kameralność konferencji, a więc atmosferę swobodnej, nieograniczonej dyskusji i możliwość prezentowania i omawiania nawet pojedynczych eksperymentów (rzadkie obecnie zjawisko mimo mnogości konferencji poświęconych fizyce cząstek elementarnych). Trzy dni poświęcone były bieżącym zagadnieniom fizyki antynukleonów. Dzień czwarty wypełniła otwarta dyskusja projektowanych eksperymentów i przyszłych, nowych kierunków badań.

Wygłoszono 48 referatów. Tylko 6 z nich miało charakter przeglądu istniejących danych. A oto ich autorzy i tytuły:

- A. Astbury (Laboratorium Rutherforda) — *Formacja ciężkich mezonów*,
 V. Šimák (Czechosłowacka Akademia Nauk) — *Wysokoenergetyczne oddziaływania antyprotonów*,
 H. Rubinstein (CERN) — *Teoria anihilacji $\bar{N}N$* ,
 T. Yamagata (Uniwersytet Tokijski) — *Dynamika reakcji ekskluzywnych*,
 H. Miettinen (CERN) — *Fenomenologia oddziaływań $\bar{B}B$* ,
 W. Kittel (Uniwersytet Nijmegen) — *Procesy wielocząstkowe*.

Pozostałe referaty miały na ogół charakter komunikatów (dwa z nich wygłosił doc. J. Bartke), o przeciętnym czasie trwania około 20 minut. Omawiano w nich wyniki prowadzonych prac, podkreślając szczególne cechy odróżniające fizykę oddziaływań $\bar{N}N$ od intensywnej dotąd badanej dziedziny oddziaływań NN oraz oryginalność stosowanych metod doświadczalnych. Z nowości metodycznych należy tu wspomnieć o badaniu stanów końcowych zawierających wyłącznie cząstki neutralne np. $\bar{n}n$ i mezonu π^0 . Do celów identyfikacji neutralnych mezonów π , zespół laboratoriów amerykańskich (MIT, Uniwersytet Browna) we współpracy z włoskim Uniwersytetem Bari z powodzeniem zastosował układ optycznych komór iskrowych. W Laboratorium Rutherforda wykorzystano do tego celu komorę pęcherzykową, w której tarcza z ciekłego wodoru otoczona jest mieszaniną helu i neonu. Cząstki identyfikowano też poprzez obserwację gwiazd neutralnych i par elektronowo-pozytonowych w komorach wodorowych.

W oddziaływaniach $\bar{N}N$ z symetrii stanu początkowego (liczby kwantowe: $B = Q = T_3 = S = 0$) wynika ogromne bogactwo stanów końcowych. Wszystkie znane rezonanse mezonowe mogą być — i bardzo często są — formowane w układzie $\bar{N}N$. Oddziaływania $\bar{N}N$ badane były głównie w obszarze energii małych i średnich, gdzie istotny jest wkład pochodzący od procesu anihilacji, czyli takiego oddziaływania, w którym znika liczba barionowa. Anihilacja jest zjawiskiem dziwnym — różni się np. od innych procesów hadronowych brakiem stanów końcowych produkowanych dyfrakcyjnie. Czy — pomijając wpływ izospinu — tylko anihilacja odpowiedzialna jest za różnicę między oddziaływaniem $\bar{N}N$ i NN ? Na konferencji przedstawiono próby odpowiedzi na to pytanie a także szereg sposobów wydzielenia kanałów anihilacyjnych w doświadczeniach $\bar{N}N$. Pierwsze eksperymenty przy pędzie około 200 GeV/c (NAL, Batawia) dają wyniki trochę różne od otrzymanych przy pędach nie przekraczających

50 GeV/c (IHEP, Sierpuchow). Wydaje się, że przy energiach najwyższych odpowiedź twierdząca jest bardzo prawdopodobna.

Wiele referatów poświęconych było dokładniejszym badaniom procesu anihilacji; dyskuutowano w nich m. in. korelacje i krotności produkowanych mezonów π (zarówno neutralnych, jak i naładowanych), efekty typu „clustering”, inkluzywne rozkłady jednocząstkowe. A oto kilka ciekawych rezultatów:

Dla oddziaływań zachodzących w spoczynku $\sigma_{\text{anihil.}}(\bar{p}p) = \sigma_{\text{całk.}}(\bar{p}p)$, a więc mamy czystą anihilację. Grupy z Collège de France i CERN-u dokonały interesującego porównania z danymi ze zderzeń pp otrzymanymi w obszarze najwyższych dostępnych obecnie pędów — 1500 GeV/c. Wyniki zaprezentował dr C. Ghesquière (Collège de France). Okazało się, że rozkłady pędu poprzecznego pionów emitowanych pod kątem 90° w wysokoenergetycznych oddziaływaniach pp oraz pionów z anihilacji w spoczynku mają kształt zadziwiająco zgodny. Czyżby mezony π produkowane w zderzeniach pp opuszczały obszar oddziaływania nie pojedynczo, ale raczej w postaci związanych układów (tzw. „clusters”)?

Jedną z własności procesu anihilacyjnego są duże średnie pędy poprzeczne pionów, nierzadko przewyższające ich średnie pędy podłużne. Zjawisko to jest szczególnie częste dla kanałów anihilacyjnych o niskiej krotności. Pojawienie się dużych pędów poprzecznych może być przynajmniej częściowo tłumaczone wymianą cząstki o liczbie barionowej równej 1. Efekt ten jest bardzo interesujący ze względu na możliwość dostarczenia informacji o strukturze nukleonu.

Ciekawy pomysł przedstawił prof. Nilsson (CERN) w oparciu o wyniki badań prowadzonych wspólnie przez CERN i laboratoria holenderskie. Dotyczą one reakcji $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + n\pi$ ($n = 1, 2, \dots$). Ze względu na wymianę antyprotonu w kanale t , reakcja ta daje możliwość badania anihilacji poniżej progu energetycznego, a więc anihilacji zachodzącej między wirtualnym antyprotonem i protonem rzeczywistym. Okazało się, że wiele charakterystycznych własności tej anihilacji (np. kształt rozkładów krotności oddziaływań w funkcji energii cząstki padającej) można odtworzyć z ekstrapolacji danych powyżej progu. Jednocześnie zadziwiająco jest, że własności mezonów π pochodzących z anihilacji par elektronowo-pozytonowych $e^+e^- \rightarrow n\pi$ ($n = 2, 3, \dots$) są w ogólności takie same jak dla pionów pochodzących z anihilacji $\bar{p}p$.

Jeśli porównać częstość występowania zdarzeń o określonej krotności cząstek naładowanych w funkcji pędu cząstki padającej (tzw. topologiczne przekroje czynne) w oddziaływaniach $\bar{p}p$ i pp , to widać, że różnice w całkowitym przekroju czynnym $\sigma_{\text{całk.}}(\bar{p}p)$ i $\sigma_{\text{całk.}}(pp)$ pochodzą głównie z oddziaływań o dużej krotności, a są to przeważnie oddziaływania anihilacyjne. Ciekawe, czy różnica między topologicznymi przekrojami czynnymi utrzyma się dla bardzo dużych pędów, gdzie coraz istotniejsza staje się pionizacja cząstek w kanałach nieanihilacyjnych.

Jeśli chodzi o oddziaływania $\bar{N}N$ z wyłączeniem kanałów anihilacyjnych, to dyskuutowano rozpraszanie elastyczne (porównanie rozpraszania elastycznego $\bar{p}p$ oraz pp pod kątem 90° może, jak się okazało, dostarczać informacji o istnieniu i dynamice podstruktur nukleonowych), wymianę ładunkową, produkcję mezonów π i jej dyfrakcyjny charakter a także oddziaływania $\bar{p}d$ z punktu widzenia własności deuteronu.

Nowe dane — wyniki prac grupy w Strasbourgu dotyczących reakcji $\bar{p}d$ przy pędzie antyprotonów 5,55 GeV/c oraz laboratoriów Rutgers, Stevens i Strasbourg przy pędzie 14,6 GeV/c — przedstawił dr A. Friedman (CERN). W pierwszym eksperymencie badano m. in. reakcję rozbitcia deuteronu $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pn$. Do wyników doświadczalnych dopasowano rachunki modelu Glaubera. Są to pierwsze dane dotyczące rozbitcia jądra deuteronu przy użyciu antynukleonu. Ożywioną dyskusję wywołały oszacowania wkładu stanu $\Delta\Delta$ do funkcji falowej deuteronu badanej również w tym eksperymencie. W podsumowaniu dyskusji stwierdzono, że w tej chwili wszystkie wyniki można wytłumaczyć bez zakładania domieszki $\Delta\Delta$ w deuteronie. Dla oddziaływań $\bar{p}d$ przy pędzie 15,6 GeV/c przedstawione zostały wstępne rezultaty badań reakcji $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pp\pi^-$ oraz $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$. Znaczna część zdarzeń ma, jak się okazuje, charakter dysejacji dyfrakcyjnej, w pierwszej reakcji — neutronu ($n \rightarrow p\pi^-$), w drugiej — antyprotonu ($\bar{p} \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$).

Warto podkreślić, że prezentowane prace są jak dotąd jednymi z nielicznych znanych

dotąd w literaturze prac poświęconych oddziaływaniu $\bar{p}d$. Eksperymentów rozpraszania antynukleonów na jądrach cięższych niż deuteron dotąd nie przeprowadzono.

Wszystkie materiały sympozjum (teksty referatów i dyskusje) wydane zostały przez CERN (żółty raport nr 74-18) pod redakcją prof. L. Montaneta we wrześniu 1974 r.

Barbara Badelek

XVII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii w Londynie

Najważniejszym zgromadzeniem fizyków wysokich energii są organizowane co 2 lata tzw. konferencje rochesterskie. Odbывая się one na przemian w Europie, Stanach Zjednoczonych i Związku Radzieckim. XVII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii odbyła się w Imperial College of Science and Technology w Londynie w dniach od 1 do 10 lipca 1974 r. Uczestniczyło w niej około 800 fizyków z 40 krajów, w tym prawie 20-osobowa grupa fizyków polskich. Zgłoszonych zostało ponad 1100 prac. Większość z tych prac była referowana na sesjach równoległych, natomiast podsumowanie dorobku ostatnich lat zostało zawarte w 19 referatach przeglądowych wygłoszonych na sesjach plenarnych. Jeden z referatów przeglądowych, dotyczący procesów inkluzywnych, został wygłoszony przez prof. K. Zalewskiego z Krakowa.

