
PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 31
ZESZYT 3
1980**

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr GRZEGORZ BIAŁKOWSKI

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Dr hab. JAN TÓKE

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — „Postępy Fizyki”

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — „Acta Physica Polonica”

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — „Delta”

Prof. dr ROMAN INGARDEN — „Reports on Mathematical Physics”

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (Białystok)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)

Doc. dr JACEK DWORAKOWSKI (Częstochowa)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (Gdańsk)

Dr ANDRZEJ SYCZ (Gliwice)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (Katowice)

Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (Koszalin)

Prof. dr JACEK HENNEL (Kraków)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)

Doc. dr hab. JÓZEF KUSZ (Opole)

Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (Poznań)

Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (Rzeszów)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)

Doc. dr JAN PETYKIEWICZ (Warszawa)

Prof. dr hab. KAZIMIERZ WOJCIECHOWSKI (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 31, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1980

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, czł. rzec. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Wojciech Rozmus, Marek Szczekowski

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
dr *Wojciech Lenkow* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
prof. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)
mgr *Wojciech Dindorf* (Opole)
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 3040+100 egz. Ark. wyd. 9,25. Ark. druk. 7²/₁₆ + 5 wkł. Papier druk. sat. kl. III. 70 × 100, 80 g. Oddano do składania w lutym 1980. Podpisano do druku w czerwcu 1980. Druk ukończono w czerwcu 1980. Zam. 189/80. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Marian A. Herman

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Współczesne lasery heterozłączone

Contemporary Heterojunction Lasers

Abstract: The physical principles of operation and of designing of contemporary heterojunction lasers are presented. Special attention has been paid to stripe geometry heterolasers, lasers with distributed feedback and to quantum well lasers. The technological aspects of application of quaternary semiconductor compounds in heterolasers are discussed. The paper is concluded with the description of some optical integrated structures where heterojunction lasers are used.

1. Wprowadzenie

Ostatnie lata przyniosły ogromny rozwój laserów heterozłączowych, które ze względu na swoje małe wymiary ($100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$), łatwość modulacji i dostatecznie dużą moc emitowanego promieniowania (kilkadziesiąt mW) stały się najbardziej obiecującym źródłem światła dla dalekosiężnej łączności optycznej stosującej włókna szklane oraz dla rodzącej się właśnie optyki zintegrowanej.

Półprzewodnikowy laser złączowy to mały kawałek półprzewodnika w kształcie prostopadłościanu, w którym występuje złącze p - n , dwie prostopadłe do tego złącza i równoległe do siebie gładkie płaszczyzny zewnętrzne, tworzące zwierciadła optycznego rezonatora Fabry-Perota, oraz para znajdujących się po obu stronach złącza p - n styków metal-półprzewodnik, przez które może zostać doprowadzony do półprzewodnika prąd ze źródła zewnętrznego.

Półprzewodnikowe złącze p - n stanowi pewną barierę potencjału dla swobodnych nośników ładunku poruszających się w półprzewodniku. Gdy złącze to zostanie elektrycznie spolaryzowane w kierunku zaporowym (do styku metal-półprzewodnik znajdującego się po stronie n przykładamy potencjał dodatni, do styku zaś po stronie p potencjał ujemny), bariera ta zwiększa się i niemożliwy staje się przepływ prądu przez złącze. Gdy natomiast złącze to spolaryzujemy w kierunku przewodzenia (do styku po stronie n przykładamy potencjał ujemny, do styku zaś po stronie p potencjał dodatni), bariera potencjału obniża

się i elektrony z obszaru n zostaną wstrzyknięte poprzez złącze do obszaru p , gdzie dalej jako nośniki mniejszościowe dyfundują na pewną odległość d w głąb obszaru p . Po stronie p wytwarza się w ten sposób stan inwersji obsadzeń elektronowych poziomów energetycznych. Obsadzone są dolne poziomy elektronowe pasma przewodnictwa (zostały wstrzyknięte z obszaru n elektrony przewodnictwa), nieobsadzone zaś są górne poziomy elektronowe pasma walencyjnego (jest to bowiem obszar p tego półprzewodnika).

Akcja laserowa, tzn. emisja spójnego promieniowania elektromagnetycznego w półprzewodnikowym złączu $p-n$ spolaryzowanym w kierunku przewodzenia wystąpi wtedy, gdy spełnione będą dwa następujące warunki laserowania:

— różnica energii pomiędzy quasi-poziomami Fermiego odpowiadającymi nierównowagowym koncentracjom elektronów i dziur występującym w spolaryzowanym w kierunku przewodzenia złączu $p-n$ musi być większa od energii fotonów emitowanego przez laser promieniowania,

— wzmocnienie optyczne promieniowania wytworzonego w wyniku rekombinacji promienistej elektronów i dziur w złączu $p-n$ przy jednokrotnym przejściu tego promieniowania pomiędzy zwierciadłami rezonatora Fabry-Perota musi być co najmniej równe sumarycznym stratom energii występującym na tej samej drodze.

Pierwszy warunek wiąże się z zakazem Pauliego w odniesieniu do półprzewodnika, w którym w wyniku wstrzyknięcia elektronów przez spolaryzowane w kierunku przewodzenia złącze $p-n$ do obszaru p wytwarza się w tym obszarze stan 100% inwersji obsadzeń elektronowych poziomów energetycznych.

Drugi warunek wiąże się z progową gęstością prądu lasera złączowego. Ponieważ wzmocnienie optyczne promieniowania rozchodzącego się w półprzewodniku zależy w pierwszym przybliżeniu liniowo od natężenia prądu płynącego przez złącze $p-n$, to jasne jest, że dopiero przy odpowiednio dużym prądzie, gwarantującym wzmocnienie optyczne kompensujące straty optyczne, wystąpi akcja laserowa.

Promieniowanie elektromagnetyczne wytworzone w laserze złączowym w wyniku rekombinacji promienistej nośników rozchodzi się w niewielkim obszarze przylegającym do złącza $p-n$, w kierunku równoległym do płaszczyzny tego złącza. Dzieje się tak dlatego, że w wyniku wstrzyknięcia elektronów przez złącze $p-n$ do obszaru p powstają w strukturze laserowej trzy obszary warstwowe o nieco różnych wartościach współczynników załamania. Są to obszary leżące po stronach n i p oraz obszar przejściowy w złączu i jego bezpośrednim otoczeniu określonym przez głębokość d , na jaką do obszaru p wdyfundują elektrony po przejściu przez złącze.

Tworzy się więc światłowód, którego ściankami są granice obszaru przejściowego. Ponieważ różnice wartości współczynników załamania warstw lasera złączowego ze zwykłym złączem $p-n$ (złącze powstaje przez domieszkowanie donorami i akceptorami tego samego materiału półprzewodnikowego — jest to tzw. homołącze $p-n$), są niewielkie, to w światłowodzie homołączowym występują znaczne straty optyczne związane z rozpraszaniem energii promieniowania laserowego w obszarach n i p struktury laserowej przylegających do światłowodu. Oznacza to, że i prądy progowe laserów homołączowych są bardzo duże, i praktyczne uzyskanie akcji laserowej jest możliwe tylko przy zasilaniu takiego lasera krótkimi impulsami prądowymi.

Znacznym przełom w rozwoju laserów złączowych przyniosło zastosowanie hetero-

złączy (złączy $p-n$ lub $n-n^+$ utworzonych z półprzewodników o różnym składzie chemicznym, a więc o różnych wartościach przerwy energetycznej i o różnych współczynnikach załamania). W wyniku znacznego zmniejszenia strat optycznych w światłowodzie heterozłączowym udało się uzyskać pracę lasera przy zasilaniu prądem stałym i w temperaturze pokojowej.

Szersze informacje na temat zasad działania laserów złączowych przedstawione zostały na łamach *Postępów Fizyki* w artykułach [1] i [2], oraz zawarte są w obszernych monografiach poświęconych laserom heterozłączowym [3—5] czy w licznych artykułach przeglądowych zawartych w książce [6].

Podstawowe kierunki rozwojowe tych aktualnie najmniejszych źródeł światła spójnego, jakie ujawniły się w ostatnich latach, wiążą się z zastosowaniem nowych struktur laserowych, zastosowaniem w tych laserach półprzewodnikowych związków czteroskładnikowych, oraz z zastosowaniem nowych metod technologicznych pozwalających zwiększyć niezawodność i czas eksploatacji, oraz prowadzących do monolitycznej czy hybrydowej integracji tych laserów z pasywnymi elementami optycznymi (światłowodami, deflektorami czy sprzęgaczami kierunkowymi). Najważniejsze rezultaty osiągnięte w ciągu ostatnich lat w rozwoju laserów heterozłączowych stanowią przedmiot niniejszego artykułu.

Standardowe lasery heterozłączowe składają się z trzech, czterech lub pięciu warstw epitaksjalnych o różnym składzie chemicznym, wykrystalizowanych na podłożu monokrystalicznym w takiej kolejności, by warstwa materiału o węższej przerwie energetycznej (warstwa aktywna, w której zachodzi akcja laserowa) znajdowała się pomiędzy dwiema warstwami materiału o szerszej przerwie energetycznej (o innym składzie chemicznym), które tworzą z warstwą aktywną dwa równoległe do siebie heterozłącza.

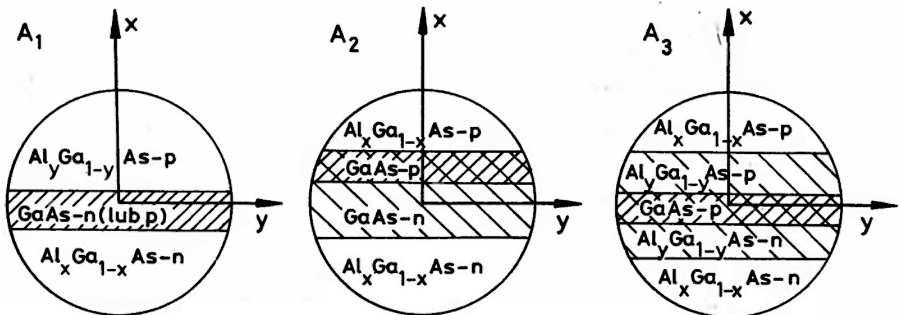
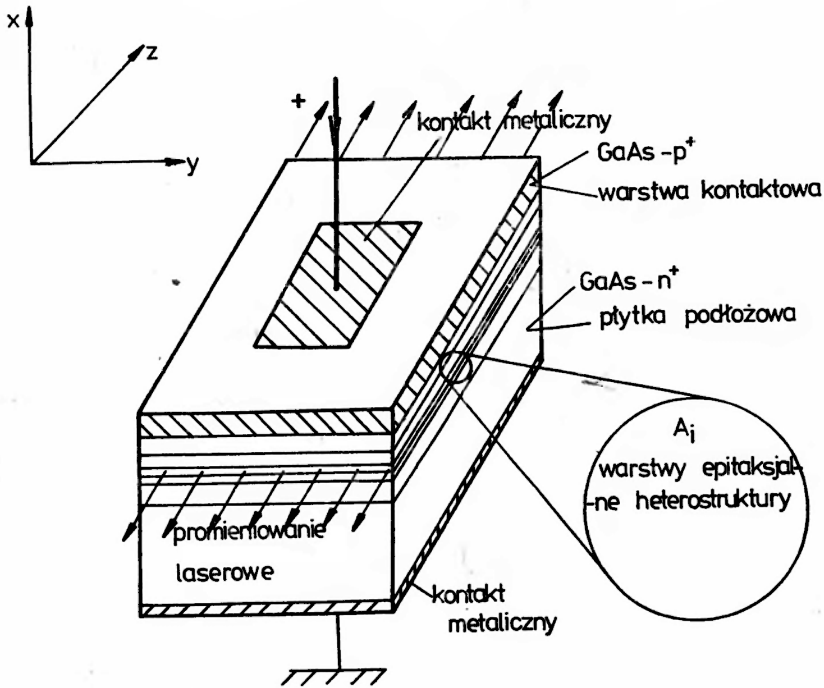
Cały ten układ warstw wykrystalizowanych na płycie podłożowej ma kształt prostopadłościanu z dwiema ściankami prostopadłymi do płaszczyzn heterozłączy spełniającymi rolę zwierciadeł rezonatora Fabry-Perota utworzonego przez warstwę aktywną (rys. 1). Gdy przez heterostrukturę przepływać będzie prąd elektryczny ze źródła zewnętrznego zasilającego laser, to w złączu $p-n$ tej heterostruktury zachodzi rekombinacja promienista elektronów i dziur, której wynikiem jest wytworzenie pola elektromagnetycznego fali świetlnej w obszarze aktywnym lasera. Przy małych natężeniach prądu zasilającego w złączu $p-n$ emitowane jest światło niespójne, zaś przy przekroczeniu pewnej wartości progowej natężenia prądu układ zaczyna laserować (emituje światło spójne).

Struktura warstwowa lasera heterozłączowego zapewnia realizację dwóch ograniczeń przestrzennych — optycznego i elektrycznego.

W wyniku skoku wartości współczynnika załamania na heterozłączach przylegających do obszaru aktywnego, fale świetlne są od tych heterozłączy odbijane jak od ścianek światłowodu. Pole elektromagnetyczne tych fal jest więc ograniczone przestrzennie do obszaru warstwy aktywnej.

W wyniku istnienia na heterozłączach barier potencjału związanych z nieciągłościami krawędzi pasm energetycznych przewodnictwa i walencyjnego, nośniki wstrzykiwane przez złącze $p-n$ odbijają się od tych barier, przez co ich rozkład przestrzenny jest również ograniczony do obszaru warstwy aktywnej.

W ten sposób pole świetlne i nośniki ładunku rekombinujące promieniście są w laserze heterozłączowym umiejscowione w jednym obszarze, w obszarze warstwy aktywnej.



Rys. 1. Szkic struktury warstwowej lasera biheterozłączonego z rezonatorem Fabry-Perota wykonanego z GaAs-GaAlAs. A1 — standardowy laser biheterozłączonego (DH). Rezonator tworzy warstwa aktywna GaAs-n (*p*) ograniczona z obu stron dwoma warstwami AlGaAs. A2 — laser biheterozłączonego z dużą wnęką optyczną (LOC). Rezonator optyczny tworzą: warstwa aktywna GaAs-p i warstwa GaAs-n. Rekombinacja promienista nośników występuje jedynie w warstwie aktywnej. A3 — laser biheterozłączonego z rozdzielnym ograniczeniem przestrzennym elektrycznym i optycznym (SCH). Rezonator optyczny tworzą: warstwa aktywna GaAs-p oraz dwie warstwy ograniczające o niewielkiej zawartości aluminium (małe *y*) Al_yGa_{1-y}As-n i Al_yGa_{1-y}As-p. Rekombinacja promienista nośników występuje jedynie w warstwie aktywnej

Powoduje to silne sprzężenie wzajemne tych dwóch układów, układu elektronowego i układu fotonowego w tym obszarze lasera, a co za tym idzie znaczne zmniejszenie strat energetycznych. Zmniejszeniu tych strat towarzyszy jednocześnie znaczne obniżenie proęgowej wartości prądu w porównaniu z laserami homozłączonego, w których złącze *p-n*

utworzone jest z dwóch warstw tego samego półprzewodnika różniących się jedynie typem przewodnictwa.

Pole elektromagnetyczne generowane w laserze heterozłączowym ma na ogół dość skomplikowaną strukturę modową. Dla wielu zastosowań jest to bardzo niekorzystne. Zmniejsza to bowiem stopień koherencji promieniowania laserowego, wpływa ujemnie na charakterystyki kierunkowe, tzn. na rozkład kątowy promieniowania w strefie dalekiej oraz wywołuje niepożądane efekty automodulacji amplitudy emitowanej fali. Aby uniknąć tych niekorzystnych efektów, zaczęto modyfikować geometrię struktury warstwowej laserów heterozłączowych w taki sposób, by zapewnić warunki pracy jednomodowej. Powstały w ten sposób różne nowe typy laserów heterozłączowych: lasery paskowe, lasery z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym czy też lasery z ekstremalnie cienką warstwą aktywną. Te udoskonalone lasery mogą nie tylko pracować w warunkach jednomodowych, ale mają też szereg innych zalet, ważnych z punktu widzenia różnych zastosowań praktycznych.

2. Struktury warstwowe laserów heterozłączowych

Typ lasera heterozłączowego, a więc i jego właściwości eksploatacyjne zależą od geometrii i składu warstw półprzewodnikowych tworzących ten laser. Najszerzej stosowanymi obecnie w praktyce i nadal intensywnie badanymi w laboratoriach laserami heterozłączowymi są lasery paskowe.

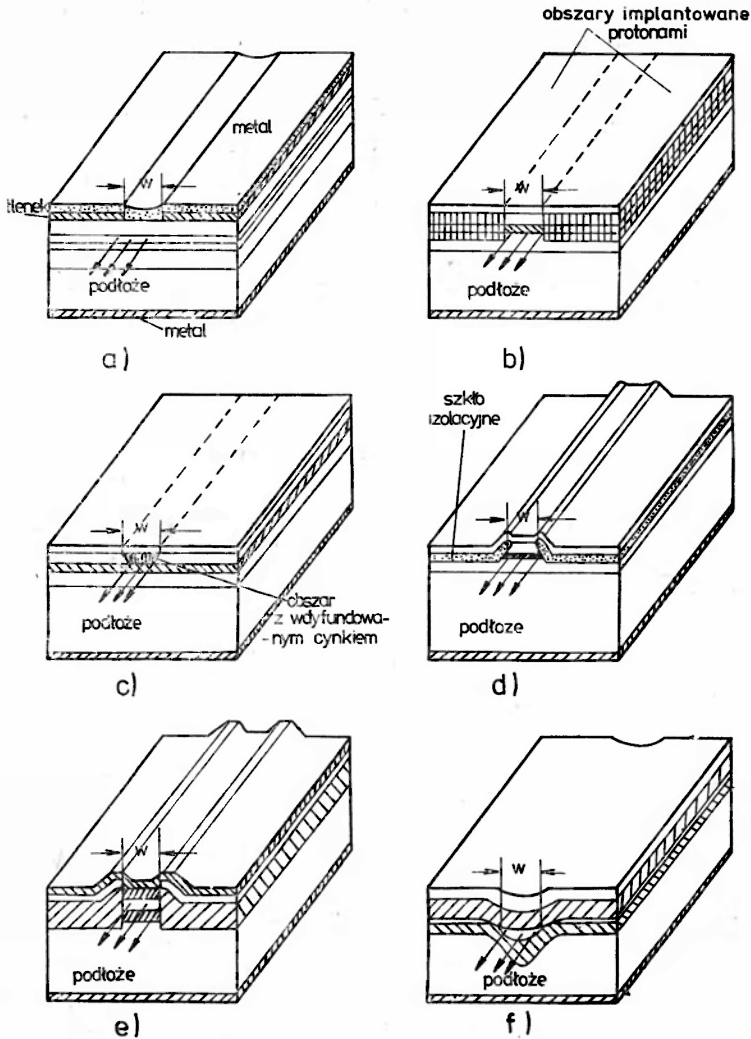
Lasery paskowe charakteryzują się tym, że rezonator Fabry-Perota takiego lasera ma kształt prostokątnego paska o długości kilkuset mikrometrów, szerokości kilku, kilkunastu mikrometrów i grubości rzędu dziesiątej części mikrometra. Znane są różne typy laserów paskowych (rys. 2), przy czym podzielić je można na dwie grupy.

Do pierwszej grupy należą te lasery paskowe, w których rezonator optyczny ma wymiary poprzeczne zdefiniowane przez rozptył prądu zasilającego laser, który to rozptył jest ograniczony przestrzennie (do obszaru paska) albo przez paskowy kształt kontaktu omowego, albo też przez paskowy kształt obszaru o danym typie przewodnictwa elektrycznego. Wymienić tu można lasery paskowe z warstwą tlenkową (rys. 2a), lasery z warstwą GaAs zdefektowaną przez implantowanie protonami (rys. 2b) czy lasery planarne z obszarem GaAs typu *p* uzyskanym w wyniku selektywnej dyfuzji cynku (rys. 2c). Przyjmijmy dla tej grupy laserów nazwę lasery paskowe ze „swobodnym” rozptyłem prądu.

Do drugiej grupy należą te lasery paskowe, których rezonatory mają wymiary poprzeczne ograniczone przez geometryczny kształt lub odpowiedni rozkład przestrzenny warstw struktury biheterozłączowej. Wymienić tu można lasery paskowe typu mesa (rys. 2d), lasery typu „paska zagrzebanego” (rys. 2e) czy lasery z kanałem w podłożu (rys. 2f). W tych laserach rozptył prądu nie jest „swobodny” i może zachodzić tylko w obszarze ograniczonym przez ścianki rezonatora. Każdy z tych sześciu rodzajów laserów paskowych ma nieco inne właściwości fizyczne i nieco inną specyfikę pracy. Dla wszystkich jednak laserów paskowych wspólne są następujące cechy:

a. możliwe jest uzyskanie pracy jednomodowej, a więc i znacznie lepszej koherencji promieniowania,

b. promieniowanie emitowane jest tylko z jednego włókna świetlnego, co umożliwia dobre sprzężenie lasera z światłowodami szklanymi używanymi w telekomunikacji optycznej,



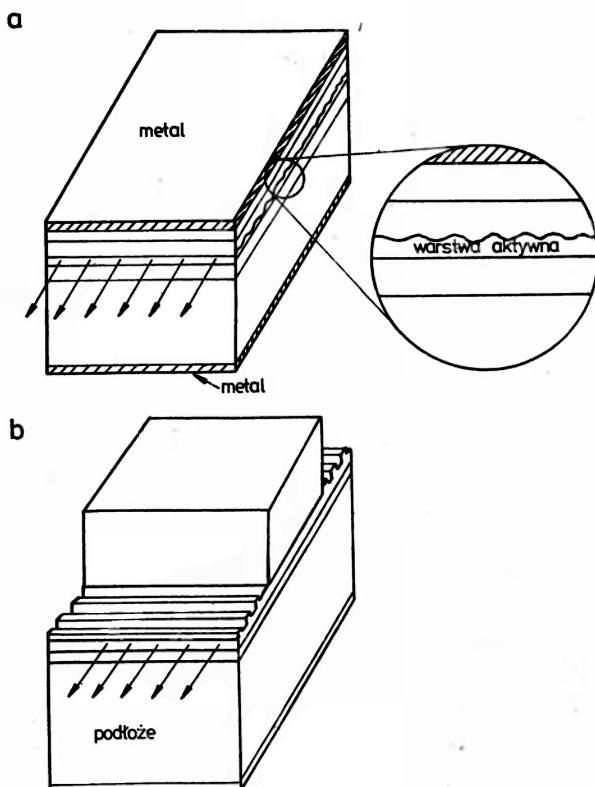
Rys. 2. Szkic struktury warstwowej różnych typów laserów paskowych: a — z warstwą tlenkową, b — z obszarami zdefektowanymi przez implantacje protonami, c — z selektywną dyfuzją cynku, d — o kształcie mesa, e — z zagrzebaną heterostrukturą (BH), f — z kanałem w podłożu

c. poprzez zmniejszenie powierzchni złącza uzyskuje się znaczne obniżenie wartości natężenia prądu zasilającego, a więc i możliwość pracy w podwyższonych temperaturach przewyższających znacznie temperaturę pokojową,

d. poprzez odsunięcie znacznej części geometrycznego obwodu obszaru aktywnego od powierzchni zewnętrznych lasera uzyskuje się zmniejszenie procesów degradacyjnych. Szczegółową analizę właściwości laserów paskowych znajdzie czytelnik w zamiesz-

czonym w książce [6] artykule G. H. B. Thompsona lub w monografii [3], oraz w licznych artykułach poświęconych poszczególnym typom tych laserów [7—12].

Lasery z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym charakteryzują się występowaniem w strukturze warstwowej lasera co najmniej jednej powierzchni periodycznie pofałdowanej (rys. 3). Wiąże się to z tym, że wymagane dla wzbudzenia akcji laserowej



Rys. 3. Szkic struktury warstwowej lasera biheterozłączonego (a) z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym (obszar aktywny ma jedną powierzchnię heterozłączową pofałdowaną) oraz lasera z rozłożonymi zwierciadłami braggowskimi (b)

dotądnie sprzężenie zwrotne może być uzyskane nie tylko przez zastosowanie zwierciadeł odbijających promieniowanie elektromagnetyczne (jak w rezonatorze Fabry-Perota), lecz również poprzez periodyczną zmienność współczynnika załamania ośrodka tworzącego światłowód. Sprężenie zwrotne występuje tu dzięki temu, że energia fali rozchodzącej się w tym ośrodku w jednym kierunku jest w sposób ciągły zawracana do tyłu (w stronę przeciwną do kierunku rozchodzenia się) w wyniku rozpraszania braggowskiego. Taką periodyczną zmienność współczynnika załamania można realizować np. przez wytworzenie pofałdowania powierzchni rozgraniczającej dwie warstwy półprzewodnikowe o różnych właściwościach dielektrycznych. Gdy pofałdowanie powierzchni rozciąga się na cały obszar światłowodu (warstwy aktywnej), to mówimy o normalnych laserach z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym (DFB), (rys. 3a). Gdy pofałdowanie występuje tylko

na obu brzegach światłowodu, mówimy o laserach z rozłożonymi zwierciadłami braggowskimi (DBR), (rys. 3b).

W literaturze znane są różne przybliżone metody teoretycznej analizy akcji laserowej w warstwowych strukturach periodycznych [18—23]. Kogelnik i Shank [18], [19], którzy jako pierwsi zbadali charakterystyki warstwowych układów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym na przykładzie cienkowarstwowych laserów barwnikowych opracowali teorię fal sprzężonych, która uzupełniona przez Yariva [20] na przypadek struktur heterozłączowych wydaje się być najbardziej dogodną do analizy laserów DFB [4]. Zgodnie z tą teorią przyjmuje się założenie o rozchodzeniu się fal płaskich w strukturze, której współczynnik załamania doznaje niewielkiego sinusoidalnego zaburzenia. Współczynnik ten może być określony zależnością

$$\bar{n}(z) = \bar{n} + \bar{n}_a \cos Kz \quad (1)$$

gdzie \bar{n} jest wartością niezaburzoną współczynnika załamania, \bar{n}_a jest amplitudą zaburzenia współczynnika załamania spełniającą warunek $\bar{n}_a \ll \bar{n}$, $K = 2\pi/\Lambda$,

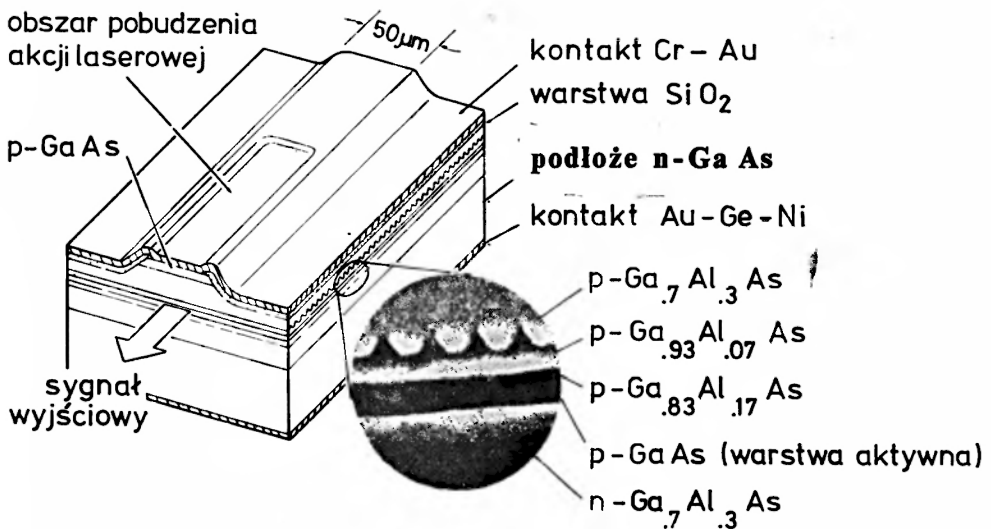
Λ jest przestrzennym okresem zmian współczynnika załamania, który spełnia wa-

runek Bragga $\Lambda = \frac{\lambda_b}{2n}$, λ_b jest długością fali w próżni.