W ciągu ostatnich kilku lat ogromnie wzrosły możliwości badawcze fizyki wysokich energii. Uruchomiono nowe akceleratory: ISR w CERN-ie z przeciwbieżnymi wiązkami protonów o energiach do 31 GeV, akcelerator w Narodowym Laboratorium Akceleratorowym im. Fermiego (FNAL-u) w Batawii (Illinois) z wiązką protonów o pędzie do 400 GeV/c, SPEAR w Stanford (Kalifornia) z przeciwbieżnymi wiązkami e^+ i e^- o energiach do 2,5 GeV. Równocześnie została udoskonalona aparatura rejestrująca oddziaływania cząstek elementarnych. Zbudowano olbrzymie komory pęcherzykowe oraz spektrometry umożliwiające badanie szybkoą techniką licznikową zderzeń cząstek nieomal w pełnym kącie bryłowym.

Nowe urządzenia nie zawiodły pokładanych w nich nadziei. Wykonano szereg doświadczeń, których wyniki istotnie zmieniły dotychczasowy obraz oddziaływań cząstek elementarnych.

Takie rezultaty, jak zaobserwowany przy ISR wzrost przekroju czynnego na oddziaływanie proton-proton z energią czy eksperymenty potwierdzające istnienie prądów neutralnych w oddziaływaniach słabych, były już przedstawione przed rokiem na konferencji europejskiej w Aix-en-Provence. W Londynie powyższe wyniki zostały w pełni potwierdzone przez nowe eksperymenty. Okazało się, że również przekrój czynny na oddziaływanie pionów i kaonów z protonami rośnie z energią i że taki wzrost obserwuje się już przy energiach osiąganych we FNAL-u. Eksperymenty we FNAL-u potwierdziły zaobserwowaną wcześniej przy ISR niespodziewanie obfitą produkcję hadronów z dużymi pędami poprzecznymi. Natomiast po raz pierwszy w Londynie zaprezentowano wyniki doświadczeń przy użyciu akceleratora SPEAR, dotyczące produkcji hadronów w wysokoenergetycznych zderzeniach elektron-pozyton. Okazuje się, że przekrój czynny na proces $e^+e^- \rightarrow$ hadrony jest stały w funkcji energii, wbrew przewidywaniom prostego modelu kwarków.

Wyżej wymienione zagadnienia znajdowały się w centrum zainteresowania konferencji i nimi zajmiemy się przede wszystkim w naszym sprawozdaniu. Po omówieniu wyników doświadczalnych przedstawimy podstawowe koncepcje w teorii cząstek elementarnych.

Poszukiwania prądów neutralnych

Jednolita teoria oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, o której piszemy w dalszej części artykułu, przewiduje istnienie prądów neutralnych lub ciężkich leptonów. Wcześniejsze

poszukiwania tych obiektów w oddziaływaniach neutrin z materią nie dały pozytywnych wyników. Dopiero eksperyment o ogromnej statystyce, wykonany w CERN-ie w 5-metrowej komorze pęcherzykowej Gargamelle wypełnionej ciężkim freonem (CF_3Br), dostarczył w połowie 1973 roku pierwszej doświadczalnej ewidencji na istnienie prądów neutralnych. Wiązka neutrin lub antyneutrin o energii kilku GeV zawierała neutrina (antyneutrina) głównie typu mionowego, pochodzące z rozpadów pionów i kaonów. W pierwszym eksperymencie poszukiwano przypadków elastycznego rozpraszania:

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e^- \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e^-.$$

Przy takim rozpraszaniu leptony nie zmieniają ładunku, ponieważ elektron nie może przejść w neutrino mionowe i odwrotnie. Oddziaływanie $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ z elektronem świadczyłoby o istnieniu prądów neutralnych. Po przejściu około 750 000 zdjęć z Gargamelle znaleziono jeden przypadek (obecnie dwa), który po wnikliwej analizie został zakwalifikowany z prawdopodobieństwem bliskim 90% jako przykład rozpraszania antyneutrina mionowego na elektronie. Ta metoda poszukiwań prądów neutralnych, jak widać z wyżej przytoczonych liczb, okazała się bardzo nieekonomiczna. Zaproponowano nową metodę. Część filmów z Gargamelle została powtórnie przejrzana, tym razem w poszukiwaniu oddziaływań neutrin z nukleonami typu: $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \text{hadrony}$.

Również tego typu oddziaływania przemawiałyby za istnieniem prądów neutralnych. Natomiast prądy naładowane, znane od dawna, są związane z reakcjami: $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu^\mp + \text{hadrony}$.

Podstawową trudność w powyższych eksperymentach stanowi rozróżnienie wysokoenergetycznych pionów i mionów. Brak mionu wśród produktów reakcji decyduje o klasyfikacji danego przypadku. Aby móc je rozróżnić, produkowane cząstki muszą przebywać w detektorze odległości równe wielu długościom oddziaływania. Stało się to możliwe dopiero po zbudowaniu olbrzymich komór pęcherzykowych i spektrometrów. Drugim istotnym problemem doświadczalnym w omawianych eksperymentach jest prawidłowa ocena tła pochodzącego od reakcji wywoływanych przez szybkie neutrony, produkowane przez neutrina w materiale otaczającym komorę.

Pierwsze pozytywne wyniki eksperymentów przy Gargamelle zostały przedstawione na konferencjach w Bonn i Aix-en-Provence razem z potwierdzającymi je rezultatami dwóch eksperymentów licznikowych z FNAL-u. Konferencja londyńska ostatecznie potwierdziła istnienie prądów neutralnych. W eksperymencie inkluzywnym z Gargamelle do lipca 1974 roku zaobserwowano 189 przypadków przemawiających za prądami neutralnymi dla neutrin i 70 takich przypadków dla antyneutrin. Tło pochodzące od reakcji wywoływanych przez neutrony szacuje się na co najwyżej 20% obserwowanych oddziaływań. Okazuje się, że zdarzenia z prądami naładowanymi występują około pięciokrotnie częściej niż zdarzenia z prądami neutralnymi dla padających neutrin i tylko dwukrotnie częściej dla padających antyneutrin.

Wspomniane wyżej eksperymenty z FNAL-u zostały obecnie powtórzone na doskonalszej aparaturze. Aby wyobrazić sobie skalę tych doświadczeń warto przytoczyć parę liczb. Wiązka protonów z głównego akceleratora o energii 300 GeV lub 400 GeV jest naprowadzana na tarczę, w której produkuje się piony i kaony. Następnie wyprodukowane mezony przebiegają odcinek około 400 m, ulegając rozpadom z emisją neutrin (antyneutrin). Tak otrzymana wiązka neutrin przechodzi przez kilometrowy wał ziemi, w którym zatrzymywane są inne cząstki, i trafia na tarczę — kalorymetr zawierający około 70 ton ciekłego scyntylatora, poprzedzianego komorami iskrowymi. Kalorymetr umożliwia pomiar energii produkowanych hadronów. Jego długość wynosi 9 m, a przekrój poprzeczny 13 m². Za kalorymetrem umieszczono spektrometr mionowy umożliwiający odróżnienie przypadków z prądami neutralnymi i naładowanymi. Wyniki otrzymane we FNAL-u są zgodne z wynikami z Gargamelle.

Kolejne potwierdzenie istnienia prądów neutralnych otrzymano w Argonne w eksperymencie z 12-stopową komorą pęcherzykową wypełnioną ciekłym wodorem bądź deuterem. Poszukiwano reakcji ekskluzywnych:

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \nu_{\mu} + n + \pi^{+},$$

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \nu_{\mu} + p + \pi^{0},$$

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \nu_{\mu} + p + \pi^{-}.$$

Spśród 750 000 zdjęć z komory znaleziono 28 ± 4.5 takich oddziaływań.

Bardzo obszernie rozpisaliśmy się o prądach neutralnych (choć lista eksperymentów nie została wyczerpana), ale ich odkrycie stanowi niewątpliwie jedno z największych osiągnięć ostatnich lat, a eksperymenty, które do niego doprowadziły należą do najładniejszych i najtrudniejszych.

Produkcja hadronów w zderzeniach $e^{+}e^{-}$

Wyniki z nowo otwartego akceleratora SPEAR zaskoczyły wszystkich. Żaden z istniejących modeli teoretycznych dla anihilacji $e^{+}e^{-}$ w hadrony nie potrafi spójnie opisać wszystkich charakterystyk tego procesu.

Przed wszystkim okazało się, że całkowity przekrój czynny na proces $e^{+}e^{-} \rightarrow$ hadrony jest dla energii powyżej 3 GeV stały. Spodziewano się, że podstawowym mechanizmem, przez który zachodzi powyższy proces, jest anihilacja pary elektronowej w kwant γ , który następnie zamienia się w hadrony. Podobny mechanizm obowiązuje dla reakcji $e^{+}e^{-} \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$, która jest ściśle opisywana przez kwantową elektrodynamikę i przekrój czynny dla tej reakcji jest proporcjonalny do odwrotności kwadratu energii pary elektronowej. Stosunek przekrojów czynnych dla obu procesów, $R = \frac{\sigma(e^{+}e^{-} \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^{+}e^{-} \rightarrow \mu^{+}\mu^{-})}$ powinien być stały i zgodnie z prostym modelem

partonów równy sumie kwadratów ładunków wszystkich rodzajów partonów. Jeżeli partony utożsamimy ze zwykłymi kwarkami, wartość R powinna wynosić $\frac{2}{3}$, natomiast jeżeli wprowadzimy dodatkowo tzw. kolorowe kwarki, wartość R powinna równać się 2. Tymczasem doświadczalnie R rośnie z energią i osiąga wartość 6 przy energii 5 GeV.