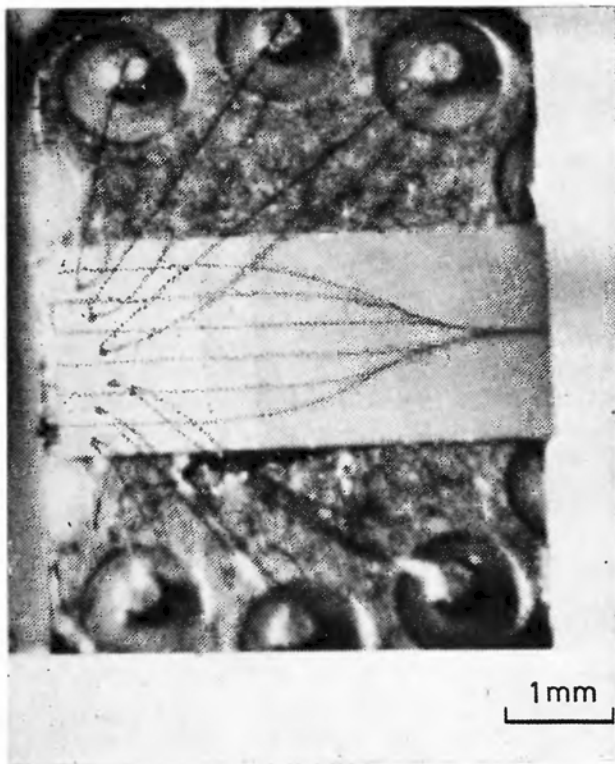
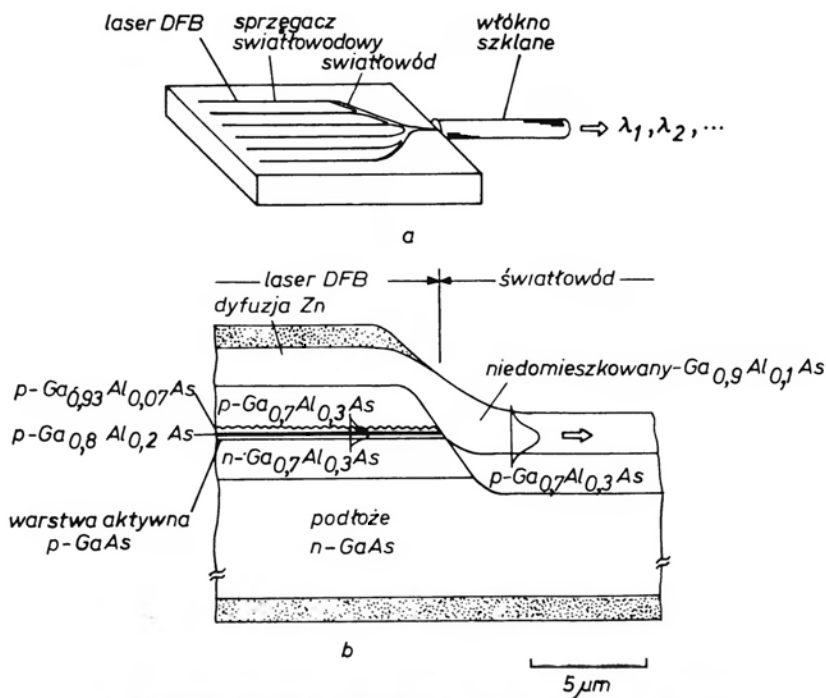
To okresowe zaburzenie współczynnika załamania generuje w strukturze nieskończony zbiór rzędów dyfrakcyjnych. Jednakże w pobliżu braggowskiej długości fali istnieją tylko dwa rzędy o różniących się znacznie od zera amplitudach, które są zsynchronizowane fazowo ze sobą. Te dwa rzędy podstawowe to dwie fale płaskie biegnące w przeciwnych kierunkach. Wszystkie pozostałe fale odpowiadające wyższym rzędom rozproszenia są w modelu tym pomijane. Ponieważ ośrodek, w którym rozchodzą się fale sprzężone charakteryzuje się występowaniem określonego wzmocnienia, to fale te narastają w trakcie rozchodzenia się i wymieniają między sobą energię dzięki rozpraszaniu braggowskiemu. Całkowite pole elektromagnetyczne w strukturze DFB jest więc sumą pól odpowiadających tym obu falom. Teoria fal sprzężonych pozwala określić długość fali na jakiej pracuje dany laser DFB, warunki progowe wzbudzenia akcji laserowej oraz współczynnik sprzężenia światłowodu struktury DFB z polem elektromagnetycznym fali wychodzącej na zewnątrz struktury lub wchodzącej z zewnątrz do tej struktury.

Pierwsze dane doświadczalne dotyczące akcji laserowej w półprzewodnikowej strukturze DFB opublikowali w 1973 r. Nakamura z współpracownikami [24—26] i Shank z współpracownikami [27]. Dane te dotyczyły laserów DFB wykonanych z GaAs-AlGaAs, pracujących w niskich temperaturach (~ 77 K) i pompowanych optycznie.

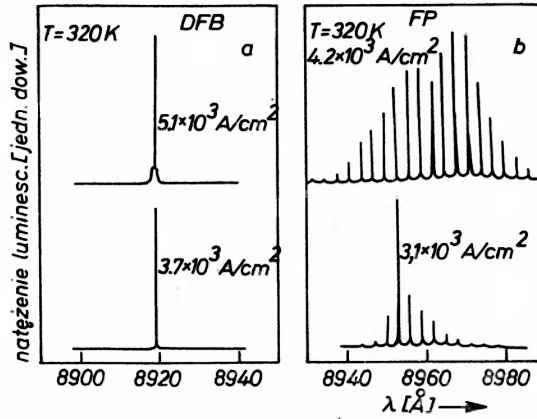
Pracę ciągłą lasera DFB w temperaturze pokojowej przy pompowaniu drogą wstrzykiwania nośników przez złącze *p-n* uzyskał dwa lata później [28] Nakamura z współpracownikami w strukturze paskowej typu mesa z pięcioma warstwami heteroepitaksjalnymi wykonanymi również z GaAs-AlGaAs (rys. 4) zapewniającymi rozdzielenie ograniczenia przestrzennego, optycznego i elektrycznego. Znacznie więcej danych eksperymentalnych dotyczących tego typu laserów opublikowali ci sami autorzy w pracy [29]. Charakterystyki widmowe paskowych laserów DFB z rozdzielonym ograniczeniem przestrzennym optycznym i elektrycznym w porównaniu z charakterystykami lasera z rezonatorem Fabry-Perota (FP) wykonanego z tego samego materiału, z jakiego wykonano laser DFB są przedsta-



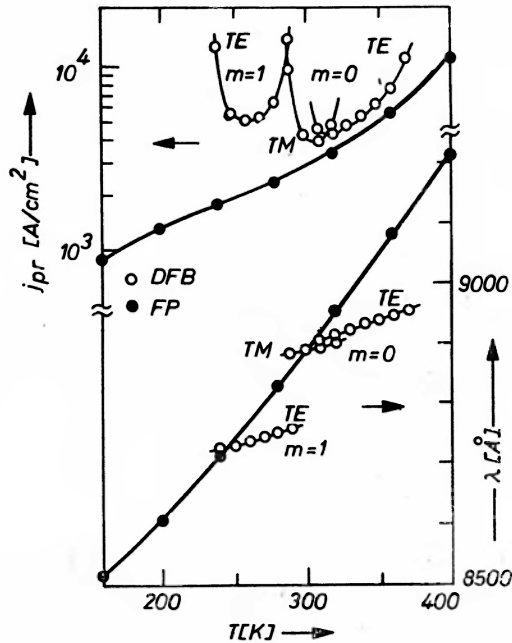
Rys. 4. Szkic i fotografia struktury warstwowej lasera paskowego typu mesa z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym. Pofałdowanie powierzchni jest odsunięte od warstwy aktywnej aby zmniejszyć rekombinację niepromienistą wstrzykniętych przez złącze *p-n* nośników ładunku [28]



Rys. 10. Szkic schematyczny a) optycznego układu scalonego z sześcioma laserami DFB; b) przekroju poprzecznego obszaru sprzężenia lasera DFB ze światłowodem płaskim; c) fotografia optycznego układu scalonego z sześcioma laserami DFB w widoku z góry [71]



Rys. 5. Charakterystyki widmowe laserów wykonanych z tej samej płytki półprzewodnikowej (a) z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym (b) z rezonatorem Fabry-Perota [29]



Rys. 6. Zależność od temperatury progowej gęstości prądu i emitowanej długości fali laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym i z rezonatorem Fabry-Perota [29]

wione na rys. 5. Widać tu charakterystyczną dla laserów DFB selektywność długości fali emitowanego promieniowania oraz stabilność tej długości fali w odniesieniu do zmiany poziomu pompowania lasera DFB. Właściwości emisyjne laserów DFB i FP wykonanych z tego samego materiału są porównane na rys. 6 w funkcji temperatury złącza $p-n$ w zakresie od 150 K do 400 K. Widać tu, że w tym zakresie zmian temperatury pojawiły się w laserze DFB trzy mody rezonansowe, dwa poprzeczne TE i jeden poprzeczny TM. Najniższą wartość gęstości prądu progowego $3.4 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$ uzyskano w temperaturze 320 K. Wartość ta była jedynie o około 20% wyższa od wartości progowej dla lasera

FP w tej samej temperaturze. Występowanie wyraźnego minimum progowej gęstości prądu dla wszystkich modów lasera DFB w funkcji temperatury związane jest z warunkiem dopasowania częstości braggowskiej do maksimum rozkładu widmowego wzmocnienia optycznego w warstwie aktywnej lasera. Oprócz tego, że lasery DFB mogą emitować promieniowanie jednomodowe, to mają one jeszcze tę cenną właściwość, że długość fali emitowanego przez nie promieniowania zmienia się w funkcji temperatury znacznie wolniej niż ma to miejsce w laserach FP. Długość fali lasera FP zmienia się z temperaturą tak samo jak szerokość przerwy energetycznej półprzewodnika tworzącego warstwę aktywną, podczas gdy długość fali lasera DFB zależy od temperatury tak samo jak współczynnik załamania materiału warstwy połańdowanej. Ta ostatnia zależność jest zaś znacznie słabsza od zależności szerokości przerwy energetycznej od temperatury.

Szczegółowe informacje dotyczące technologii wykonywania laserów DFB oraz innych półprzewodnikowych struktur periodycznych, jak też informacje dotyczące zastosowania tych struktur w optyce zintegrowanej i w optoelektronice znajdzie czytelnik w pracach [30 i 31].

Lasery z ekstremalnie cienką warstwą aktywną w zasadzie nie różnią się swą konstrukcją od standardowych laserów heterozłączowych opisanych we wstępie do niniejszego artykułu, z tym jednak wyjątkiem, że ich warstwa aktywna jest tak cienka (zwykle 200—400 Å), że istotną rolę zaczynają w akcji laserowej odgrywać kwantowe efekty wymiarowe (QSE).

Poziomy energetyczne elektronów i dziur w bardzo cienkich (< 500 Å) warstwach półprzewodnika o węższej przerwie energetycznej (np. GaAs) znajdujących się pomiędzy ograniczającymi te warstwy z obu stron znacznie grubszymi warstwami półprzewodnika o szerszej przerwie energetycznej (np. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) tworzą nieciągłą liczbę stanów związanych w studni potencjału (rys. 7) oraz kontinuum stanów dla energii powyżej górnej krawędzi tej studni [32]. Energie stanów związanych cząstki o masie efektywnej m^* w studni o głębokości V i szerokości L_z w kierunku krystalicznego wzrostu warstwy dane są przez rozwiązanie równania

$$[(V - E_{zn})/E_{zn}]^{1/2} = \text{tg} [(m^* E_{zn} L_z^2 / 2\hbar)^{1/2}] \quad (2)$$

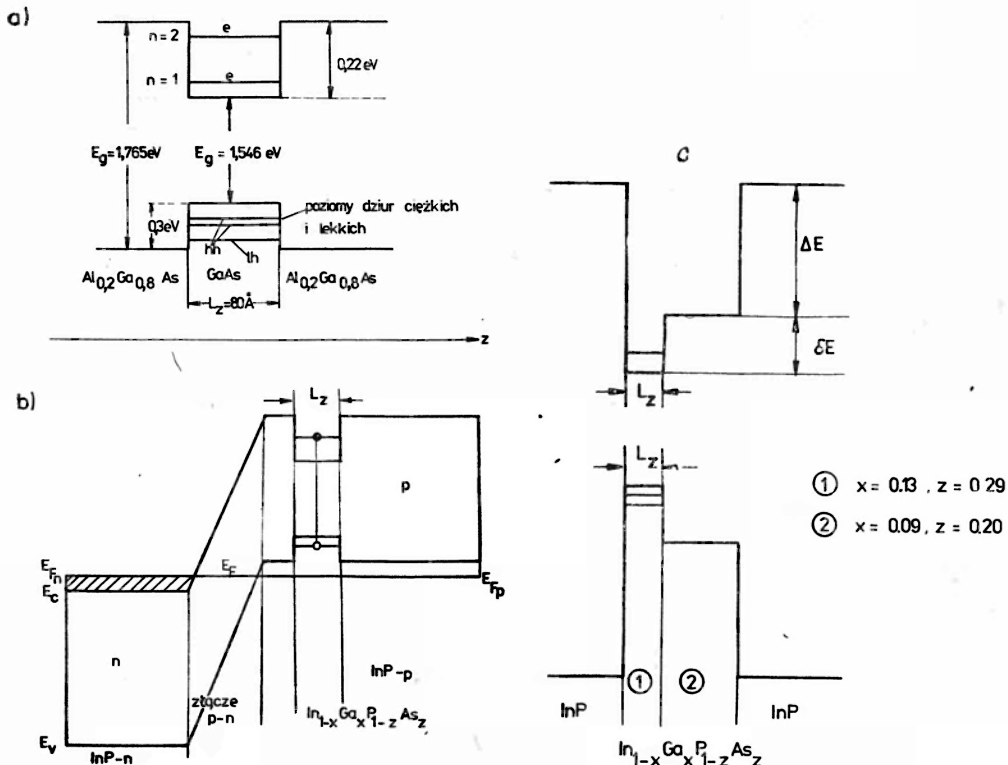
albo

$$[(V - E_{zn})/E_{zn}]^{1/2} = -\text{ctg} [(m^* E_{zn} L_z^2 / 2\hbar)^{1/2}]$$

gdzie E_{zn} jest mierzone od dna studni, zaś funkcje tg, ctg określają stany odpowiadające dodatniej lub ujemnej parzystości względem środka studni, stany identyfikowane przez liczby kwantowe $n = 1, 2, \dots$ [33]. W pozostałych kierunkach cząstka pozostaje swobodna, jej całkowita zaś energia dana jest wzorem

$$E_n = E_{zn} + \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right) (k_x^2 + k_y^2). \quad (3)$$

Szereg badań dotyczących widm absorpcji optycznej, luminescencji, oraz zjawisk tunelowania nośników w heterostrukturach z super cienkimi warstwami aktywnymi wykazały, że cienka warstwa tworząca studnię potencjału zawiera na ogół jeden, dwa związane stany elektronowe, jeden lub dwa związane stany ciężkich dziur oraz jeden stan związany lekkich dziur [34—42]. Na przykład dla warstwy GaAs o grubości 80 Å znajdującej się pomiędzy dwoma warstwami $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ o grubości 250 Å każda, ustalono



Rys. 7. Struktura pasmowa super cienkich warstw epitaksjalnych półprzewodnika o węższej przerwie energetycznej wykrystalizowanych pomiędzy dwoma warstwami półprzewodnika o szerszej przerwie energetycznej. W studni potencjału utworzonej przez warstwę super cienką występują dyskretne, związane stany elektronowe i dziurowe; (a) struktura warstw GaAs-Al_{0,2}Ga_{0,8}As [32]; (b) struktura warstw spolaryzowanego w kierunku przewodzenia złącza p-n wykonanego z InP z cienką warstwą In_{1-x}Ga_xP_{1-z}As_z tworzącą po stronie p tego złącza studnię potencjału [38]; (c) struktura warstw biheterozłącza InP-InGaAsP-InP z cienką warstwą czteroskładnikową tworzącą po stronie lewego heterozłącza studnię potencjału o głębokości δE [40]

następujące dane (rys. 7a), [32]: — głębokości studni potencjału dla elektronów i dziur wynoszą odpowiednio 0,22 eV i 0,03 eV — przy masie efektywnej elektronu $m^* \approx 0,0665$ m istnieją dwa stany związane elektronowe o liczbach kwantowych $n = 1$ (0,027 eV) i $n = 2$ ($\sim 0,13$ eV) — dziury tworzą dwa pasma, przy czym masy efektywne dziur ciężkich i dziur lekkich są odpowiednio równe $m_{hh}^* \approx 0,45$ m, $m_{lh}^* \approx 0,08$ m, — występują dwa stany związane dziur ciężkich i jeden stan związany dziur lekkich.

Związane stany elektronowe i dziurowe o tej samej liczbie kwantowej n charakteryzują się najsilniejszym przekrywaniem się funkcji falowych, dlatego najsilniejsze przejścia rekombinacyjne zachodzą dla reguły wyboru $n_e = n_h$.

Pierwsze prace dotyczące laserów heterozłączowych z super cienkimi warstwami aktywnymi pojawiły się w latach 1975—1977 [34, 36, 37, 43]. Najbardziej charakterystyczną cechą eksploatacyjną tych laserów jest fakt, że dzięki istnieniu dyskretnego zbioru poziomów energetycznych w studni potencjału cienkiej warstwy oraz dużej zdolności wy-

chwytu wstrzykniętych przez złącze *p-n* heterostruktury nośników na poziomy energetyczne studni, można uzyskać wysoki poziom energetycznego wzbudzenia układu przed wystąpieniem akcji laserowej. Oznacza to, że przy odpowiednio dużym prądzie zasilającym laser można spowodować akcję laserową na długości fali zależnej od wartości tego prądu, to znaczy zależnej od stopnia wypełnienia poziomów energetycznych studni. Jest to więc perspektywa praktycznej realizacji idei lasera o przestrajanej długości fali.

Badano szereg różnych struktur laserowych z super cienką warstwą aktywną i to zarówno struktur z jedną taką warstwą, jak i z dwiema, czy wieloma super cienkimi warstwami tworzącymi studnie potencjału. Lasery te pracują w sposób ciągły w temperaturze pokojowej i oprócz tego, że emitują promieniowanie laserowe w niezwykle szerokim pasmie, charakteryzują się też bardzo wysoką różniczkową zewnętrzną wydajnością kwantową sięgającą 80% (moc wyjściowa 5,4 mW przy prądzie zasilającym 65 mA) [42].

3. Czteroskładnikowe związki półprzewodnikowe w strukturach laserowych

Półprzewodnikowe struktury biheterozłączone stosowane do konstrukcji laserów powinny posiadać następujące cechy, zapewniające wydajną i niezawodną pracę przez dostatecznie długi, z punktu widzenia zastosowań praktycznych, okres ($> 10^4$ godz.).

1. Warstwę aktywną musi tworzyć półprzewodnik o prostej przerwie energetycznej [44];
2. granice rozdziału warstwy aktywnej od półprzewodników o szerokiej przerwie powinny być wolne od niedoskonałości strukturalnych, a w szczególności od defektów związanych z niedopasowaniem stałych sieci krystalicznej materiałów stykających się na tych granicach;
3. w warstwach tworzących heterozłącza nie powinny występować naprężenia mechaniczne wywołane niedopasowaniem stałych sieci w heterozłączach, zaś w warstwie aktywnej nie powinno być dyslokacji wywołanych wzrostem krystalicznym na niedopasowanym strukturalnie podłożu;
4. jedna z granic warstwy aktywnej powinna być złączem *p-n*, przez które wstrzykiwane są rekombinujące nośniki mniejszościowe, przy czym dla zapewnienia skutecznego jednostronnego wstrzykiwania nośników pożądane jest, by w heterozłączu występował skok krawędzi pasma wstrzykiwanych nośników, tak by energia potencjalna tych nośników po przejściu przez heterozłącze zmniejszyła się (nadwstrzykiwanie) [45, 46].

Struktury laserowe spełniające wymienione warunki uzyskuje się na ogół metodą epitaksji z fazy ciekłej [47], chociaż ostatnio coraz częściej stosuje się również epitaksję z fazy gazowej [48, 49]. Istotnym faktem jest jednak stwierdzenie na podstawie licznych prac doświadczalnych i teoretycznych [50], że nie można spełnić wszystkich tych warunków, gdy heterozłącza zostaną utworzone z warstw dwu i trójskładnikowych, np. GaAs-AlGaAs. Aby pozbyć się niedopasowania stałych sieci na granicy heterozłącza przy założonej różnicy szerokości przerw energetycznych po obu stronach tego heterozłącza, należy złącze to tworzyć przy wykorzystaniu związków czteroskładnikowych. Należy więc użyć np. układu GaAs-Al_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}.

Rozważmy hipotetyczny wieloskładnikowy roztwór stały powstający na bazie związków podwójnych typu AB (np. A^{III}B^V lub A^{II}B^{VI}), w którym istnieje *N* rodzajów atomów A

i M rodzajów atomów B. Jeżeli przez x_n i y_m oznaczymy ułamki atomowe odpowiednio każdego rodzaju atomów typu A i B, to warunek stechiometrii roztworu stałego można wyrazić zależnością

$$\sum_{n=1}^N x_n = \sum_{m=1}^M y_m = 1. \quad (4)$$

Liczba stopni swobody związku chemicznego jest równa

$$(M-1) + (N-1) = M + N - 2, \quad (5)$$

liczba zaś składników binarnych (dwuskładnikowych) jest równa iloczynowi MN . Średnią odległość d między atomami w siatce krystalicznej takiego roztworu można przedstawić zależnością

$$d = \sum_{n=1}^N r_n x_n + \sum_{m=1}^M r_m y_m, \quad (6)$$

gdzie r_n i r_m są odpowiednio promieniami kowalencyjnymi atomów, składników roztworu stałego. Przybliżenie (6) odpowiada prawu Vegarda [51], zgodnie z którym stała sieci krystalicznej kryształu mieszanego zależy liniowo od składu tego kryształu. Przejście od odległości międzyatomowej d do stałej sieci a w najczęściej stosowanych w laserach biheterozłączowych kryształach o strukturze sfalerytu realizowane jest drogą przemnożenia przez czynnik $4/\sqrt{3}$, stała zaś a w kryształach o strukturze soli kuchennej pokrywa się ze stałą d .

Wariacje składu chemicznego roztworu stałego δx_n i δy_m nie powodują zmiany parametrów sieci krystalicznej, tzn. odbywają się przy zachowaniu warunku $d = \text{const}$, gdy spełniona jest zależność

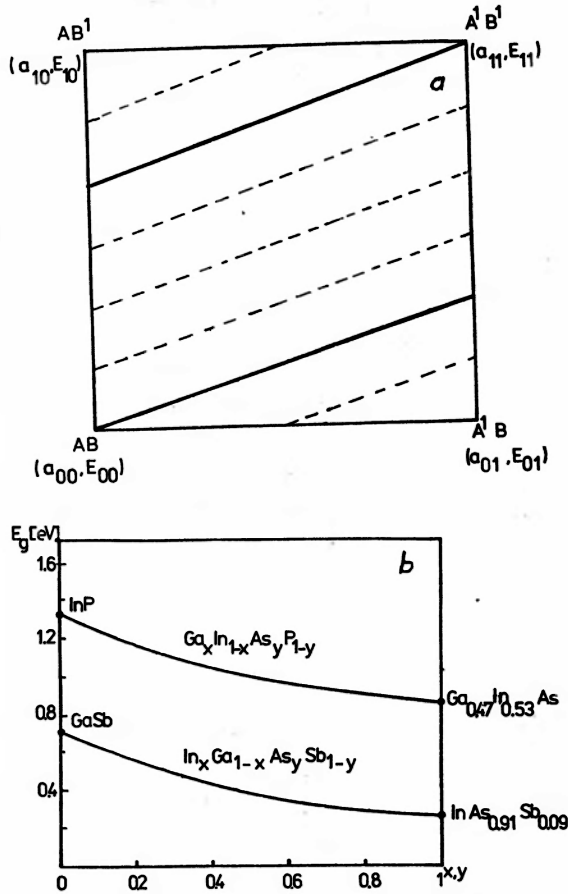
$$\sum_{n=1}^N r_n \delta x_n + \sum_{m=1}^M r_m \delta y_m = 0. \quad (7)$$

Oznacza to, że w $(M+N-2)$ -wymiarowej przestrzeni składów hipotetycznego roztworu stałego istnieją $(M+N-3)$ -wymiarowe hiperpowierzchnie odpowiadające zachowaniu stałej wartości stałej sieci krystalicznej d . Te z tych powierzchni, które przechodzą przez punkty odpowiadające stałym sieci związków binarnych przedstawiają izookresowe (o tej samej stałej sieci) składy związków mieszanych dla epitaksji na płytkach lub warstwach podłożowych z półprzewodników binarnych. W tym przypadku oznaczając odstęp międzyatomowy w podłożu binarnym przez d_0 otrzymamy następujący warunek izookresowego ($d = d_0$) składu wieloskładnikowego związku mieszanego, w którym atomy o promieniach r_a i r_b związku binarnego zostały zastąpione przez atomy o promieniach r_n i r_m .

$$\sum_{n=1}^N (r_n - r_a) x_n + \sum_{m=1}^M (r_m - r_b) y_m = 0. \quad (8)$$

Najprostszymi związkami mieszanymi wieloskładnikowymi, jakie można rozważać po stwierdzeniu, że związki trójskładnikowe nie zapewniają izookresowego dopasowania stałych sieci do podłoża binarnych, przy założeniu określonej zmiany ich przerwy energetycznej w stosunku do przerwy energetycznej związku binarnego, są związki czteroskładnikowe. Związki te tworzą się przez podstawienie w związku binarnym atomów dwóch

innych pierwiastków dobranych tak, że każdy z nich wpływa na wartość stałej sieci krystalicznej w przeciwny sposób. W tym przypadku odpowiednie wprowadzenie zgodnie z (8) tych pierwiastków do związku binarnego nie zmienia stałej sieci krystalicznej, pozwala natomiast w istotny sposób regulować szerokość przerwy energetycznej. W związkach czteroskładnikowych możliwe są trzy następujące warianty podstawienia [50]: (A, A¹, A²) B, (A, A¹) (B, B¹) oraz A (B, B¹, B²), gdzie A¹, A², B¹, B² są pierwiastkami dodanymi do związku binarnego AB odpowiadającymi kolumnom okresowego układu pierwiastków



Rys. 8. a). Linie izookresowe ze związkami binarnymi (linie ciągłe) na diagramie związku czteroskładnikowego typu (AA¹) (BB¹). W rogach kwadratu podano oznaczenia stałych sieci a_{ij} oraz przerw energetycznych E_{ij} odpowiednich związków binarnych. b). Zależność szerokości przerwy energetycznej od składu związków czteroskładnikowych $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ oraz $In_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ wykreślone wzdłuż krzywych izookresowych odniesionych odpowiednio do InP (zmienną jest y) oraz GaSb (zmienną jest x) [50]

A i B. Z punktu widzenia laserów biheterozłączowych praktyczne znacznie ma jedynie wariant drugi i on będzie rozważany w dalszej części tego paragrafu. Warunek stechiometrii prowadzi w tym przypadku do kwadratowego diagramu fazowego (rys. 8a), na którym widać dwie proste izookresowe ze związkami binarnymi AB oraz A' B'. Warunek

(8) podstawienia izookresowego może zostać sprowadzony w odniesieniu do roztworu czteroskładnikowego do równania o postaci

$$y = \frac{r_a - r_x}{r_y - r_b} x, \quad (9)$$

gdzie r_x i r_y są promieniami kowalencyjnymi pierwiastków, których ilość jest określona ułamkami atomowymi odpowiednio równymi x i y , zaś r_y i r_b , to promienie kowalencyjne pierwiastków, które zostają zastąpione w związku binarnym.

W celu prognozowania fizycznych parametrów czteroskładnikowych roztworów stałych w zależności od składu tych roztworów można często korzystać z przybliżonej metody interpolacji opartej na wykorzystaniu danych dotyczących związków binarnych z jakich utworzony jest dany związek czteroskładnikowy [50]. Możliwość ta dotyczy na przykład szerokości prostej przerwy energetycznej E_g czy stałej sieci krystalicznej a związku czteroskładnikowego, nie daje ona natomiast wyników zgodnych z doświadczeniem w odniesieniu do współczynnika rozszerzalności liniowej α tego związku. Rozważmy związek czteroskładnikowy typu $(AA^1)(BB^1)$, np. $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$. Interpolację, według czterech wartości a_{00} , a_{10} , a_{01} , a_{11} parametru a , będących stałymi sieci krystalicznej związków binarnych tworzących wierzchołki kwadratowego diagramu fazowego przedstawionego na rys. 8a, przeprowadza się na podstawie następującej formy kwadratowej

$$a(x, y) = a_{00} + (a_{10} - a_{00})x + (a_{01} - a_{00})y + (a_{00} + a_{11} - a_{10} - a_{01})xy, \quad (10)$$

gdzie pierwszy wskaźnik stałych a_{ij} odpowiada zmiennej x , a drugi zmiennej y . Jeżeli $a_{10} > a_{00}$, zaś $a_{01} < a_{00}$ lub odwrotnie, to z punktu $x = 0$, $y = 0$ (lewy dolny wierzchołek kwadratu) można przeprowadzić linię izookresową, której równaniem będzie zależność $a(x, y) = a_{00}$.

Rozwiązując to równanie względem y otrzymamy zależność

$$y = \frac{(a_{00} - a_{10})x}{(a_{01} - a_{00}) + (a_{00} + a_{11} - a_{10} - a_{01})x}, \quad (11)$$

która umożliwia dobranie odpowiedniego składu związku czteroskładnikowego (A, A') (B, B') o stałej sieci dopasowanej do stałej sieci związku binarnego AB .