Następnie zaobserwowano, że procent dostępnej energii zabierany przez produkowane cząstki naładowane jest niski i maleje od 60% przy 3 GeV do 50% przy 5 GeV, zaś średnia krotność emitowanych cząstek naładowanych i wartości ich średniego pędu są prawie niezależne od energii. Produkcja cząstek neutralnych odgrywa więc przy anihilacjach $e^{+}e^{-}$ w hadrony ważniejszą rolę niż w większości innych znanych procesów.

Rozkłady energii dla pojedynczych hadronów wykazują skalowanie dla dużych energii wrotnych hadronów, ale liczba tak emitowanych cząstek jest mała. Natomiast większość hadronów jest emitowana z małymi energiami i liczba takich hadronów rośnie z energią reakcji.

Obecne wersje modelu partonów, który doskonale opisuje głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronów na hadronach, nie potrafią przekonująco i konsystentnie wytłumaczyć wspomnianych rezultatów. Wszyscy niecierpliwie czekają na rozwiązanie zagadki zderzeń $e^{+}e^{-}$.

Oddziaływania hadronów

Wbrew tradycji konferencji wysokich energii oddziaływania hadronów nie skupiały głównego zainteresowania uczestników mimo wielu interesujących wyników.

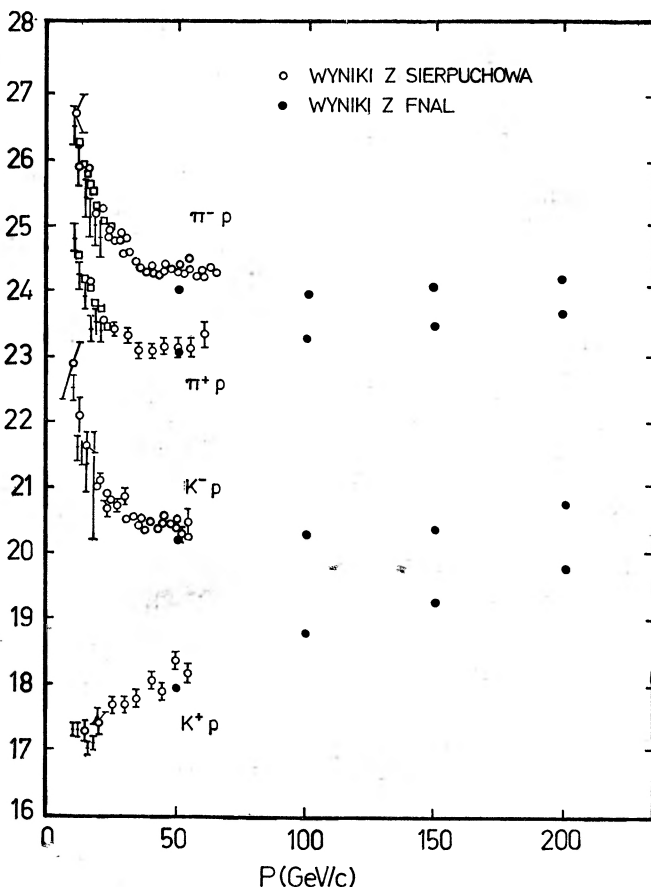
Grupy z FNAL-u pomierzyły całkowite przekroje czynne dla rozprożeń π^{\pm} , K^{\pm} , p , n , \bar{p} na protonach i deutronach w obszarze energii od 50 GeV do 200 GeV (rys. 1a i 1b). Wszystkie przekroje czynne, z wyjątkiem przekroju na oddziaływanie $\bar{p}p$, rosną z energią, a wyniki dla pp dobrze układają się pomiędzy danymi przy niższych (z Sierpuchowa) i wyższych (ISR) energiach. Podstawowe twierdzenie Pomeranczuka wydaje się być spełnione, bowiem wartości przekrojów czynnych dla cząstek i antycząstek zbliżają się do siebie. Różnica między przekrojami maleje jak $1/\sqrt{s}$, gdzie s oznacza kwadrat energii w układzie środka masy oddziaływających cząstek. Obecne dane nie pozwalają natomiast dokładnie określić charakteru zachowania się przekroju czynnego z energią. Obserwowany wzrost równie dobrze może być opisany zależnością $\ln s$, $\ln^2 s$, czy nawet potęgową zależnością od s .

Dane dla elastycznego rozpraszania cząstek faworyzują geometryczny obraz zderzeń cząstek, w którym proton zachowuje się jak szary dysk o promieniu rosnącym z energią. Zgodnie z hipotezą geometrycznego skalowania, amplituda rozpraszania elastycznego jest jedynie funkcją zredukowanego parametru zderzenia, $b/R(s)$, gdzie $R(s)$ oznacza efektywny promień oddziaływania. Powyższa hipoteza poprawnie odtwarza fakty doświadczalne dla zderzeń pp : stały niezależny od energii stosunek elastycznego i całkowitego przekroju czynnego, zwięźnienie się dyfrakcyjnego maksimum w różniczkowym elastycznym przekroju czynnym z energią (stosunek nachylenia tego rozkładu do przekroju czynnego też jest stały) oraz korelacje pomiędzy położeniem minimum w dc_{el}/dt i całkowitym przekrojem czynnym.

Nowe sukcesy świeciła na konferencji prosta wersja teorii biegunów Regge'go. Wspomnieliśmy wyżej o zgodnym z tą teorią zachowaniu się różnicy całkowitych przekrojów czynnych dla rozproszeń cząstki i antycząstki na protonach w funkcji energii. Dalszego poparcia dla modelu dostarczyły pomiary reakcji dwuciałowych $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ oraz $\pi^-p \rightarrow \eta n$ przez grupy w Sierpuchowie i FNAL-u w zakresie energii od 20 GeV do 100 GeV.

Trajektorie ρ i A_2 , odtworzone w oparciu o te dane oraz o pomiary przy niskich energiach wykonane w CERN-ie, są liniowe, ale znacząco różnią się od siebie.

Warto również wspomnieć, że dawne dopasowania modelu Regge'go dla elastycznego roz-



Rys. 1a. Całkowity przekrój czynny (w mb) dla zderzeń π^\pm, K^\pm z protonem w funkcji pędu laboratoryjnego

Rozpraszania koherentne na jądrach pozwalają wyznaczyć wartości przekroju czynnego dla oddziaływania układów cząstek, np. z nukleonami. Wartość tego przekroju jest zadziwiająco mała, porównywalna z przekrojem dla rozpraszania pojedynczych cząstek. Referujący te zagadnienia prof. K. Zalewski sugerował, że być może „młode” hadrony, dopiero co utworzone w jądrze, zachowują się inaczej od „starych”, zwykle badanych w standardowych eksperymentach.

Nowe idee w fizyce teoretycznej cząstek elementarnych

Większość wystąpień teoretycznych na konferencji dotyczyła budowy nowej teorii, która opisywałaby w jednolity sposób oddziaływania słabe i elektromagnetyczne. Jej stworzenie może okazać się równie przełomowe dla fizyki, jak w XIX w. stworzenie jednolitego obrazu zjawisk elektrycznych i magnetycznych.

Przypomnijmy na wstępie kilka, dziś już klasycznych, faktów o oddziaływaniach elektromagnetycznych i słabych. Oddziaływania elektromagnetyczne, których opis i właściwości są najlepiej ugruntowane, to oddziaływania fotonów ze źródłami: ładunkami i prądami elektrycznymi. Prądy te są wektorowe i neutralne, neutralna jest również cząstka wektorowa (tj. o spinie 1), jaką jest foton. Mała wartość stałej sprzężenia oddziaływań elektromagnetycznych (dla oddziaływań cząstek naładowanych ładunkiem elementarnym wynosi ona $e^2 \sim \frac{1}{137}$) umożliwiła stosowanie rachunku zaburzeń i to pozwoliło przewidzieć efekty fizyczne z ogromną dokładnością rzędu 10^{-6} . Pozornie podobne sukcesy miała również teoria oddziaływań słabych, opierająca się na uniwersalnym sprzężeniu Fermiego. W teorii tej prądy, będące źródłami oddziaływań słabych, oddziałują ze sobą kontaktowo bez udziału pola pośredniego, jakim jest pole fotonowe dla oddziaływań elektromagnetycznych. Niezachowaniu parzystości w oddziaływaniach słabych odpowiada istnienie w teorii zarówno prądów wektorowych jak i aksjalnych, są to przy tym prądy naładowane. Wyjątkowa słabość oddziaływania (stała sprzężenia $G \sim 10^{-5} m_p^{-2}$, gdzie m_p jest masą protonu) nie pozwala na pomiar efektów wyższych rzędów w stałej sprzężenia, pierwszy rząd teorii jest bardzo dobrze zgodny z doświadczeniem. Właściwości pierwszego rzędu są jednak przy bardzo wysokich energiach, znacznie wyższych od obecnych akceleratorowych, sprzeczne z zasadą zachowania prawdopodobieństwa, wyższe zaś rzędy w teorii nie istnieją. Teoria Fermiego oddziaływań słabych jest więc zupełnie niepodobna do teorii oddziaływań elektromagnetycznych i to chyba jest właśnie przyczyną że nie można jej sformułować w sposób matematycznie poprawny.

Pierwszym śladem jednolitej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych był dotąd fakt, że prądy elektromagnetyczne hadronów i ich słabe prądy wektorowe należały do jednego oktetu grupy SU(3). W ostatnim czasie dokonano istotnego kroku w budowie takiej teorii. Oddziaływanie kontaktowe prądu z prądem zastąpiono oddziaływaniem bardzo krótkiego zasięgu przenoszonym przez pośredni naładowany bozon wektorowy o bardzo dużej masie. Jeśli ta masa jest dostatecznie duża (np. 50 GeV/c²), to przy niezbyt wielkich energiach nowa teoria nie różni się praktycznie od teorii Fermiego. Gdyby masa bozonu była rzędu e/G, to stała sprzężenia bozonu pośredniego z parą leptonów byłaby równa stałej sprzężenia fotonu. Lagrangian w tej nowej teorii winien być niezmienniczy ze względu na pewną grupę cechowania i stąd teoria należałaby do tzw. teorii cechowania. Teorie cechowania z niezerową masą naładowanych bozonów pośrednich nie są jednak matematycznie poprawne, nie istnieją w nich wyższe rzędy rachunku zaburzeń i wobec tego nie wzbudzały one dotąd większego zainteresowania. Radykalną zmianę tego stanu spowodowało zastosowanie mechanizmu spontanicznego naruszenia niezmienniczości cechowania.