Parametry energetyczne struktury pasmowej interesujące z punktu widzenia laserów biheterozłączowych to szerokości przerwy energetycznej $E_T(x, y)$ i $E_X(x, y)$ i $E_L(x, y)$ w punktach Γ , X i L strefy Brillouina, tzn. wartości energii krawędzi pasma przewodnictwa względem wierzchołka pasma walencyjnego w punktach Γ , X i L . Ponieważ dla wszystkich trzech parametrów interpolacja odbywa się w identyczny sposób, wystarczy przedstawić jeden przykład ogólny. Interpolowaną przerwę energetyczną związku czteroskładnikowego oznaczymy przez $E(x, y)$. Skorzystamy teraz z faktu, że parametry energetyczne struktury pasmowej są znane nie tylko w wierzchołkach kwadratu fazowego (dla związków binarnych), ale znane są i dla boków kwadratu fazowego (dla związków trójskładnikowych). Pozwala to przeprowadzić bardziej precyzyjną interpolację.

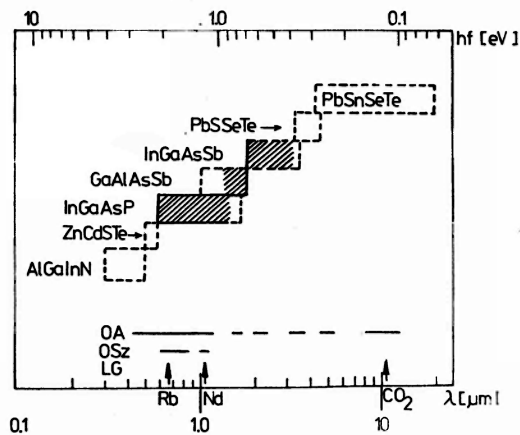
Przyjmijmy dla funkcji określającej przerwę energetyczną na bokach kwadratu aproksymację kwadratową w postaci

$$E(z) = E(0) + [E(1) - E(0)]z + 4\varepsilon_z z(1 - z), \quad (12)$$

gdzie z oznacza albo x , albo y , ε_z zaś jest wartością strzałki ugięcia (*bowingu*) [52] funkcji $E(z)$ w odniesieniu do liniowej interpolacji w punkcie $z = 0,5$ ([3], rozdz. 5). Ostatni wyraz to poprawka kwadratowa do funkcji liniowej znikająca w wierzchołkach kwadratu i odzwierciedlająca zjawisko mieszania się roztworu. Funkcja interpolacyjna dla przerwy energetycznej ma w tym przypadku postać [50]

$$E(x, y) = E_{00} + (E_{10} - E_{00} + 4\varepsilon_{x0})x - 4\varepsilon_{x0}x^2 + (E_{01} - E_{00} + 4\varepsilon_{0y})y - 4\varepsilon_{0y}y^2 + [E_{00} + E_{11} - E_{10} - E_{01} + 4\varepsilon_{x1} + 4\varepsilon_{1y} - 4\varepsilon_{x0} - 4\varepsilon_{0y}]xy + (4\varepsilon_{xy} - 4\varepsilon_{x1})x^2y + (4\varepsilon_{0y} - 4\varepsilon_{1y})xy^2. \quad (13)$$

Podstawienie wzoru (11) do wzoru (13) daje zależność parametrów energetycznych półprzewodnika wzdłuż linii izookresowej. Znajomość tej zależności jest nieodzowna przy konstruowaniu laserowej biheterostruktury ze związkami czteroskładnikowymi. Na rys. 8b przedstawione są eksperymentalne zależności szerokości przerwy energetycznej od składu dla dwóch często stosowanych w praktyce laserowej związków czteroskładnikowych $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ i $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ wykreślone wzdłuż krzywych izookresowych odniesionych odpowiednio do InP oraz GaSb. Jak widać, stosując w laserach heterozłączowych związki czteroskładnikowe można znacznie poprawić niezawodność pracy laserów (usunięcie naprężeń i dyslokacji) oraz w istotny sposób rozszerzyć zakres długości fal, na jakich lasery takie można konstruować przy użyciu danego binarnego związku półprzewodnikowego w charakterze podłoża. Problem ten jest istotny z ekonomicznego punktu widzenia, gdyż duże kryształy objętościowe, z których można wycinać płytki podłożowe dla epitaksji, uzyskano w skali produkcji przemysłowej jedynie dla kilku związków binarnych (GaAs, InP). Dalsze intensywne prace technologiczne prowadzone w wielu la-



Rys. 9. Zakres widmowy przekrywany przez lasery biheterozłączowe półprzewodnikowe wykonane z zastosowaniem związków czteroskładnikowych. Linia przerywaną pokazane są zakresy widmowe, na których do dnia dzisiejszego nie zrealizowano jeszcze laserów pracujących niezawodnie. Zakreskowane są obszary widmowe, na których pracują lasery na najszerzej stosowanych w praktyce związkach czteroskładnikowych. Zaznaczone są również „okna” widmowe atmosferyczne (OA) i włókien szklanych (OSz) oraz linie emisyjne laserów rubinowych (RB) szklanych z neodymem (Nd) i gazowych CO_2 .

boratoriach świata nad krystalizacją heterostruktur ze związkami czteroskładnikowymi przyczynią się prawdopodobnie do tego, że będzie można konstruować lasery heterozłączowe, których długości fal pokryją zakres widmowy od $\sim 0,3 \mu\text{m}$ do ok. $30 \mu\text{m}$ (rys. 9).

4. Lasery w monolitycznych strukturach zintegrowanych (scalonych)

Jak już wspomniano we wstępie, lasery heterozłączowe są najbardziej obiecującym źródłem światła dla optyki zintegrowanej, nowej dziedziny optyki, która pojawiła się w początku lat siedemdziesiątych [53], [54]. Myślą przewodnią optyki zintegrowanej była realizacja idei uczynienia z układów optycznych — od dziesiątków lat złożonych z dużych elementów objętościowych (pryzmatów, zwierciadeł, soczewek, lamp itp.) wymagających justowania, ochrony przed wstrząsami, wilgotnością czy zmianami temperatury — układy małe, zwarte, realizujące te same funkcje, ale odporne na wymienione wpływy zewnętrzne. Idea ta powstała w tym samym czasie, gdy pojawiły się pierwsze niskostratne włókna szklane do celów telekomunikacji optycznej. Ta koincydencja spowodowała znaczny i szybki wzrost prac nad małymi, niezawodnymi układami optycznymi, gdyż wymagane były układy skutecznie sprzęgające źródło światła z włóknem, czy włókno z detektorem, jak i układy przetwarzające światło przed wprowadzeniem go do włókna. Realizację idei optyki zintegrowanej rozwijano w dwóch kierunkach — hybrydowym i monolitycznym, przy czym podstawową zasadą w obu kierunkach jest wykorzystywanie technologii cienkich warstw dielektrycznych czy półprzewodnikowych do tworzenia cienkowarstwowych elementów i układów optycznych oraz wykorzystywanie światła w postaci fali prowadzonej w cienkowarstwowym światłowodzie, zamiast jak to ma miejsce w klasycznych układach optycznych w postaci promienia o rozkładzie gaussowskim w przestrzeni swobodnej.

W hybrydowej optyce zintegrowanej różne elementy optyczne wykonane z różnych materiałów są rozmieszczone na jednym, wspólnym dla całego układu podłożu (na ogół na płycie szklanej), w monolitycznej optyce zintegrowanej, natomiast różne elementy optyczne są wykonane z tego samego układu warstw heterostruktury półprzewodnikowej wykryszalowanych na wspólnym podłożu najwłaściwszym dla danej heterostruktury. Istotną cechą charakterystyczną optycznego układu scalonego jest to, że składa się on jedynie z kilku (dwóch, trzech) różnych elementów optycznych, np. źródło i światłowód czy źródło, światłowód ze sprzęgaczem kierunkowym i detektor, które to elementy powielone w dużej liczbie na tym samym podłożu pozwalają realizować dużą liczbę różnych funkcji układowych. Krotność powielenia tych samych elementów optycznych jest przy tym nieporównywalnie mniejsza niż to występuje np. w elektronicznych (krzemowych) układach scalonych, gdzie na jednym podłożu może być rozmieszczonych kilkadziesiąt tysięcy tranzystorów.

Lasery heterozłączowe są stosowane prawie wyłącznie w monolitycznych układach scalonych, dlatego tylko takie układy będą w tym miejscu opisane.

Najszerzej stosowanymi materiałami do konstrukcji układów monolitycznej optyki zintegrowanej są GaAs i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, co wynika z dużego stopnia perfekcji technolo-

gicznej, jaki już do tej pory osiągnięto w odniesieniu do tych materiałów [55—63]. Najczęściej stosowanymi metodami technologicznymi są: epitaksja z fazy ciekłej połączona z techniką krystalizacji selektywnej i trawienia selektywnego [53], fotolitografia interferencyjna [64] oraz wytrawianie jonowe [65].

Pierwsze proste monolityczne optyczne układy scalone pojawiły się na przełomie lat 1974, 1975 [66—69]. Zawierały one zwykle dwa, trzy elementy optyczne, np. laser heterozłączowy sprzężony z światłowodem lub laser, sprzęgacz klinowy i modulator elektrooptyczny. Układy te pracowały w temperaturze pokojowej i charakteryzowały się parametrami eksploatacyjnymi, które czyniły praktyczne zastosowania tych układów ekonomicznie opłacalne. Najciekawszy jednak, jak do tej pory, optyczny obwód scalony wykonano i opublikowano w 1976 r. [70, 71]. Obwód ten składa się z sześciu laserów DFB połączonych z sześcioma schodzącymi się w jednym miejscu światłowodami płaskimi, do których we wspólnym punkcie dołączone jest włókno szklane (rys. 10). Lasery DFB mają różny okres przestrzenny pofałdowania, tak że długości fal światła emitowanego przez nie do światłowodów różnią się o 20 Å. Uzyskano w ten sposób scalone źródło światła o sześciu różnych długościach fali emitowanego promieniowania, które może być modulowane niezależnie z sześciu różnych modulatorów. Pozwala to np. przesyłać sygnały optyczne jednym włóknem szklanym na sześciu różnych kanałach łączności. Układ taki może być np. nadajnikiem 6 programów telewizji kolorowej przesyłanych na odległość przez jedno włókno szklane. Lasery stanowiące podstawowy element tego układu scalonego wykonane były w strukturze z rozdzielonym ograniczeniem przestrzennym elektrycznym i optycznym. Pracowały one w temperaturze pokojowej z zewnętrzną wydajnością kwantową 7%. Straty promieniowania laserowego w wyniku sprzężenia z światłowodem wynosiły około 30%. Zewnętrzna wydajność kwantowa całego obwodu scalonego mierzona na wejściu włókna wynosiła 0,3%. Innym ciekawym kierunkiem rozwojowym dotyczącym laserów w optycznych układach scalonych jest synchronizacja fazowa [72] wielopaskowych laserów — prowadząca do znacznego zwiększenia mocy emitowanej przez taki układ przy bardzo małej kątowej rozbieżności wiązki, czy też geometryczne sprzężenie dwóch pasków przy pomocy zakrzywionego światłowodu lub przez zgięcie paska tworzącego obszar aktywny lasera [73—75] — prowadzące do kontrolowanego odchylenia emitowanej wiązki w płaszczyźnie złącza laserowego.

Ostatnio wykonywane też są układy scalone złożone z lasera heterozłączowego, światłowodu sprzęgającego i detektora heterozłączowego [76].

Przedstawione wyżej dane dotyczące laserów heterozłączowych w strukturach optycznych scalonych pozwalają przewidywać następujący ich rozwój:

- dalszy wzrost skali integracji układów monolitycznych z wykorzystaniem co najmniej kilku laserów pracujących niezależnie lub sprzężonych optycznie ze sobą w celu sprzężenia ich z włóknami szklanymi,

- poprawienie podstawowych parametrów eksploatacyjnych laserów, przez umieszczenie obok siebie na jednym podłożu kilku laserów sprzężonych ze sobą optycznie i wpływających na siebie wzajemnie,

- wykorzystanie kwantowych efektów wymiarowych do uzyskania laserów o przestrajanej długości fali.

5. Uwagi końcowe

Lasery heterozłączone są przyrządami optoelektronicznymi, które znajdują się już od dłuższego czasu w centrum zainteresowania zarówno fizyków, jak i elektroników. Dzieje się tak dlatego, że potencjalne możliwości aplikacyjne są duże, zaś zbiór zjawisk fizycznych do dzisiaj nieznanych lub nie w pełni zbadanych jakie warunkują pracę tych niekonwencjonalnych źródeł światła jest również duży. Oznacza to, że liczne laboratoria zajmujące się badaniem zjawisk rekombinacji nośników ładunku w półprzewodnikach, badające problemy fizyki kryształów, zaangażowane w badania optyki światłowodowej, zjawisk koherencji optycznej itp. znajdują w laserach bardzo atrakcyjną tematykę zarówno badań podstawowych jak i prac związanych z zastosowaniami. O zainteresowaniu tą tematyką świadczy ogromna liczba publikacji jakie się już od kilku lat ukazują w licznych czasopismach fizycznych i technicznych.

Oznacza to, że rozwój laserów heterozłączowych następuje nadal i że ich parametry eksploatacyjne będą się poprawiały, a możliwości zastosowań będą rosły.

Literatura

- [1] M. A. Herman, *Postępy Fizyki* **25**, 255 (1974).
- [2] M. Osiński, *Postępy Fizyki* **25**, 517 (1974).
- [3] H. C. Casey Jr., M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press, New York 1978.
- [4] H. Kressel, J. K. Butler, *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs*, Academic Press, New York, 1977.
- [5] P. G. Eliseev, *Poluprov. Lasery i Preobrazov.*, Itogi Nauki i Tekch., ser. Radiotekch., t. 14, cz. I, Moskwa 1978.
- [6] *Semiconductor Optoelectronics*, M. A. Herman (ed.), J. Wiley — PWN, Warszawa 1980.
- [7] W. T. Tsang, *J. Appl. Phys.* **49**, 1031 (1978).
- [8] H. S. Sommers Jr., D. O. North, *J. Appl. Phys.* **48**, 4460 (1977).
- [9] W. T. Tsang, R. A. Logan, *J. Appl. Phys.* **49**, 2619 (1978).
- [10] D. R. Scifres, W. Streifer, R. D. Burnham, *IEEE J. Quantum Electron* **QE-14**, 223 (1978).
- [11] D. R. Scifres, W. Streifer, R. D. Burnham, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 231 (1978).
- [12] D. R. Scifres, W. Streifer, R. D. Burnham, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 616 (1978).
- [13] C. P. Lee, S. Hargalit, A. Yariv, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-25**, 1250 (1978).
- [14] D. Botez, P. Zory, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 261 (1978).
- [15] K. Aiki, M. Nakamura, T. Kuroda, J. Umeda, R. Ito, N. Chinone, M. Maeda, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-14**, 89 (1978).
- [16] T. Kuroda, M. Nakamura, K. Aiki, J. Umeda, *Appl. Opt.* **17**, 3264 (1978).
- [17] D. Botez, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 872 (1978).
- [18] H. Kogelnik, C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 152 (1971).
- [19] H. Kogelnik, C. V. Shank, *J. Appl. Phys.* **43**, 2327 (1972).
- [20] A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-9**, 919 (1973).
- [21] R. E. De Wames, W. F. Hall, *J. Appl. Phys.* **44**, 3638 (1973).
- [22] R. F. Cordero, S. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 474 (1974).
- [23] S. Wang, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-10**, 413 (1977).
- [24] M. Nakamura, A. Yariv, H. W. Yen, S. Somekh, H. L. Garvin, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 315 (1973).

- [25] M. Nakamura, H. W. Yen, A. Yariv, E. Garmire, S. Somekh, H. L. Garvin, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 224 (1973).
- [26] M. Nakamura, K. Aiki, J. Umeda, A. Yariv, H. W. Yen, P. Morikowa, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 487 (1974).
- [27] C. V. Shank, R. V. Schmidt *Appl. Phys. Lett.* **25**, 200 (1974).
- [28] M. Nakamura, K. Aiki, J. Umeda, A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 403 (1975).
- [29] K. Aiki, M. Nakamura, J. Umeda, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-12**, 597 (1976).
- [30] A. Yariv, M. Nakamura, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-13**, 233 (1977).
- [31] A. Małąg, *Rozprawy Elektrotechniczne* **14**, 191 (1978).
- [32] J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Weigmenn, W. A. Nordland Jr., *Appl. Phys. Lett.* **26**, 463 (1975).
- [33] L. I. Schiff, *Mechanika kwantowa*, PWN, Warszawa 1977, § 9.
- [34] R. Dingle, w książce *Festkörper-probleme XV*, ed. H. V. Queisser, Pergamon, Vieweg, New York, 1975, str. 21—48.
- [35] R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1327 (1975).
- [36] E. A. Rezek, H. Shichijo, B. A. Vojak, N. Holonyak Jr., *Appl. Phys. Lett.* **31**, 534 (1977).
- [37] E. A. Rezek, N. Holonyak Jr., B. A. Vojak, H. Shichijo, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 703 (1977).
- [38] E. A. Rezek, N. Holonyak Jr., B. A. Vojak, H. Shichijo, *J. Appl. Phys.* **49**, 69 (1978).
- [39] R. Chin, N. Holonyak Jr., R. M. Kolbas, J. A. Rossi, D. L. Kenne, W. O. Groves, *J. Appl. Phys.* **49**, 2551 (1978).
- [40] E. A. Rezek, B. A. Vojak, N. Holonyak Jr., *J. Appl. Phys.* **49**, 5398 (1978).
- [41] N. Holonyak Jr., R. M. Kolbas, E. A. Rezek, R. Chin, R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, *J. Appl. Phys.* **49**, 5392 (1978).
- [42] R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, R. Chin, N. Holonyak Jr., S. W. Kirchoefer, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 265 (1979).
- [43] E. A. Rezek, N. Holonyak Jr., B. A. Vojak, G. E. Stillman, J. A. Rossi, D. L. Keune, J. D. Fairing, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 288, (1977).
- [44] J. I. Pankove, *Zjawiska optyczne w półprzewodnikach*, WNT, Warszawa 1974, § 1-A-2.
- [45] P. G. Eliseev, *Kvantovaya Elektronika* (USSR), **6** (12), 3 (1972).
- [46] Zh. I. Alferov, *Postępy Fizyki* **30**, 463 (1979).
- [47] W. M. Andreev, L. M. Dolginov, D. N. Trietiakov, *Zhiddkostnaya epitaksja v tekhologii poluprovodnikovykh priborov*, Sov. Radio, Moskva 1975.
- [48] G. B. Stringfellow, *Ann. Rev. Mater. Sci.* **8**, 73 (1978).
- [49] G. B. Stringfellow, H. T. Hall Jr., *J. Cryst. Growth* **43**, 47 (1978).
- [50] L. M. Dolginov, P. G. Eliseev, M. G. Milvidskij, *Kvantovaya Elektronika* (USSR) **3**, 1381 (1976).
- [51] W. Kleber, *An Introduction to Crystallography*, VEB Verlag Technik, Berlin, 1970.
- [52] J. A. Van Vechten, T. K. Bergstresser, *Phys. Rev.* **B1**, 3351, (1970).
- [53] P. K. Tien, *Rev. Modern Phys.* **49**, 361 (1977).
- [54] *Integrated Optics, Topics in Applied Physics*, T. Tamir (ed), t. 7, Springer, Berlin 1975.
- [55] R. A. Logan, F. K. Reinhart, *J. Appl. Phys.* **44**, 4172 (1973).
- [56] P. C. Tracy, W. Wiegman, R. A. Logan, F. K. Reinhart, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 511 (1973).
- [57] F. K. Reinhart, R. A. Logan, T. P. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 270 (1974).
- [58] L. Comerford, R. Zory, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 208 (1974).
- [59] J. McKenna, F. K. Reinhart, *J. Appl. Phys.* **47**, 2069 (1976).
- [60] J. C. Dymant, F. P. Kapron, *J. Appl. Phys.* **47**, 1523 (1976).
- [61] Zh. I. Alferov, S. A. Gurevich, R. F. Kazarinov, R. V. Larionov, *Phys. Tekhn. Poluprov.* (USSR) **8**, 1321 (1975).
- [62] R. A. Logan, F. K. Reinhart, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-11**, 461 (1975).
- [63] D. Botez, W. T. Tsang, S. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 234 (1976).
- [64] W. W. Ng, C. S. Hong, A. Yariv, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-25**, 1193 (1978).
- [65] S. Somekh, H. C. Casey Jr., *Appl. Optics* **16**, 126 (1977).
- [66] C. E. Hurwitz, J. A. Rossi, J. J. Hsieh, C. M. Wolfe, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 241 (1975).

- [67] F. K. Reinhart, R. A. Logan, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 622 (1974).
- [68] F. K. Reinhart, R. A. Logan, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 532 (1975).
- [69] F. K. Reinhart, R. A. Logan, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 516 (1975).
- [70] K. Aiki, M. Nakamura, J. Umeda, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 506, (1976).
- [71] K. Aiki, M. Nakamura, J. Umeda, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-13**, 220 (1977).
- [72] D. R. Scifres, W. Streifer, R. D. Burnham, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 259 (1979).
- [73] D. R. Scifres, W. Streifer, R. D. Burnham, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 616 (1978).
- [74] D. R. Scifres, W. Streifer, R. D. Burnham, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 702 (1978).
- [75] D. R. Scifres, W. Streifer, R. D. Burnham, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 231 (1978).
- [76] J. L. Merz, R. A. Logan, A. M. Sergent, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-15**, 72 (1979).

R Ó Ź N E

Dariusz Mączka, Andrzej Latuszyński, Józef Pomorski

Institut Fizyki UMCS
Lublin

15 lat elektromagnetycznej separacji izotopów w Zakładzie Fizyki Jądrowej IF UMCS

15 Years of Electromagnetic Isotope Separation in the Nuclear Physics Department, Institute of Physics UMCS, Lublin

Abstract: The article is a review of 15 years' activity of the Nuclear Physics Department, Institute of Physics of the Maria Skłodowska-Curie University (UMCS), in the field of electromagnetic isotope separation. The results of experiments in ion beam physics, nuclear spectroscopy and ion implantation, obtained by means of electromagnetic separation technique, are described.

1. Wstęp

Elektromagnetyczna separacja izotopów w ośrodku lubelskim datuje się od grudnia 1963 r., tj. od oddania do użytku pierwszego w Polsce i jednego z nielicznych wtedy w Europie elektromagnetycznego separatora izotopów [1, 2]. Budowa separatora trwała ponad 3 lata i była prowadzona przez zespół naukowy byłej Katedry Fizyki Doświadczalnej UMCS, kierowany przez prof. Włodzimierza Żuka, z którego inicjatywy rozpoczęto budowę urządzenia i który do dzisiejszego dnia bardzo aktywnie inspiruje badania z zakresu elektromagnetycznej separacji izotopów. Realizacja przedsięwzięcia stała się możliwa dzięki dotacjom finansowym Uczelni, Pełnomocnika Rządu ds. Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej oraz Instytutu Badań Jądrowych, którego ówczesny dyrektor do spraw fizyki, prof. Andrzej Sołtan był wielce zainteresowany rozwojem techniki elektromagnetycznego rozdzielania izotopów w Polsce. Ważniejsze prace mechaniczne przy separatorze wykonały zakłady przemysłowe Śląska oraz WSK w Świdniku.

Podjęcie w Lublinie problematyki elektromagnetycznej separacji izotopów nie było

przypadkowe. Z jednej strony stanowiło rozwinięcie wprowadzonych po raz pierwszy w skali kraju badań związanych ze spektrometrią mas, z drugiej wiązało się z realizowanymi równolegle pracami z zakresu spektroskopii jądrowej. W połowie lat sześćdziesiątych zastosowania metody separacji izotopów rozszerzone zostały na badania oddziaływania ciężkich jonów o średnich energiach z tarczami metalowymi poli- i monokrystalicznymi, zaś w latach późniejszych na implantację jonów do półprzewodników.

Wyrazem zaangażowania ośrodka lubelskiego w realizację ostatniej tematyki było zorganizowanie w Lublinie w 1974 r., wspólnie z Instytutem Badań Jądrowych w Świerku, Instytutem Fizyki PAN i Instytutem Technologii Elektronowej, międzynarodowej konferencji na temat implantacji jonów.

Od kilku lat dwa główne kierunki badań Zakładu Fizyki Jądrowej uprawiane przy wykorzystaniu separatora, a mianowicie fizyka jądrowa niskich energii i implantacja jonów, znalazły wspólne powiązanie w problematyce zaburzonych korelacji kątowych gamma-gamma, w badaniach wewnętrznych pól atomowych i w badaniach defektów sieci krystalicznej, w których to badaniach atomy promieniotwórcze wprowadzane są do sieci drogą implantacji jonów. Łączna liczba opublikowanych w 15-leciu prac i komunikatów naukowych z wymienionej wyżej tematyki przekroczyła 150.

W stosunku do lat sześćdziesiątych baza aparaturowa została znacznie rozszerzona. W chwili obecnej Zakład Fizyki Jądrowej dysponuje dwoma separatorami, z których jeden — zbudowany w IBJ w Świerku — umożliwia przyspieszanie jonów rozdzielanych izotopów do energii 330 keV [3]. Podstawowe parametry separatorów podane zostały w tabeli 1.

Tabela 1

Parametry separatorów Zakładu Fizyki Jądrowej UMCS

	Separator 70 keV	Separator 330 keV
Kąt rozwarcia soczewki magnetycznej	90°	90°
Kąt wejścia i wyjścia wiązki jonów z pola magnetycznego	0°	26,6°
Średni promień krzywizny toru jonów w polu magnetycznym	160 cm	50 cm
Zdolność rozdzielcza separatora	1000	500
Dyspersja separatora dla $\frac{\Delta M}{M} = 0,01$	1,6 cm	1,0 cm
Zakres energii jonów pojedynczo naładowanych	10—70 keV	20—330 keV
Stabilizacja napięcia przyspieszającego	$1 \cdot 10^{-4}$	10^{-8}
Stabilizacja prądu magnesu analizującego	$5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-8}$

Przedstawiając krótko historię 15 lat elektromagnetycznej separacji izotopów w Zakładzie Fizyki Jądrowej IF UMCS należy wspomnieć o współpracy, jaką zespół lubelski prowadzi z ośrodkami zagranicznymi, a w szczególności ze Zjednoczonym Instytutem

Badań Jądrowych w Dubnej. Współpraca ta w pierwszym okresie polegała na udziale lubelskich pracowników w budowie separatora w Dubnej [4], później zaś na wspólnych badaniach nad techniką separacji krótkożyciowych izotopów w układach off-line i on-line. Rezultatem tych badań było m. in. opracowanie oryginalnej metody separacji izotopów pierwiastków o niewielkim potencjale jonizacji, której wykorzystanie umożliwiło zidentyfikowanie kilku nowych izotopów z obszaru ziem rzadkich.

2. Wytwarzanie jonów dla celów separacji izotopów

Efekty uzyskiwane w procesie elektromagnetycznej separacji izotopów zależą od separatora jako całości. W decydującej jednak mierze określone są konstrukcją źródła jonów oraz warunkami jego pracy. W literaturze istnieje wiele publikacji poświęconych źródłom jonów [5]. Mimo tego, nie można uważać, że obecne typy źródeł rozwiązują w pełni zagadnienie wytwarzania odpowiednich strumieni jonowych. Świadczą o tym podejmowane wciąż prace, których celem jest bądź udoskonalenie istniejących typów, bądź rozwój nowych konstrukcji źródeł jonów. Mając to na uwadze grupa separatora od samego początku, tj. od r. 1963, poświęcała wiele uwagi problemom wytwarzania jonów, wydajności źródeł i optymalizacji procesu separacji. Stosowane ówczesznie źródła jonów, używane zresztą do chwili obecnej, pracowały na zasadzie wyładowania łukowego w gazach lub parach separowanej substancji. Źródła te stanowiły modyfikację znanej konstrukcji K. O. Nielsena z oscylującą lub nie oscylującą wiązką elektronową [6]. Pierwsze prace grupy poświęcone były lepszemu poznaniu mechanizmu działania łukowego źródła jonów z ekstrakcją jonów równoległą do osi źródła. W szczególności dotyczyły one określenia wpływu różnych parametrów źródła na emitowane prądy jonowe oraz wydajność separacji. W wyniku przeprowadzonych badań — tak teoretycznych jak i doświadczalnych — stwierdzono, że wyciągane ze źródła prądy jonowe I^+ oraz wydajność η mogą być wyrażone w pierwszym przybliżeniu wzorami:

$$I^+ = 3 \frac{br}{2b+r} n_e \alpha \sigma j_e \Omega S_m, \quad (1)$$

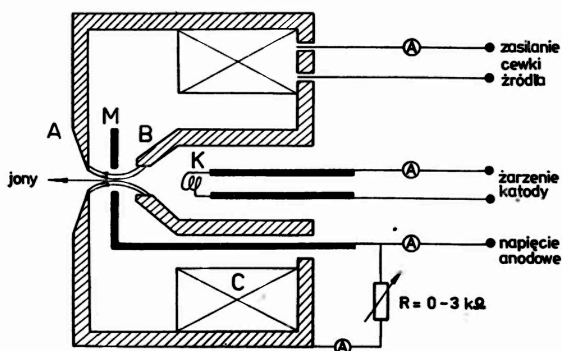
$$\eta = 12 \frac{br}{2b+r} \alpha \sigma \frac{j_e}{e} \sqrt{\frac{\pi m_+}{8kT_g}} \Omega \cdot f, \quad (2)$$

gdzie: j_e — gęstość prądu elektronowego, m_+ — masa jonu, k — stała Boltzmanna, T_g — temperatura gazu, σ — przekrój czynny na jonizację elektronami, b, r — długość i promień komory źródła, Ω — czynnik uwzględniający stopień zjonizowania gazu, S_m — powierzchnia menisku plazmy, e — ładunek elektronu.