Stany fizyczne na ogół nie posiadają symetrii potencjału oddziaływania, co widać np. w wypadku stanów wzbudzonych z $l \neq 0$ dla atomu wodoru. Jeżeli taki brak symetrii dotyczy również stanu podstawowego, to mówimy o spontanicznym naruszeniu symetrii. Dobry przykład tej sytuacji stanowi ferromagnetyk poniżej punktu Curie. Gdy tak naruszoną symetrią jest niezmienniczość cechowania lagrangianu, to występujące w lagrangianie cząstki o masie zerowej mogą, jak się okazuje uzyskać masy niezerowe. Przykładem może być zjawisko Meisnera,

w którym długozasięgowe (odpowiadające zerowej masie fotonu) pole magnetyczne w przewodniku zamienia się w obszarze nadprzewodnictwa w pole krótkiego zasięgu (odpowiadające niezerowej masie fotonu) — jest to spontaniczne naruszenie symetrii cechowania oddziaływań elektromagnetycznych. Podobnie w teoriach cechowania oddziaływań słabych i elektromagnetycznych uruchomienie mechanizmu spontanicznego naruszenia symetrii cechowania powoduje, że bozony pośrednie mogą mieć zerowe masy w lagrangianie i dowolne (nawet $50 \text{ GeV}/c^2$) w stanach utworzonych przez ten lagrangian. Foton pozostaje przy tym oczywiście nadal cząstką o masie zerowej. W ten sposób udaje się zbudować jednolitą teorię oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, która jest matematycznie poprawna.

Niezmienność cechowania lagrangianu podobnie jak każda inna symetria wiąże się z koniecznością grupowania cząstek w multiplety i przewiduje istnienie nowych cząstek. Najważniejszymi z nich są ciężkie nienaładowane bozony pośrednie i ciężkie leptony, w procesach słabych istnieć więc winny prądy neutralne podobne do neutralnych prądów elektromagnetycznych. Ich istnienie zostało niedawno potwierdzone doświadczalnie. Sytuacja jest więc bardzo korzystna dla jednolitej teorii ale na razie tylko w świecie leptonów, w którym znamy podstawowe przynajmniej pola elementarne: elektron, mion i odpowiadające im neutrina. Sprawa komplikuje się, gdy chcemy do tego obrazu włączyć hadrony, dla których nie znamy podstawowych pól elementarnych.

W pierwszych próbach opisu oddziaływań silnych hadronów wykorzystano model kwarkowy, który jest świetnie zgodny z doświadczeniem, kwarki nie zostały jednak dotąd zaobserwowane doświadczalnie. Podstawowym założeniem w tym podejściu jest uznanie występujących w modelu trzech kwarków za elementarne składniki hadronów. W takiej teorii oprócz słabych prądów naładowanych pojawiają się także słabe prądy neutralne i przy tym powinny występować słabe oddziaływania hadronów bez wymiany ładunku zarówno zachowujące dziwność (np. $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \dots$) jak i jej niezachowujące (np. $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$). Doświadczalnie jednak pierwsze z nich są tego samego rzędu co oddziaływania z wymianą ładunku (np. $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ + \dots$), zaś drugie okazały się nadzwyczaj słabe, rzędu typowych efektów wyższych rzędów rachunku zaburzeń. W przyrodzie nie ma więc prądów neutralnych zmieniających dziwność.

Usunięcie z teorii prądów neutralnych zmieniających dziwność jest możliwe przez wprowadzenie czwartego kwarku i nowej liczby kwantowej czar C (ang. charm). Czar byłby podobnie jak dziwność ściśle zachowywany w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych. Podstawową symetrią silnych oddziaływań byłaby grupa SU(4) a nie SU(3), przy czym hadrony czarowne (o czarze C $\neq 0$) miałyby masy rzędu kilku GeV/c^2 . Obecnie trwają intensywne poszukiwania takich cząstek, być może pierwszym śladem ich istnienia są dwa zauważone przypadki reakcji $\nu_\mu p \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$ zgłoszone na konferencję.

Czy wszystkie hadrony są rzeczywiście zbudowane z czterech kwarków? Czy można w sposób podobny jak wyżej zbudować teorię oddziaływań silnych? Sprawa ta nie jest prosta. Oddziaływania silne mają bardzo dużą stałą sprzężenia ($g^2 \sim 10$), co uniemożliwia zastosowanie w obliczeniach rachunku zaburzeń, podstawowego narzędzia teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. W tej sytuacji, zamiast liczenia kolejnych wyrazów szeregu perturbacyjnego w stałej sprzężenia, próbuje się zgadnąć inne rozwinięcie, które byłoby zbieżne. Nie operujemy już przy tym pojęciem wymiany bozonów pośrednich ale wprowadzamy pewne formalne twory, zwane biegunami Regge'go, które możemy wymieniać między hadronami podobnie do powyższych pól. Otrzymujemy w ten sposób rozwinięcie perturbacyjne w stałej sprzężenia hadronów z biegunami Regge'go a stała ta jest już mniejsza od jedności. Przy użyciu tego podejścia udało się m. in. w naturalny sposób wyjaśnić wzrost całkowitych przekrojów czynnych przy najwyższych energiach akceleratorowych. Udowodniono także, że metoda ta jest spójna matematycznie. Trzeba jednak podkreślić, że jest to zaledwie eleganckie podejście fenomenologiczne i jego związek z fundamentalną dynamiką oddziaływań silnych nie został dotąd zbadany.

Próba zbudowania teorii silnych oddziaływań na wzór jednolitej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych nie okazała się jednak próbą czysto akademicką, gdyż doszło do od-

krycia niesłuchanie ciekawej właściwości, zwanej swobodą asymptotyczną. Okazało się, że niezależnie od wartości silnej stałej sprzężenia tego typu teoria dla dużych przestrzennopodobnych pędów cząstek przechodzi w teorię praktycznie swobodną tak, jakby dla takich pędów stała sprzężenia była bardzo mała. Przy dostatecznie krótkich odległościach oddziaływania silne muszą więc być wcale silniejsze od elektromagnetycznych i słabych i można tam stosować zwykły rachunek zaburzeń.

Właściwość oddziaływań silnych polegająca na tym, że kwarki wyjątkowo silnie związane na dużych odległościach w hadronach (przy małych przekazach pędu) zaczynają dla odległości mniejszych (przy dużych przekazach pędu) zachowywać się jak chmura swobodnych punktowych cząstek, była uprzednio opisywana modelem partonów. Model ten dobrze wyjaśniał obserwowane właściwości skalowania rozkładów inkluzywnych dla głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów na protonach. Wydaje się, że mamy również bardziej bezpośrednie potwierdzenie obecności pewnej podstruktury wewnątrz hadronów w postaci obfitszej, niż wynikałoby to z ekstrapolacji z obszaru małych kątów, produkcji pionów z pędami poprzecznymi $p_T \gtrsim 2 \text{ GeV}/c$. Wartość przekroju czynnego dla dużych p_T wydaje się wskazywać, że oddziaływania między ewentualnymi składnikami są stosunkowo słabe, ale znacznie silniejsze od elektromagnetycznych. Okazało się także, że o wiele częściej, niż to wynikałoby z rozpadów hadronów, produkują się leptony o dużym p_T . Ten wynik, podobnie jak łamanie skalowania w rozpraszaniu mionów na protonach czy dyskutowana już sprawa reakcji $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$ pozostają w sprzeczności z modelem partonów. Być może model ten nie powinien być stosowany w obszarze pędów czasopodobnych, gdzie własności asymptotycznej swobody nie można udowodnić. Inną możliwość stanowi uwzględnienie oddziaływań w stanie końcowym, które mogą drastycznie zmienić przewidywania.

Chociaż dużo spraw pozostało nie wyjaśnionych i przybyły nowe zagadki, to jednak konferencja przebiegała w wyjątkowo optymistycznej atmosferze. Wydawało się bowiem, że widać już zarysy przyszłej jednolitej teorii cząstek elementarnych.

Michał Świecki, Andrzej Ziemiński

C. Kittel: *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1974, str. 643, cena zł 90,—

Podręcznik C. Kittela *Wstęp do fizyki ciała stałego* obchodzić będzie niebawem swoje dwudziestelecie, przy czym czytelnikowi polskiemu znany jest już od ponad czterestu lat. Fizyka ciała stałego jest bardzo młodą i szalenie dynamicznie rozwijającą się w ostatnim trzydziestoleciu gałęzią fizyki. Stąd też i konieczność modernizacji i uzupełnień nawet najlepszych opracowań monograficznych.

W roku 1974 ukazało się nakładem Państwowego Wydawnictwa Naukowego trzecie wydanie tej książki. Pod skromnym napisem „wydanie trzecie poprawione” kryją się niebagatelne zmiany, jako że z pierwszym polskim wydaniem tej książki z roku 1960 łączy ją chyba jedynie nazwisko autora i nie zmieniony tytuł. Książka została właściwie napisana zupełnie na nowo w znacznie większej objętości i w zmodernizowanym układzie.

Przed kilku laty ukazało się nakładem PWN drugie wydanie *Wstępu do fizyki ciała stałego*, którego treść praktycznie nie odbiega od wydania trzeciego. Jednakże szereg błędów i nieścisłości, które wkrały się przy tłumaczeniu, znacznie obniża wartość dydaktyczną książki, szczególnie dla młodego czytelnika, jakim jest student. W obecnym, trzecim, wydaniu błędy te zostały usunięte i jest to pełnowartościowy podręcznik zarówno dla studentów specjalizujących się w dziedzinie fizyki ciała stałego, jak też i cenna monografia dla studentów innych gałęzi fizyki. Wydanie to zostało wzbogacone około 300 rysunkami i fotografiami oraz napisane jest w sposób prosty i przejrzysty, tak że stać się może cenną lekturą uzupełniającą dla inżynierów pracujących nad zastosowaniami fizyki ciała stałego w technice, którzy chcieliby rozszerzyć i pogłębić swoją wiedzę w dziedzinie podstawowych zjawisk zachodzących w ciele stałym. Pierwsze rozdziały dotyczące struktury krystalicznej i jej badania własności sieci krystalicznej zostały rozbudowane a jednocześnie bardziej przystosowane do obecnego stanu badań w ciele stałym. Znacznie więcej miejsca poświęcił autor problematyce gazu elektronowego oraz strukturze pasmowej elektronów w ciałach stałych. Bardzo interesujący jest zaproponowany przez autora paralelizm w fizycznym rozumieniu przerwy energii wzbronionych elektronów w ciele stałym oraz odbicia Bragga promieni rentgenowskich na sieci krystalicznej. W sposób jasny i precyzyjny wprowadzone zostało pojęcie „dziury”, które to w wielu poprzednich podręcznikach różnych autorów wprowadzane było intuicyjnie i nie zawsze precyzyjnie.