Ukazanie wpływu poszczególnych parametrów źródła na I^+ i η pozwoliło na wydajne prowadzenie procesu separacji wielu pierwiastków, w tym także izotopów promieniotwórczych [8, 9].

W współczesnej praktyce elektromagnetycznego rozdzielania izotopów wykorzystuje się różne warianty źródeł jonów. Jednym z bardziej udanych rozwiązań jest źródło duoplazmowe typu von Ardenne, w którym celem zwiększenia gęstości plazmy zastosowano geo-

metryczne i magnetyczne zwężenie kolumny wyładowania [10]. Badania nad wykorzystaniem wspomnianego typu źródła w lubelskim separatorze prowadzono od 1966 roku. Potwierdziły one szereg znanych zalet źródła duoplazmowego, w tym stosunkowo wysoką jego wydajność. Dodatkowym efektem prowadzonych w tym kierunku prac było zaprojektowanie nowego wariantu źródła duoplazmowego, w którym prócz dwóch wspomnianych wyżej czynników wykorzystano dodatkowo jeszcze oscylacje elektronowe w obszarze plazmy anodowej (rys. 1). Oscylacje te wywoływano poprzez wytworzenie na elektrodach A i B jednakowego potencjału oraz zastosowanie elektrody M na potencjale anody. Przeprowadzone badania wykazały, że w stosunku do konwencjonalnego układu elektrod wydajność źródła zwiększyła się blisko 1,5—2 razy [7].

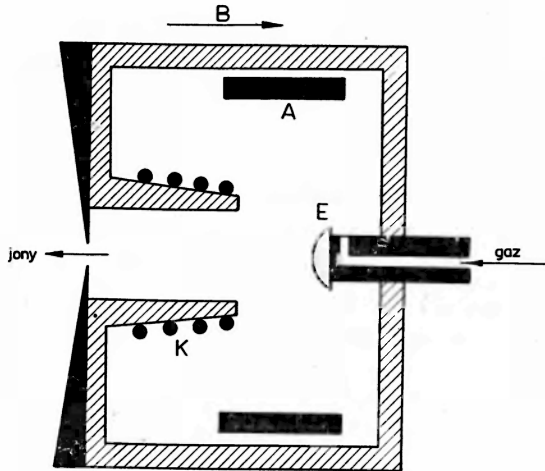


Rys. 1. Schemat duoplazmowego źródła jonów: K — katoda, A — anoda, M — elektroda pośrednia C — cewka magnetyczna

Źródło duoplazmowe wykorzystuje się z reguły do wytwarzania jonów pierwiastków gazowych. Jak bowiem można wywnioskować z załączonego rysunku, do prawidłowego działania źródła koniecznym jest, by elektrody A i B — będące częścią obwodu magnetycznego — miały temperaturę poniżej punktu Curie, tj. dla żelaza około 760°C . Wymóg ten wyklucza możliwość wydajnego wytwarzania jonów pierwiastków trudnolotnych z uwagi na silną kondensację par i jonów na stosunkowo zimnych częściach źródła.

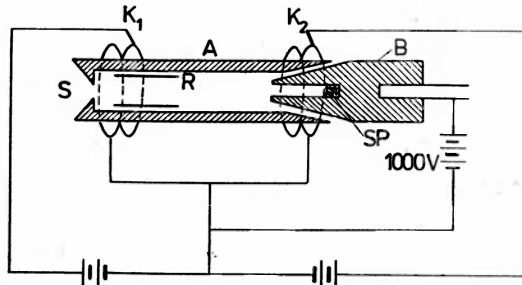
Zagadnienie wytwarzania jonów pierwiastków trudnolotnych było badane i rozwiązywane w Lublinie w latach sześćdziesiątych. Celem wytworzenia par w obszarze wyładowania wykorzystano tutaj rozpylanie katodowe. Opracowane w Zakładzie Fizyki Jądrowej oryginalne źródło jonów z rozpyleniem katodowym pokazuje rys. 2. Jego konstrukcja wykorzystuje wyładowanie pierścieniowe zlokalizowane na obwodzie źródła, dzięki czemu ciepło wydzielane podczas pracy źródła służy do ogrzania zimnych części komory jonizacyjnej, zapobiegając w ten sposób kondensacji par i w konsekwencji zwiększając wydajność źródła [11, 12].

Gazem podtrzymującym stabilne wyładowanie jest gaz szlachetny, najczęściej argon. W pierwszej fazie wyładowanie rozpoczyna się pomiędzy katodą i anodą. Na ujemnym w stosunku do katody potencjale znajduje się elektroda E, na której umocowany jest rozpylany materiał. Dodatkowo jony gazu nośnika bombardują zatem próbkę i powodują jej rozpylanie. Atomy rozpylonego materiału wchodzi w obszar wyładowania, ulegają tam jonizacji, a następnie są wyciągane przez otwór w płycie ekstrakcyjnej.



Rys. 2. Konstrukcja źródła jonów z rozpylaniem katodowym: K — katoda, A — anoda, E — elektroda z rozpylanego materiału, B — kierunek wektora indukcji magnetycznej

Znaczny postęp w technice wytwarzania jonów pierwiastków trudnołotnych o niewielkim potencjale jonizacji przyniosło wykorzystanie zjawiska termojonizacji powierzchniowej. Pracujące na tej zasadzie źródło jonów przedstawiono na rys. 3. Jego konstrukcja



Rys. 3. Termoemisyjne źródło jonów: A — jonizator, B — parownik, R — folia renowa, SP — separowana próbka, S — otwór ekstrakcyjny, K_1 , K_2 — katody

została opracowana przez zespół naukowy ZIBJ w Dubnej [13]. Separowana próbka jest umieszczona w części B, zwanej parownikiem. Wytworzone w tym obszarze pary separowanego materiału przedostają się do ampuly A, gdzie w procesie termojonizacji powierzchniowej ulegają zjonizowaniu. W omawianym źródle termojonizacja atomów zachodzi na powierzchni renu. Ponieważ materiał ten charakteryzuje znaczna praca wyjścia W , prawdopodobieństwo zjonizowania parujących atomów, a w dalszej konsekwencji wydajność źródła są stosunkowo wysokie, np. dla Nd około 80%.

Zagadnienie wytwarzania jonów w zamkniętej objętości źródła termoemisyjnego było przedmiotem aktywnych badań, które zespół prowadził we współpracy z ZIBJ w Dubnej. Problem ten był oczywiście interesujący dla samego zrozumienia procesów fizycznych zachodzących w źródle. Odgrywał on ponadto istotną rolę w praktyce elektromagnetycznego rozdzielania izotopów krótkożyciowych dla celów spektroskopii jądrowej

w układach off-line i on-line. Kierując się intuicyjną interpretacją uzyskanych wyników opracowano uproszczony model działania źródła, w którym przyjęto, że jony powstają jedynie w wyniku zjawiska termojonizacji powierzchniowej [14]. Dokładniejsze jednak badania wykazały w wielu przypadkach znaczne rozbieżności przewidywań modelu z wynikami doświadczalnymi, m. in. dla wielkości otrzymywanych wydajności źródła. Lepszą zgodność w tym względzie przyniósł opracowany nieco później model, w którym założono, że w objętości źródła istnieje izotermiczna plazma spełniająca warunek ekranowania Debye'a. W tych warunkach proces jonizacji atomów zachodziłby na powierzchni jonizatora, jednak nie on decydowałby o wielkości koncentracji jonów w źródle, lecz warunki termiczne plazmy oraz potencjał jonizacji separowanych atomów [15]. Przyjmując powyższe założenia, wydajność źródła może być opisana wzorem

$$\eta = \left[1 + \frac{j_+}{1,47A_0T} \left(\frac{m_e}{m_+} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{V_i}{kT} \right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

gdzie: j_+ — gęstość prądu jonów emitowanych ze źródła, A_0 — stała Richardsona, T — temperatura jonizatora, V_i — potencjał jonizacji.

Zagadnienie wytwarzania jonów w objętości źródła termoemisyjnego badane jest w dalszym ciągu. Zakłada się przy tym, że w źródle istnieje możliwość wielokrotnych zderzeń jonów z gorącymi ściankami jonizatora.

Mimo oczywistych zalet, m. in. wysokiej wydajności i krótkiego czasu separacji, źródła termoemisyjne nie mogą być powszechnie stosowane i ich wykorzystanie ogranicza się do pierwiastków, których potencjał jonizacji nie przekracza 6—7 eV. Jony pozostałych pierwiastków, tak stabilnych jak i promieniotwórczych, wytwarzane są zwykle przy użyciu źródeł plazmowych, np. źródeł łukowych. W przypadku wytwarzania jonów izotopów promieniotwórczych w źródle łukowym z reguły zachodzi konieczność dozowania do komory jonizacyjnej gazu nośnika celem zapewnienia stabilnych warunków pracy źródła. Fakt ten stwarza możliwość zwiększenia wydajności źródła przez wykorzystanie nie tylko jonizacji elektronowej, lecz także zderzeń separowanych atomów z metastabilnymi atomami gazu nośnika



gdzie: A^m — metastabilny atom gazu nośnika, B — atom separowanej próbki.

Proces zapisany równaniem (4) nosi nazwę jonizacji Penninga i zachodzi wtedy, gdy energia stanu metastabilnego jest wyższa od energii jonizacji separowanych atomów. Możliwość wykorzystania efektu Penninga w źródłach jonowych separatora została po raz pierwszy wskazana jeszcze w 1973 r. [16]. Jednakże od tego czasu, o ile autorom wiadomo, żadna praca na ten temat nie ukazała się, mimo że z punktu widzenia zwiększenia wydajności źródła dla pierwiastków promieniotwórczych problem wydawał się bardzo istotny. Prace nad wykorzystaniem efektu Penninga w źródle plazmowym prowadzono we współpracy z ZIBJ w Dubnej [17]. Jako gazu nośnika użyto argonu, helu i ksenonu, rolę domieszki spełniały pary Hg, które stałym strumieniem dozowano do komory wyładowań. Przeprowadzone pomiary potwierdziły intuicyjne przypuszczenie, iż wydajność źródła zwiększa się ze zmniejszeniem stosunku koncentracji domieszki i atomów gazu nośnika. Pozwoliły ponadto określić wpływ poszczególnych parametrów źródła na wy-

dajność jonizacji. Pośrednim efektem pracy było określenie całkowitego przekroju czynnego na tworzenie w plazmie wyładowania atomów metastabilnych w wyniku zderzeń elektronowych i przejść radiacyjnych. Dla warunków stosowanych w doświadczeniu odpowiednie przekroje czynne dla He (2^3S , 2^1S_0) i Ar ($3P_2$, $3P_0$) wynosiły $1,4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ i $4,9 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$.

W związku z podjęciem problematyki implantacji domieszek do półprzewodników przy użyciu separatora, w latach siedemdziesiątych rozpoczęto badania nad uzyskiwaniem jonów wielokrotnie naładowanych [18]. Ich celem było lepsze poznanie zjawisk prowadzących do wielokrotnej jonizacji w warunkach wyładowania łukowego. Przeprowadzone badania wykazały, że za wielokrotną jonizację odpowiedzialne są przede wszystkim dwa efekty: jednokrotne zderzenia atomów z pierwotnymi elektronami oraz jonizacja w wyniku kilku kolejnych zderzeń (jonizacja stopniowa). Stwierdzono ponadto znaczny wpływ ciśnienia w komorze jonizacyjnej na skład ładunkowy emitowanej wiązki jonowej. W oparciu o analizę procesów zachodzących w plazmie źródła opracowano metodę pomiaru względnych współczynników przeładowania jonów podwójnie naładowanych z neutralnymi atomami separowanej substancji [19].

3. Separacja promieniotwórczych izotopów dla celów spektroskopii jądrowej

Jednym z pierwszych i ważnych zastosowań lubelskiego separatora izotopów była preparatyka źródeł promieniotwórczych dla badań z zakresu spektroskopii jądrowej.

Proces wytwarzania monoizotopowych źródeł pierwiastków promieniotwórczych składa się z czterech zasadniczych etapów:

1. naświetlania odpowiednio wybranej tarczy wysokoenergetyczną wiązką protonów, neutronów lub ciężkich jonów w celu wywołania reakcji jądrowej,
2. ekstrakcji powstałych w tarczy produktów reakcji jądrowej i wydzielania (najczęściej drogą chemiczną) potrzebnego pierwiastka,
3. transportu badanego pierwiastka do źródła jonów separatora oraz separacji jego izotopów,
4. transportu zebranego na kolektorze separatora izotopu do układów spektrometrycznych.

Wymienione etapy mogą występować w różnych wariantach. Gdy wszystkie wymienione procesy przebiegają oddzielnie, mówimy o separacji metodą off-line. W przypadku ciągłego wytwarzania promieniotwórczych nuklidów przebiegającego łącznie z ciągłym procesem separacji oraz jednoczesnym działaniem spektrometrów jądrowych mamy separację metodą on-line. Dla lubelskiego separatora izotopów możliwa jest praca tylko metodą off-line.

Wytwarzane źródła promieniotwórcze muszą spełniać szereg warunków, które decydują o ich przydatności dla celów spektroskopii jądrowej. Problemy te były i są przedmiotem badań prowadzonych na lubelskim separatorze izotopów oraz we współpracy z Oddziałem Radiochemii i Spektroskopii Jądrowej ZIBJ w Dubnej w ramach programu JASNAPP-1 (Jadernaja Spektroskopia NA Puczkie Protonow).

Dla uzyskania odpowiedniej statystyki zliczeń w pomiarach spektroskopowych pre-

paraty promieniotwórcze powinny posiadać dostatecznie dużą aktywność całkowitą i właściwą. Aktywność A_k radioaktywnego izotopu zbieranego na kolektorze separatora jest określona równaniem

$$A_k = \sigma I N_0 \eta_w \eta_s \left[1 - \exp\left(-\frac{t_n}{\tau}\right) \right] \exp\left(-\frac{t_c}{\tau}\right), \quad (5)$$

gdzie N_0 — liczba atomów w naświetlonej tarczy, σ — przekrój czynny na powstanie badanego izotopu w wykorzystywanej reakcji jądrowej, I — natężenie wiązki cząstek wywołujących reakcję, η_w — wydajność procesu wydzielania badanego izotopu z naświetlonej tarczy, η_s — sumaryczna wydajność procesu separacji, τ — średni czas życia badanego izotopu, t_n — czas naświetlania tarczy, t_c — sumaryczny czas przygotowania źródła promieniotwórczego.