Omówiono w sposób bardziej szczegółowy niż w pierwszych wydaniach pobudzenia elementarne w sieci krystalicznej, takie jak fonony, plazmony, ekscytony itd. Jest to krok bardzo istotny, jako że tym to właśnie językiem operuje się we współczesnych badaniach fizyki ciała stałego.

Znacznie wzbogacony w stosunku do pierwszej wersji jest materiał dotyczący nadprzewodnictwa zarówno nadprzewodników pierwszego jak i drugiego rodzaju.

Szereg istotnych zagadnień fizyki ciała stałego, które z braku miejsca nie znalazły miejsca w monografii Kittela, zostało wymienionych, a zainteresowanych czytelników odsyła autor do zaktualizowanej bibliografii zawierającej nie tylko opracowania książkowe, ale również prace oryginalne o wyjątkowym znaczeniu. W tej formie książka C. Kittela *Wstęp do fizyki ciała stałego* dobrze służyć może przez następne lata studentom fizyki oraz wszystkim innym, którzy chcieliby na poziomie akademickim zapoznać się z głównymi problemami fizyki ciała stałego. Oby tylko grono tych, którzy sięgną po to bezcenne opracowanie było jak najliczniejsze.

Marian Grynberg

Iwo Białynicki-Birula i Zofia Białynicka-Birula, *Elektrodynamika kwantowa*, Biblioteka Fizyki, tom 1, PWN, Warszawa 1974, str. 425, cena zł. 85,—

Czytając *Elektrodynamikę kwantową* Iwa oraz Zofii Białynickich-Birulów, trudno zorientować się czy ma się w ręku podręcznik, czy też monografię. Prawdopodobnie przyczyna leży w tym, że autorzy powzięli ambitny zamiar napisania dzieła łączącego w sobie zalety obu wyżej wymienionych gatunków książek naukowych. Czy im się ten zamiar powiódł?

Wydaje się, że tego rodzaju przedsięwzięcie skazane jest z góry na niepowodzenie, inne bowiem są kryteria i cele podręcznika, a inne monografii. Nie tu miejsce i stosowna pora, by dyskutować na temat metodologicznych i dydaktycznych wymogów, jakie powinny spełniać te dwa typy książek naukowych, są one zresztą dosyć oczywiste. Należy podkreślić, że szczególnie początki rozdziałów I, III i IV mają ambicje sformułowań na jak najwyższym poziomie abstrakcji i ścisłości, jakie byłyby na miejscu w dziele o charakterze monograficznym, ale nie w podręczniku. Zresztą przedstawione tam sformułowania są dosyć kontrowersyjne i okazuje się, że nie są one wcale potrzebne dla studiowania dalszych partii książki, z których dodanie rozdziału o „normalna” elektrodynamika kwantowa z wszystkimi jej zaletami i wadami.

Jej zalety są natury praktycznej, wady natury fundamentalnej. Praktyczne zalety polegają na realnej możliwości dokonywania obliczeń przy pomocy rachunku zaburzeń w godnej podziwu zgodności z faktami doświadczalnymi, zaś wada polega głównie na tym, że do dziś nie wiadomo czy cały zrenormalizowany szereg perturbacyjny jest zbieżny i czy dokładne rozwiązania (o ile istnieją) mają te własności, jakie sugerują urwane szeregi perturbacyjne.

Jeśli recenzowana książka miałaby być monografią o elektrodynamice kwantowej, to można by jej zarzucić pewne braki, np. to, że nie porusza wcale problemu tzw. asymptotycznej swobody związanej z granicą wysoko-energetyczną. Należałoby ją również rozszerzyć przez dodanie rozdziału o zunifikowanej teorii cechowania dla oddziaływań słabych i elektromagnetycznych.

Z drugiej strony należy podkreślić świetne pod względem dydaktycznym przedstawienie praktycznych aspektów teorii, a w szczególności technik rachunkowych, renormalizacji i zastosowanie nowoczesnej metody tzw. regularyzacji wymiarowej t'Hoofta i Veltmana. Bardzo ładna jest również idea jednego ze współautorów stosowania techniki diagramów Feynmana bezpośrednio do obliczania prawdopodobieństw przejścia, co redukuje liczbę stałych renormalizacyjnych z trzech do dwóch fizycznych: masy i ładunku.

W ostatecznym bilansie książka jest więc niewątpliwie pożyteczna i godna polecenia tym wszystkim, którzy pragną uzyskać biegłość w posługiwaniu się elektrodynamiką kwantową dla celów praktycznych.

Jerzy Rayski

Nowe władze PAN

Rada Ministrów zatwierdziła skład Prezydium PAN wybrany w dniu 19 grudnia 1974 przez Zgromadzenie Ogólne PAN:

Prezes — Włodzimierz Trzebiatowski, członek rzeczywisty PAN,

Wiceprezesa — Marian Mięśowicz, członek rzeczywisty PAN, Witold Nowacki, członek rzeczywisty PAN, Szczepan Pieniążek, członek rzeczywisty PAN, Jan Szczepański, członek rzeczywisty PAN.

Członkami Prezydium zostali m. in. Jerzy Kołodziejczak, członek korespondent PAN i Andrzej Trautman, członek korespondent PAN.

Na sekretarza naukowego PAN został powołany Jan Kaczmarek, członek rzeczywisty PAN, a na jego zastępców Tadeusz Orłowski, członek rzeczywisty PAN i Jerzy Kołodziejczak, członek korespondent PAN.

Sekretarzem Wydziału III Nauk Matematyczno-Fizycznych, Chemicznych i Geologiczno-Geograficznych został Jan Michalski, członek rzeczywisty PAN. Zastępcą Sekretarza Wydziału III PAN został Roman Teisseyre, członek korespondent PAN.

• Członkowie zagraniczni PAN

Polska Akademia Nauk powołała do swego grona nowych członków zagranicznych. M. in. członkami zagranicznymi PAN zostali:

K. Batchelor, członek Royal Society, kierownik Wydziału Matematyki Stosowanej i Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Cambridge,

Louis Néel, członek francuskiej Akademii Nauk, profesor uniwersytetu w Grenoble,

Glenn T. Seaborg, członek Narodowej Akademii Nauk USA, profesor Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley,

Nikołaj N. Siemionow, członek rzeczywisty Akademii Nauk ZSRR, dyrektor Instytutu Fizyki Chemicznej AN ZSRR.

IUPAP

Komitet Wykonawczy IUPAP postanowił utworzyć nową komisję — Elektroniki Kwantowej. Zgodnie ze statutem IUPAP taka decyzja podlega zatwierdzeniu przez Zgromadzenia Ogólne. Do czasu najbliższego Zgromadzenia Ogólnego (wrzesień 1975) Komisja Elektroniki Kwantowej działa w następującym składzie: przewodniczący — B. Lax (USA), członkowie — A. M. Prochorow (ZSRR), J. C. Vienot (Francja), B. Junge (NRD) i K. Shimoda (Japonia).

Komitet Wykonawczy IUPAP powołał następujące osoby na członków Międzynarodowego Komitetu Ogólnej Teorii Względności i Grawitacji, który jest komisją afiliowaną: W. L. Ginzburg (ZSRR), W. Fairbank (USA), A. Trautman (Polska) i M. A. Tonnelat (Francja).

Nowe władze ICSU

Zgromadzenie Ogólne Międzynarodowej Rady Unii Naukowych (ICSU) wybrało nowy Komitet Wykonawczy w składzie: prezydent — Harrison Brown (USA), wiceprezydent — F. Bruno Straub (Węgry), sekretarz generalny — Sir John Kendrew (W. Brytania), skarbnik — D. A. Bekoe (Gana), były prezydent — J. Coulomb (Francja), członkowie — R. Hunsperger (Szwajcaria), C. de Jager (Holandia), H. Meier-Leibnitz (RFN), J. Sahade (Argentyna).

Reprezentantem IUPAP-u w Komitecie Wykonawczym ICSU jest prof. Maier-Leibnitz.

ICSU zaleca ograniczyć opłaty kongresowe

Międzynarodowa Rada Unii Naukowych wydała zalecenie, aby opłata kongresowa nie przekraczała normalnie 30 dol., a w żadnym przypadku nie przekraczała 50 dol. Organizatorzy konferencji międzynarodowych, pragnący korzystać z pomocy finansowej IUPAP, muszą się bezwzględnie stosować do tego przepisu.

Nagroda Nobla dla astronomów

Nagrodę Nobla z fizyki za r. 1974 otrzymali brytyjscy radioastronomowie z Cambridge: profesorowie Martin Ryle i Antony Hewish. Jest znamienym faktem, że choć przyznawano ostatnio nagrodę Nobla z fizyki za wkład do astrofizyki (Bethe, Alfvén), dopiero teraz nagroda ta przypadła w udziale rasowemu astronomom, nie fizykom.

Dobry to objaw czy zły — to przechwyconie nagrody Nobla z fizyki przez astronomów? I czy grozi to i w przyszłości? Zamість odpowiedzi pozwolę sobie na zacytowanie fragmentów referatu, jaki na posiedzeniu Prezydium Akademii Nauk ZSRR, poświęconym omówieniu działalności Wydziału Fizyki Ogólnej i Stosowanej w grudniu 1964 roku przedstawił zmarły niedawno, wybitny uczoney Lew Arcimowicz: „W fizyce doby dzisiejsze istnieją dwa (i tylko dwa, w dodatku skrajnie odległe) kierunki, z których możemy spodziewać się rewolucyjnej zmiany naszych wyobrażeń o właściwościach świata materialnego. Jeden z tych kierunków — to fizyka cząstek elementarnych. Bada ona procesy, w których pomiędzy cząstkami, poruszającymi się z prędkością niewiele mniejszą od prędkości światła, zachodzi wymiana olbrzymich ilości energii. Badanie jednakże budowy, pochodzenia oraz ewolucji gwiazd i galaktyk stanowi coś jeszcze wspanialszego i bardziej pociągającego. Skrajnym zarozumiałstwem byłoby sądzić, że w ciągu krótkiej historii rozwoju idei fizycznych udało się nam zdobyć wszystkie niezbędne klucze do wykrycia prawidłości, rządzących procesami rozwoju wszechświata. Tu więc należy właśnie szukać nowych praw fizyki.

Rozwój nowej metody badawczej — radioastronomii, jak również wylaniające się dziś

możliwości prowadzenia obserwacji astronomicznych poza atmosferą ziemską, winny już w ciągu najbliższych dziesięcioleci wniesć taką ilość nowej informacji, że w obliczu jej zbledną nagromadzone w ciągu tysiącleci istnienia dotychczasowej astronomii (niebogatęj w sensacje) dane”.

W rozważaniach swych Arcimowicz posłużył się kwestią kwazarów jako przykład niespodzianek, których dostarczyć może współczesna astrofizyka. W ciągu dziesięciu lat od wypowiedzenia tych jego słów doszły dalsze, niezwykle sensacyjne odkrycia astronomiczne: wykrycie promieniowania szczałkowego z pierwszych faz ewolucji Wszechświata, odkrycie pulsarów, stwierdzenie obecności dużych ilości złożonych molekuł chemicznych w przestrzeni międzygwiazdowej, wykrycie dyskretnych źródeł promieniowania rentgenowskiego, wreszcie doniesienia o odkryciu fal grawitacyjnych i czarnych jam. O obu ostatnich sprawach wspomnieliśmy ostrożnie, istnieją bowiem wśród specjalistów spore rozbieżności i wątpliwości. Cztery pierwsze z listy odkryć, przytoczonych wyżej, nie budzą jednak wątpliwości; trzy spośród nich zaś dokonane zostały dzięki radioastronomii.

Nie zatem dziwnego, że laureatami nagrody Nobla zostali radioastronomowie. Słusznie im się to należało. Nie ma też chyba w świecie nauki wątpliwości w kwestii, kto spośród radioastronomów powinien nagrodę otrzymać. Więc przede wszystkim Sir Martin Ryle, noszący tytuł „astronoma królewskiego”, laureat wielu nagród, doktor *honoris causa* m. in. Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu (promocja odbyła się podczas jego pobytu w Polsce jesienią 1973 roku). Z jego nazwiskiem łączy się rozwój radioastronomii w Cambridge; od 1947 roku pomógł mu w tym Antony Hewish.

Od początku swej działalności radioastronomowie z Cavendish Laboratory dążyli do uzyskania przy użyciu swych przyrządów zdolności rozdzielczej porównywalnej ze zdolnością rozdzielczą teleskopów optycznych. Cel to niezwykle ambitny, jeśli wziąć pod uwagę stosunek długości fal radiowych do długości w zakresie optycznym. Cel ten zrealizowano dzięki zastosowaniu zasady syntezy apertury. Aktualnie działający „Teleskop Pięciokilometrowy” w Cambridge (faktycznej długości

4,6 km) odznacza się zdolnością rozdzielczą rzędu jednej sekundy łuku. Wyniki uzyskane przy użyciu aparatury skonstruowanej przez Ryle'a i współpracowników przesądziły przed dziesięć laty rywalizację pomiędzy modelem stanu stacjonarnego (steady-state model) a modelami ewolucyjnymi Wszechświata na rzecz tych ostatnich. Dokładne mapy radiowe nieba pozwoliły grupie Ryle'a na uzyskanie obrazu procesów niestacjonarnych związanych z radiogalaktykami i kwazarami.

Odkryciem najbardziej spektakularnym stało się niewątpliwie odkrycie pulsarów, do którego doszło w Obserwatorium Radioastronomicznym kierowanym przez Ryle'a. W sierpniu 1967 roku pani Jocelyn Bell-Burnell, doktorantka pracująca pod kierunkiem A. Hewisha, zauważyła przypadkowo nowe źródło promieniowania radiowego, odznaczające się okresem nadzwyczaj krótkim (rzędu sekundy) i zadziwiająco stałym. Obserwacja ta, potwierdzona przez skrupulatne dalsze badania grupy Hewisha, legła u podstaw pierwszego doniesienia o pulsarach. Można powiedzieć, że odkrycie pierwszego pulsara było czymś przypadkowym, ale tego rodzaju przypadki zwykły się zdarzać ludziom dobrze przygotowanym. Wkrótce okazało się, że pulsary są długo oczekiwanymi i uważanymi za niemożliwe do zaobserwowania gwiazdami neutronowymi.

Lista kilkunastu nazwisk uczonych, prowadzących badania w Cavendish Laboratory (są wśród nich uczeni tej miary co J. W. Rayleigh, J. J. Thomson, E. Rutherford, W. L. Bragg, F. W. Aston, Ch. Wilson, J. D. Cockcroft, J. Chadwick, a ostatnio twórcy biologii molekularnej J. C. Kendrew i M. Perutz) wzbogaciła się o nowe nazwiska. Jest rzeczą charakterystyczną dla oceny nowych kierunków rozwojowych w nauce, jak bardzo kierunki najpoważniejszych, nagrodzonych nagrodą Nobla badań w tym laboratorium odchyliły się od pierwotnych.

Sir Martin Ryle urodził się w dniu 27 września 1918 r. Studia wyższe odbył w Oxfordzie. W latach II wojny światowej pracował w Telecommunications Research Establishment, od 1945 roku pracuje w Cambridge, gdzie przeszedł kolejne szczeble drabiny uniwersyteckiej od stanowiska wykładowcy (Lecturer) do profesora radioastronomii (od 1959).

Antony Hewish urodził się 11 maja 1924 r. W latach 1943—1946 odbył służbę wojskową, następnie studia w Cambridge, gdzie od 1951 r. zatrudniony był na stanowisku pracownika badawczego (research fellow), a od 1971 r. jest profesorem.

B. Kuchowicz

Doktorat *honoris causa* dla Leona Van Hove

W dniach 14—18 stycznia 1975 r. przebywał w Polsce na zaproszenie Uniwersytetu Warszawskiego profesor Leon Van Hove, wybitny fizyk teoretyk. Na uroczystej sesji zorganizowanej z okazji XXX-lecia Polski Ludowej, wznowienia działalności Uniwersytetu po wojnie i wyzwolenia Warszawy, profesor Van Hove otrzymał tytuł doktora *honoris causa* Uniwersytetu Warszawskiego. Promotorem był prof. Jerzy Pniewski.

Profesor Van Hove uzyskał stopień doktora filozofii w zakresie nauk matematycznych na Uniwersytecie w Brukseli i tam rozpoczął pracę naukową. Następnie był profesorem i dyrektorem Instytutu Fizyki Teoretycznej na Uniwersytecie w Utrechcie. W r. 1961 zostaje dyrektorem Departamentu Fizyki Teoretycznej Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych (CERN) w Genewie oraz zastępcą dyrektora do spraw nauki. Przebywając nadal w Ośrodku CERN podejmuje w okresie ostatnich trzech lat obowiązki dyrektora Instytutu Maxa Plancka w Monachium.

Działalność naukową rozpoczął profesor Van Hove od prac matematycznych. Następnie zajmował się podstawami mechaniki statystycznej, kwantową teorią pola, fizyką jądra atomowego, wreszcie podstawowymi badaniami z zakresu teorii cząstek elementarnych i procesów fizyki wysokich energii prowadzących do produkcji wielu cząstek.

Od wielu lat profesor Van Hove bardzo ściśle współpracuje z fizykami polskimi. Jako wicedyrektor CERN-u niejednokrotnie stwarzał fizykom polskim możliwość udziału w pracy na terenie tego ośrodka.

Podczas ostatniego pobytu w Polsce wygłosił trzy referaty na seminariach w Warszawie i Krakowie.

Maria Bardadin-Otwinowska

Nagrody Amerykańskiego Towarzystwa Optycznego

W r. 1974 Amerykańskie Towarzystwo Optyczne przyznało Medal Fredericka Ivesa Davidowi L. MacAdamowi z Laboratorium Badawczego firmy Eastman Kodak za jego pionierskie prace w dziedzinie wiedzy o barwie. MacAdam wniósł bardzo istotny wkład w dziedzinę kolorymetrii, fotografii kolorowej, telewizji kolorowej i standaryzacji barw. W r. 1963 MacAdam był prezesem Amerykańskiego Towarzystwa Optycznego, a od 1964 jest redaktorem „Journal of the Optical Society of America”.

Nagrodę Edgara D. Tilyera, przyznawaną co drugi rok za badania optyczne, otrzymał Yves Le Grand, dyrektor Narodowego Muzeum Historii Naturalnej w Paryżu. Yves Le Grand, wychowanek Ecole Polytechnique, zajmuje się fotometrią i optyką fizjologiczną.

Nagrodę Williama F. Meggersa otrzymał fizyk kanadyjski Harry L. Welsh, profesor uniwersytetu w Toronto, za badania w dziedzinie spektroskopii molekularnej i badania się międzymolekularnych.

Zernike u Philipsa

Frits Zernike (Nagroda Nobla z fizyki 1953) przeszedł z firmy Perkin-Elmer do laboratorium Philipsa, gdzie kieruje działem optoelektroniki i technologii cienkich warstw.

VI Konferencja Elektroniki Kwantowej i Optyki Nieliniowej

W dniach 22—24 IV 1974 r. odbyła się w Poznaniu VI Konferencja Elektroniki Kwantowej i Optyki Nieliniowej (EKON VI). Konferencja ta jest kontynuacją poprzednich konferencji, które odbywały się co dwa lata w Poznaniu pod nazwą Radiospektroskopia i Elektronika Kwantowa (REK) i powstała z podziału REK-u na konferencje EKON i RAMIS (Radiowa i Mikrofalowa Spektroskopia).

Konferencję pod patronatem Polskiego Towarzystwa Fizycznego organizowały Instytuty Fizyki UAM i PAN w Poznaniu oraz Instytut Elektroniki Kwantowej WAT w Warszawie. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. Stanisław Kielich,

wiceprzewodniczącymi: doc. Franciszek Kaczmarek i doc. Tadeusz Machowski, a sekretarzem konferencji — dr Zdzisław Błaszczak.

W konferencji wzięło udział 350 uczestników, w tym 16 z zagranicy. Obrady odbywały się w czterech sekcjach: A — Elektronika kwantowa, B — Technika laserowa i jej zastosowania, C — Optyka kwantowa i holografia oraz D — Optyka nieliniowa. Wygłoszono 12 referatów wprowadzających sekcyjnych, 152 komunikaty naukowe w sekcjach oraz następujące referaty plenarne: B. Paszkowski — *Perspektywy zastosowań laserów w gospodarce narodowej*, S. Kaliski (w zastępstwie referat wygłosił S. Denus) — *Laserowe nagrzewanie i kompresja plazmy pod kątem mikrosyntezy termojądrowej*, A. Piekara — *Zjawiska autokolimacji w ośrodkach gazowych, ciekłych i stałych*, oraz Z. Puzewicz — *Kierunki rozwoju techniki laserowej*. Uczestnicy Konferencji otrzymali 4 tomy materiałów konferencyjnych zawierające teksty komunikatów. Referaty plenarne i sekcyjne zostaną wydrukowane w specjalnym tomie pokonferencyjnym.

W ramach konferencji zorganizowano również pokaz hologramów. W trakcie trwania Konferencji odbyło się posiedzenie Komitetu Naukowego poświęcone omówieniu przebiegu Konferencji i wytyczeniu jej dalszego kierunku rozwoju.

Następna Konferencja EKON VII odbędzie się tradycyjnie w Poznaniu wiosną 1976 roku.

Adam Patkowski

III Ogólnopolskie Seminarium Mössbauerowskie

W dniach 4—5 kwietnia 1974 r. odbyło się w Krakowie kolejne III Ogólnopolskie Seminarium Spektroskopii Mössbauerowskiej i jej Zastosowań, zorganizowane przez Instytut Fizyki Jądrowej i Z-d Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki UJ. Celem Seminarium, w którym brało udział ok. 80 osób, było robocze spotkanie się przedstawicieli różnych ośrodków naukowo-badawczych w kraju bezpośrednio zajmujących się jak i pośrednio zainteresowanych spektroskopią Mössbauerowską. W wygłoszonych 22 referatach, głównie z prac własnych, przedstawiono i przedyskutowano niektóre z aktualnie w Polsce

prowadzonych metodą efektu Mössbauera badań struktury ciała stałego, chemicznych i magnetycznych własności związków, stopów metalicznych, substancji biologicznych i in. Badania te, w wielu przypadkach realizowane wspólnie z badaniami prowadzonymi metodami blisko spokrewnionymi, mają charakter kompleksowy.

Problemom magnetyzmu w materiałach magnetycznych, zajmującym jedno z czołowych miejsc w fizyce ciała stałego, poświęcone były referaty; J. Piekoszewski, L. Dąbrowski, J. Suwalski (IBJ, Świerk), S. Makolągwa (WBR, Polfer, Warszawa) — *Badanie wpływu rozcieńczenia magnetycznego ferri-magnetyków na stan ich uporządkowania spinowego*; W. W. Robins, J. Korecki, J. Żukrowski, K. Krop (IM AGH, Kraków) — *Wpływ sąsiadujących atomów chromu na pole efektywne na jądrach ^{57}Fe w stopach Fe-Cr*; J. Frackowiak, B. Jankowski, J. Kansy, T. Panek (IF UŚL, Katowice), H. Mrowiec (IMN, Gliwice) — *Procesy porządek — nieporządek w stopach Fe-Ni i ich analiza metodą spektroskopii jądrowego rezonansu gamma*.

Zagadnieniu superparamagnetyzmu i możliwości jego badania metodą spektroskopii Mössbauerowskiej przedstawiono w referatach; B. Wróblewska, K. Krop (IM AGH, Kraków) — *Czas relaksacji superparamagnetycznych cząstek o anizotropii regularnej w polu magnetycznym*; W. Karas, J. Korecki, (IM AGH, Kraków) — *Wpływ relaksacji momentu magnetycznego superparamagnetycznych cząstek $\beta\text{-Co}$ w stopie Cu-1%Co na kształt widma mössbauerowskiego*. B. Sawicka (IFJ, Kraków), J. Sawicki, J. Stanek (IF UJ, Kraków) w referacie *Interpretacja wyników dla Fe : Al* podali cenne informacje (rokujące duże perspektywy w badaniach półprzewodników) uzyskane metodą efektu Mössbauera dla Fe implantowanego do matrycy Al. Badanie wpływu czynników zewnętrznych na stabilność związków chemicznych było treścią referatów: M. Kopcewicz, A. Kotlicki, M. Szefer, (IFD UW, Warszawa) — *Badanie metodą efektu Mössbauera związków żelaza powstających w solach Mohra pod wpływem naswietlania protonami*; J. Frackowiak, B. Jankowski, J. Kansy, T. Panek, A. Makowski, J. Siechowski, (IF i ICh UŚL, Katowice) — *Termiczny rozkład $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ i jego analiza*

przy pomocy efektu Mössbauera. Zastosowanie metody mössbauerowskiej w badaniach struktury nadsubtelnej w substancjach biologicznych i jej modelach analogowych przedstawiono w referatach: A. Antonow, B. Jeżowska-Trzebiatowska (ICh UW, Wrocław), A. Z. Hrynkiewicz, D. S. Kulgawczuk (IFJ, Kraków) — *Badanie struktury elektronowej i molekularnej związków kompleksowych fragmentów kwasów nukleinowych z żelazem*; A. Z. Hrynkiewicz, D. S. Kulgawczuk, J. Greła (IFJ, Kraków), H. Przywarska-Bonicka, L. Trynda (ICh UW, Wrocław) — *Efekt Mössbauera w kompleksach Fe-sulfotolocyjanina — Globina*. Badania wyżej wymienionych problemów prowadzone metodami pokrywnymi zostały omówione w referatach: H. Przywarska-Bonicka, L. Trynda (ICh UW, Wrocław) — *Kompleksy pochodnych fialocyjaniny z globiną jako modele hemoglobiny*; B. Jeżowska-Trzebiatowska, A. Ożarowski, H. Kozłowski, T. Cukierda (ICh UW, Wrocław) — *Oddziaływanie wymienne w dwurdzeniowych związkach żelaza*.

Badania z dziedziny brązków omówili J. Piekoszewski, L. Dąbrowski, J. Suwalski (IBJ, Świerk), A. Polaczek (IChF UW, Warszawa) — *Badanie brązu europejskiego metodą EM*. Unikalność i selektywną czułość efektu Mössbauera na skład fazowy wykorzystano w badaniach własności stali. Uzyskane cenne informacje mogące mieć duże znaczenie w przemyśle omówiono w referatach: J. Waliś, J. Piekoszewski, L. Dąbrowski, J. Suwalski (IBJ, Świerk) — *Badanie wpływu obróbki cieplnej na skład fazowy stali szybko-tnących*; J. Frackowiak, B. Jankowski, J. Kansy, T. Panek, J. Lełątko (IF i ICh UŚL, Katowice) — *Analiza dyspersyjnego utwardzania stali kobaltowo-chromowej o podwyższonej wytrzymałości przy pomocy efektu Mössbauera*. Opracowywanie otrzymanych w wielu przypadkach dość złożonych widm mössbauerowskich wymaga korzystania z maszyny cyfrowych. Problemy te zostały omówione w referatach: L. Dąbrowski (IBJ, Świerk) — *Struktura programów numerycznych EM na maszynie cyfrową CYBER 70*; J. Żukrowski, S. M. Dubiel (IM AGH, Kraków) — *Metoda wyznaczania rozkładu pól nadsubtelnych z widm mössbauerowskich*; J. Kansy, J. Frackowiak, B. Jankowski, T. Panek

(IF UŚI, Katowice) — *Analiza złożonych widm mössbauerowskich.*

Problemy aparaturowo-pomiarowe spektroskopii mössbauerowskiej przedstawiono w referatach: J. Piekoszewski, L. Dąbrowski (IBJ, Świerk), K. Kisińska (IFD UW, Warszawa) — *Optymalizacja grubości absorbenta w pomiarach EM*; J. Korecki, K. Krop (IM AGH, Kraków) — *Próżniowy piec do pomiarów mössbauerowskich*; B. Jankowski, T. Panek (IF UŚI, Katowice) — *Zastosowanie wielokanałowego analizatora AI-1024-4 do spektrometru efektu Mössbauera pracującego w układzie stałego przyspieszenia.*

Spotkanie upłynęło w koleżeńskej i miłej atmosferze, co z pewnością przyczyni się do utrzymania i dalszego rozwijania współpracy zarówno między poszczególnymi grupami zajmującymi się spektroskopią mössbauerowską, jak też i ośrodkami zainteresowanymi.

D. Kulgawczuk

Kwark czarowny?

Pod koniec roku 1974 zapanowało w świecie fizyków badających cząstki elementarne duże podniecenie. Oto bowiem w doświadczeniu ze zderzającymi się wiązkami elektronów i pozytonów w Stanford oraz w reakcji rozpraszania proton-proton w Brookhaven znaleziono nową cząstkę nazwaną $\Psi(3105)$ o masie 3105 MeV. Nie byłoby w tym odkryciu nic nadzwyczajnego, jako że cząstek elementarnych znamy już kilkaset, gdyby nie wyjątkowo długi czas życia, czyli mała szerokość połowkowa rozkładu masy cząstki $\Psi(3105)$ wynosząca około 50 keV, trzy rzędy wielkości mniejsza niż typowe szerokości rezonansów hadronowych.

Istnienie tej cząstki zostało potwierdzone w innych laboratoriach, a wkrótce potem odkryto dwie nowe cząstki: $\Psi(3695)$ o masie 3695 MeV, szerokości około 1 MeV, a więc znów stosunkowo małej i rozpadającej się w 30—50% na pierwszą cząstkę $\Psi(3105)$ i dwa piony oraz $\Psi(4200)$ o masie około 4200 MeV i szerokości około 150 MeV, a więc już „normalnej”. Dane dotyczące tej ostatniej nie są jeszcze zupełnie pewne.

Stosunkowo duża trwałość cząstek $\Psi(3105)$ oraz $\Psi(3695)$ sugeruje, że rozpoczynają one pewną nową rodzinę cząstek, w której do

znanych już reguł wyboru i symetrii związanych z grupą SU(3) dochodzą do głosu nowe reguły i symetrie. Fakt, że nowe cząstki są hadronami, jest dość silnie sugerowany przez dużą wagę rozpadu $\Psi(3695) \rightarrow (3105) + 2\pi$ zmierzoną w doświadczeniu. Ze względu na kanał produkcji $e^+e^- \rightarrow \Psi$ spin wszystkich tych cząstek jest $J = 1$, a parzystość ujemna.

Cóż na to wszystko teoria? Naszkicujemy tu jedynie jedną, naszym zdaniem najbardziej elegancką, interpretację pojawiania się powyższych cząstek. Interpretacja ta wymaga istnienia nowej liczby kwantowej, czaru C (ang. charm), który byłby, podobnie do dziwności, ściśle zachowany w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych. Otóż w tworzonej ostatnio jednolitej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych rozpad hadronów dają się poprawnie opisać tylko wtedy, jeśli do znanych już trzech kwarków, będących źródłem symetrii SU(3), dodamy czwarty kwark czarowny. Pojawiająca się wtedy nowa symetria SU(4) mogłaby być równoważna w obszarze niezbyt dużych mas symetrii SU(3), o ile nowy kwark byłby dużo cięższy od pozostałych.

Powyższa hipoteza wymaga istnienia ciężkich hadronów, które uzupełniałyby znane multiplety SU(3) do zwiększonych multipletów SU(4). I tak oktet plus singlet SU(3) mezonów wektorowych $J^P = 1^-$ zwiększałby się do kwindecymetu i singletu SU(4), gdzie oprócz sześciu nowych cząstek o czarze $C = \pm 1$ pojawiłby się nowy ciężki mezon z $C = 0$, będący stanem związanym pary czarownej kwark-antkwark. Jedynie ten ostatni mezon może być utożsamiony z hadronem Ψ , gdyż czar może się zmieniać tylko w oddziaływaniach słabych, które nie są odpowiedzialne ani za produkcję, ani za rozpad Ψ .

Tak więc $\Psi(3105)$ mógłby być stanem związanym pary kwarków czarownych, a $\Psi(3695)$ i $\Psi(4200)$ radialnie wzbudzonymi stanami tej pary. Ta interpretacja pozwala na powiązanie małej szerokości mezonu $\Psi(3105)$ z małą, chociaż większą, szerokością na rozpad π -mezonowe mezonu Φ będącego stanem związanym pary kwarków dziwnych. Półempiryczna reguła Zweiga zabrania bowiem kwarkom anihilować i powyższe mezony mogą się rozpadać jedynie poprzez słabe

łamanie tej reguły. Reguła Zweiga wyjaśnia również stosunkową małą szerokość stanu $\Psi(3695)$ i jego rozpad do stanu niższego $\Psi(3105)$.

Jeżeli powyższa idea okaże się poprawna, to muszą istnieć cząstki o czarze $C \neq 0$. I to wcale nie bardzo ciężkie, bo o masie około 2500 MeV. Czekamy więc niecierpliwie na odkrycie takich cząstek czarownych.

M. Świącki

„Ultramicroscopy“

Firma North-Holland przystąpiła do wydawania jeszcze jednego czasopisma — „Ultramicroscopy”. Jest to kwartalnik poświęcony technicznemu i teoretycznym aspektom mikroskopowych badań ultrastruktur. Czasopismo ma charakter międzydyscyplinarny. Zamieszcza prace oryginalne, krótkie komunikaty, referaty przeglądowe i recenzje.

Redaktorem „Ultramicroscopy” jest E. Zeidler (Enrico Fermi Institute of the University of Chicago). W skład Rady Redakcyjnej weszli: S. Amelinckx (Belgia), G. F. Bahr (USA), D. Brandon (Izrael), A. V. Crewe (USA), R. M. Fisher (USA), H. Hashimoto (Japonia), J. Heydenreich (NRD), T. Ichinokawa (Japonia), M. Isaacson (USA), B. Johansen (Norwegia), B. Jouffrey (Francja), T. Mulvey (W. Brytania), L. Reimer (RFN), H. Rose (RFN), P. Swann (W. Brytania).

Oddział koszaliński PTF

W dniu 27 lutego 1974 odbyło się Walne Zgromadzenie Oddziału Koszalińskiego PTF, na którym dokonano wyboru nowego zarządu:

przewodniczący — Witold Precht,
wiceprzewodniczący — Emanuel Walenty-
nowicz,

sekretarz — Jerzy Ignaciuk,

skarbnik — Jolanta Tosik,

przewodniczący sekcji odczytowej — Zdzisław Dubiella,

przewodniczący sekcji współpracy z przemysłem — Jan Banaszkiwicz,

członek Zarządu — Franciszek Garczyński.

Od 28 maja 1971, to jest od chwili powstania Oddziału, do 27 lutego 1974 wygłoszono 19 odczytów dla pracowników naukowych, nauczycieli i młodzieży szkół średnich.

Oddział liczy obecnie 30 członków.

A. S. Kompaniejec

(1914—1974)

Dnia 19 sierpnia 1974 zmarł Aleksander Salomonowicz Kompaniejec, wybitny radziecki fizyk-teoretyk.

Kompaniejec urodził się 7 stycznia 1914 w Dniepropietrowsku (wówczas Jekatierynosław). Ukończył wydział fizyki i mechaniki Politechniki w Charkowie. Już w czasie studiów rozpoczął pracę pod kierunkiem Landana. Jego zainteresowania były bardzo szerokie i różnorodne. Początkowo zajmował się teorią przewodnictwa elektrycznego metali i półprzewodników, następnie rozpraszaniem elektronów przez ośrodki w fazie skondensowanej. Od r. 1946 pracował w Instytucie Fizyki Chemicznej AN ZSRR, gdzie zajmował się zagadnieniami teoretycznymi związanymi z wykorzystaniem energii jądrowej w różnych jej aspektach i podstawami teoretycznymi fizyki plazmy. Uzyskał ważne wyniki w zakresie problemu równowagi termicznej między gazem elektronowym a promieniowaniem elektromagnetycznym.

J. M. Jauch

(1914—1974)

Dnia 30 sierpnia 1974 zmarł fizyk szwajcarski Josef Maria Jauch.

Jauch urodził się w r. 1914 w Szwajcarii, studiował fizykę na politechnice w Zurychu u Pauliego, potem u Wentzla. Pracował wiele lat w USA, w r. 1946 przyjął obywatelstwo amerykańskie, był profesorem Iowa University. Powrócił jednak do Szwajcarii i od 1960 był profesorem uniwersytetu w Genewie, gdzie stworzył bardzo silną szkołę fizyki matematycznej. Zajmował się elektrodynamiką kwantową, teorią rozpraszania, aksjomatyką. Wyraził opinie, że „aspekt estetyczny dobrze wyrażonej teorii fizycznej jest równie nieodzowny jak jej zgodność z doświadczeniem”.

Jauch był doskonałym wykładowcą, zajmował się również bardzo aktywnie organizacją nauki — był wiceprezydentem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, założycielem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, członkiem Rady Naukowej Szwajcarii.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

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

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

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

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Please send payments (annual subscription \$ 12,0) to the account of ARS POLONA-RUCH through Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

| | |
|---|-----|
| M. Mięśowicz — 50 lat polskich badań nad ciekłymi kryształami | 129 |
| D. S. Czernawski — Model matematyczny powstawania życia (tłum. <i>E. Skrzypczak</i>) | 153 |
| A. Jachołkowski — Zastosowania modelu Glaubera do opisu rozpraszania cząstek elementarnych i jąder atomowych w zakresie wielkich energii | 167 |
| W. Gajewski, M. Świącki — Elastyczny czynnik postaci mezonu π | 189 |
| NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW | |
| M. Szczekowski — Elektroniczne maszyny cyfrowe w laboratoriach Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (CERN) w Genewie i w Narodowym Laboratorium Akceleratorowym (NAL) w Batawii | 207 |
| M. Dakowski — Metoda statystycznej regularyzacji (STREG) | 217 |
| ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH | |
| S. Mróz, J. Kołaczekiewicz, T. Kucharzak — Urządzenie do obserwacji dyfrakcji powolnych elektronów z przeznaczeniem dla pracowni studenckiej. | 223 |
| ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI | |
| B. Wojtowicz — Implantacja jonów w półprzewodnikach | 229 |
| M. Suffczyński — II Ogólnopolska Konferencja Luminescencyjna | 230 |
| B. Badełek — Sympozjum Oddziaływań Antynukleon-Nukleon | 232 |
| M. Świącki, A. Ziemiński — XVII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii w Londynie | 234 |
| RECENZJE | |
| C. Kittel — Wstęp do fizyki ciała stałego (M. Grynberg) | 242 |
| I. Białynicki-Birula, Z. Białynicka-Birula — Elektrodynamika kwantowa (J. Rayski) | 243 |
| KRONIKA | |

CONTENTS

| | |
|---|-----|
| M. Mięśowicz — 50 Years of Investigation on Liquid Crystals in Poland | 129 |
| D. S. Czernawski — A Mathematical Model of the Life Origin | 153 |
| A. Jachołkowski — Applications of the Glauber Model to High Energy Scattering of Elementary Particles and Atomic Nuclei | 167 |
| W. Gajewski, M. Świącki — π Meson Elastic Form Factor | 189 |
| LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING | |
| MEETING AND CONFERENCES | |
| PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS | |
| REVIEWS | |
| CHRONICLE | |