Zatem o aktywności uzyskiwanych źródeł promieniotwórczych w danym układzie wiązka-naświetlana tarcza-separator decyduje sumaryczny czas t_c przygotowania źródła promieniotwórczego oraz wydajność procesów ekstrakcji produktów reakcji z naświetlonej tarczy i elektromagnetycznej separacji. Sumaryczna wydajność procesu separacji η_s jest równa

$$\eta_s = \eta_i \eta_{DZ} \eta_t, \quad (6)$$

gdzie η_i — wydajność procesu jonizacji w źródle, η_{DZ} — wydajność dyfuzji jonów ze źródła, η_t — współczynnik transmisji wiązki jonowej przez komorę separatora.

Wydajność separacji determinuje głównie typ pracującego w separatorze źródła jonów i rodzaj jonizowanego pierwiastka. Dobór odpowiedniego źródła jonów i szeroko rozumiana optymalizacja warunków jego pracy jest zwykle przedmiotem badań przy opracowywaniu technik otrzymywania dostatecznie aktywnych źródeł promieniotwórczych. Na ogół uważa się, że metoda pozwalająca zebrać na kolektorze separatora około 10%/o jąder promieniotwórczych powstałych w naświetlonej tarczy jest w pełni przydatna w badaniach spektroskopii jądrowej.

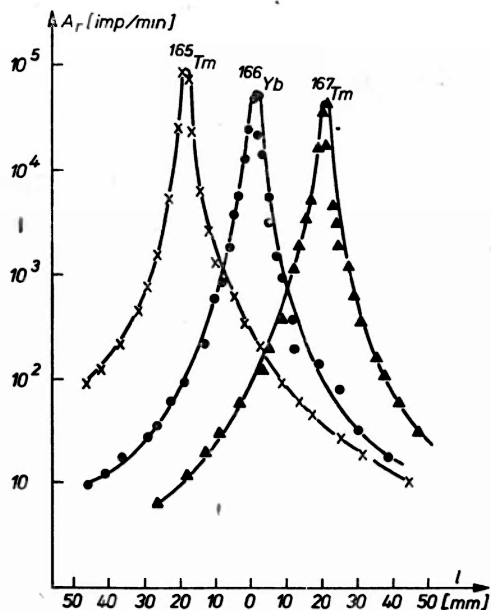
Źródło promieniotwórcze uzyskiwane drogą elektromagnetycznej separacji nie jest idealnie monoizotopowe. Czystość źródła w głównej mierze zależy od technicznych parametrów używanego separatora mas. Linia masowa, która jest odwzorowaniem na kolektorze separatora otworu wyjściowego źródła jonów, ma pewną szerokość zależną od takich czynników, jak: stałość pola magnetycznego, monoenergetyczność wiązki jonowej, dobroć układu soczewek elektrostatycznych i soczewki magnetycznej, gęstość prądu jonowego w transmitowanej przez separator wiązce, ciśnienie gazów resztkowych w komorze separatora i szeregu innych. Oczywiście szerokość linii masowej powinna być tak mała, aby dwie sąsiednie masy nie pokrywały się.

Stopecień czystości próbki separowanego izotopu określany jest zwykle przez stopień wzbogacenia E w procesie separacji:

$$E = \frac{a/b}{a'/b'}, \quad (7)$$

gdzie a/b — stosunek ilości wzbogaconego izotopu do ilości zawartych w nim domieszek po separacji, a'/b' — stosunek ilości wzbogacanego izotopu do ilości domieszek w substancji wyjściowej (przed separacją).

Praktycznie uzyskiwana w lubelskim separatorze izotopów wartość E była rzędu 10^2 — 10^3 przy zdolności rozdzielczej około 1000. Zilustrowano to na przykładzie rozdziału izotopów promieniotwórczych ^{165}Tm , ^{166}Yb i ^{167}Tm . Odpowiedni fragment widma masowego uzyskanego na kolektorze separatora przedstawia rys. 4 [20]. W pasku o szerokości około 10 mm wycinanym jako źródło promieniotwórcze np. izotopu ^{167}Tm znajduje się około 90% całkowitej zebranej na kolektorze aktywności tego izotopu, około 1% aktywności całkowitej izotopu o masie 166 oraz $\sim 0,05\%$ aktywności izotopu o masie 165. Taki stopień zanieczyszczenia radioaktywnych izotopów sąsiednimi masami prawie zawsze zapewnia jednoznaczną interpretację wyników uzyskiwanych w badaniach spektroskopii jądrowej.



Rys. 4. Widmo masowe promieniotwórczych izotopów ^{165}Tm , ^{166}Yb , ^{167}Tm

Przy sporządzaniu źródeł promieniowania α i β bardzo ważnym czynnikiem jest rozkład zbieranego izotopu w podkładce tarczowej. O rozkładzie głębokościowym aktywności atomów osadzonych na kolektorze separatora w odpowiedniej podkładce (tarczy) decydują oprócz wymienionych wyżej parametrów technicznych separatora takie wielkości, jak: energia wbijanych w tarczę jonów, kąt ustawienia tarczy względem padającej wiązki, liczby masowa i porządkowa jonu oraz atomu tarczy i inne. W pierwszym przybliżeniu (przybliżenie Nielsena) dla jonów średnich energii (do 100 keV) najbardziej prawdopodobny zasięg \bar{R}_p wbijanych prostopadle w tarczę jonów może oceniony być z wyrażenia

$$\bar{R}_p = \frac{180}{\rho} E_j \frac{(Z_1^{3/2} + Z_2^{3/2})^{1/2} M_2 (M_1 + M_2)}{Z_1 Z_2 (3M_1 + M_2)}, \quad (8)$$

gdzie: E_j — energia padającego jonu, ρ — gęstość materiału tarczy, M_1, Z_1 — liczba masowa i porządkowa wbijanego jonu, M_2, Z_2 — liczba masowa i porządkowa atomów tarczy.

Wartości zasięgów \bar{R}_p (Å) i szerokości połówkowej h (Å) krzywych rozkładu koncentracji w aluminium

Jony	Energia jonów	20 keV		28,5 keV		45 keV	
		\bar{R}_p	h	\bar{R}_p	h	\bar{R}_p	h
	¹²⁸ Ba	145	222	175	220	240	245
	¹⁴⁰ Nd	138	154			230	220
	¹⁴⁵ Eu	130	140			225	200
	¹⁶² Tb	130	120	150	160	220	175
	¹⁶⁰ Er	125	100			210	160
	¹⁶⁷ Tm	125	92			200	140
	¹⁶⁹ Lu	120	86	140	100	200	135

W tabeli 2 podano zmierzone wartości \bar{R}_p i szerokość połówkową h krzywych rozkładu aktywności izotopów niektórych pierwiastków ziem rzadkich zbieranych w tarczy aluminiowej [20].

Skończona grubość źródła promieniotwórczego wywołuje rozmycie i przesunięcie linii widmowych w widmie energetycznym badanego izotopu. Jak wynika z danych tabeli 2, przy energii jonów 45 keV wartości \bar{R}_p i h są rzędu 240 Å. Przyjmując, że dla elektronów o energii 50 keV przechodzących przez aluminium strata energii wynosi około 0,2 eV/Å, rozmycie i przesunięcie linii widma β będzie rzędu 50 eV. Jest to wyraźnie mniej niż wynosi zdolność rozdzielcza detektorów używanych w badaniach spektroskopii β . W przypadku widm α należy jednak na podstawie danych tabeli 2 wprowadzić odpowiednie poprawki.

Z powyższych rozważań wynika, że za pomocą lubelskiego separatora izotopów można sporządzać źródła promieniotwórcze w pełni przydatne do badań spektroskopii jądrowej. W tabeli 3 przedstawiono zestawienie opracowanych w ciągu 15 lat pracy separatora metod uzyskiwania źródeł promieniotwórczych szeregu izotopów. Metody te wykorzystywano w Lublinie, a także w ramach realizacji programu JASNAPP-1 w ZIBJ w Dubnej.

W początkowym okresie pracy lubelskiego separatora izotopów w latach 1967—68 prowadzono wspólnie z grupą naukową z IBJ w Świerku badania promieniotwórczych izotopów Xe. W specjalnej pętli naświetlano w sposób ciągły przez 2—3 dni w reaktorze Ewa stabilny Xe, transportowano go następnie do Lublina (czas transportu ~ 3 godz.), gdzie prowadzony był proces elektromagnetycznej separacji. Używano źródła jonów typu magnetronowego o specjalnie dostosowanej konstrukcji. Opracowano odpowiedni układ dozowania promieniotwórczego i stabilnego gazu do źródła jonów, optymalizując warunki jego pracy. Rozdzielone izotopy zbierano na odpowiednich foliach aluminiowych. Czas trwania procesu separacji wynosił 1—2 godz., uzyskiwana efektywność tego procesu 5—10% [8, 21].

W okresie późniejszym opracowano metodę uzyskiwania promieniotwórczych źródeł ⁸⁵Kr, potrzebnych do badań strukturalnych i zmian powierzchniowych różnych metali prowadzonych przez Wojskową Akademię Techniczną w Warszawie. Przy zastosowaniu

Tabela 3

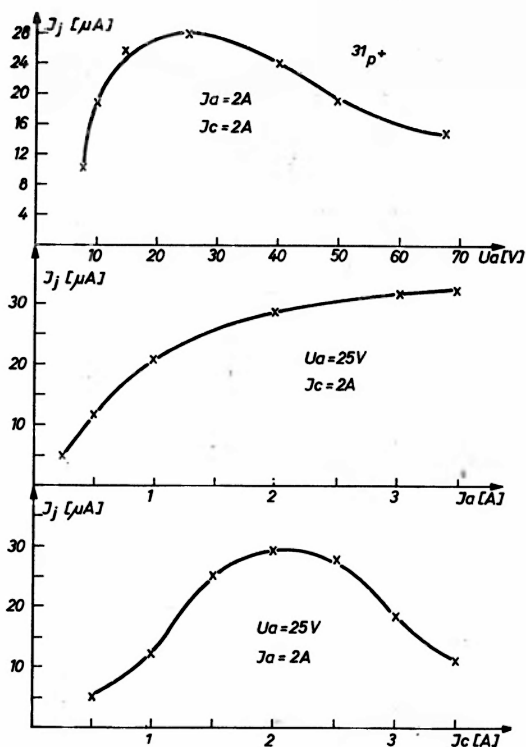
Zestawienie niektórych izotopów promieniotwórczych separowanych przez zespół lubelski w latach 1965—1978

Lp.	Tarcza Wiązka	Obróbka tarczy	Typ źródła jonów i wydajność separacji	Uzyskiwane pierwiastki	Niektóre badane izotopy	Literatura
1	Xe-gaz neutrony	—	plazmowe 5%	Xe	Xe (różne izotopy)	[8, 21]
2	Kr-gaz neutrony	—	plazmowe 3%	Kr	⁸⁵ Kr	[22]
3	P, As neutrony	odparowanie	plazmowe 2—5%	P, As	³² P, As (różne izotopy)	[22, 23]
4	LuO ₂ neutrony	odparowanie	plazmowe 0,1% termoemisyjne	Lu	¹⁷⁷ Lu	[9, 24]
5	ThO protony 660 MeV	frakcjonowanie chemiczne	plazmowe 3—8%	Rn, Xe	²⁰⁶ Rn, ²⁰⁶ Rn ²⁰⁷ Rn, ²⁰⁸ Rn	[25, 26]
6	SrO protony 660 MeV	dyfuzja z tarczy w procesie naświetlania	plazmowe 5%	Kr	⁷⁹ Kr	[27]
7	Ta-metal protony 660 MeV	frakcjonowanie niechemiczne	termoemisyjne 10—70%	pierwiastki ziem rzadkich Ba, Cs	¹⁵⁸ Ho, ¹⁵⁷ Gd i szereg innych	[28, 29, 30]
8	Ta-metal protony 660 MeV	termodyfuzja w źródle jonów	termoemisyjne 50%	pierwiastki ziem rzadkich	¹⁴⁷ Tb, ¹⁵⁸ Ho ¹⁵⁵ Er, ¹⁶⁵ Lu	[15, 31, 32]
9	LaO protony 660 MeV	termodyfuzja w źródle jonów	termoemisyjne 50%	Cs	¹³³ Cs	[33]

magnetronowego źródła jonów uzyskiwano silne wiązki jonowe izotopów Kr. Optymalne dla tego przypadku charakterystyki pracy źródła opisano w pracy [22].

Około roku 1969 rozpoczęto przy pomocy lubelskiego separatora izotopów próby implantacyjnego wprowadzania do tarcz krystalicznych promieniotwórczych izotopów P i As. Materiałem wyjściowym w przypadku fosforu był fosfor czerwony naświetlany w reaktorze w IBJ w Świerku o aktywności właściwej 100 mCi/g, a w przypadku arsenu As₂O₃ o aktywności 2—3 mCi. W celu uzyskania stabilnych warunków pracy plazmowego źródła jonów zoptymalizowano geometrię źródła oraz temperaturowe warunki jego pracy. Wykonano szereg pomiarów zależności prądu jonów ³¹P od różnych parametrów pracy źródła. Typowe charakterystyki źródła pokazano na rys. 5 [22, 23]. Do tychczas sporządzono około 250 próbek implantowanych ³²P.

Innym pierwiastkiem, którego separacją zajmowano się w Lublinie przez wiele lat, był lutet. Początkowo próbowano uzyskiwać jego jony w źródle plazmowym, jednak ze względu na stosunkowo niską temperaturę pracy tego źródła nie zdołano uzyskać potrzebnej wydajności procesu jonizacji. Dopiero wykorzystanie w ostatnim okresie wy-



Rys. 5. Charakterystyki pracy plazmowego źródła jonów: a — prąd jonów $^{31}\text{P}^+$ w funkcji napięcia anodowego, b — prąd jonów $^{31}\text{P}^+$ w funkcji prądu wyładowania w źródle, c — zależność prądu jonów $^{31}\text{P}^+$ od prądu cewki magnetycznej źródła

soko temperaturowego termoemisyjnego źródła jonów pozwoliło opracować dostatecznie efektywną metodę sporządzania źródeł promieniotwórczych ^{177}Lu , przeznaczonych do badań zaburzonych korelacji kątowych γ - γ w ferromagnetykach [24]. Materiałem wyjściowym do separacji był wodny roztwór tlenku lutetu uzyskany z naświetlania w reaktorze Ewa w Świerku. Po odparowaniu na folii renowej, preparat promieniotwórczy umieszczono w parowniku termoemisyjnego źródła jonów. Proces separacji prowadzony był przez około 1–2 godz., temperatura jonizatora źródła wynosiła około 3300 K, zaś prąd stabilnego izotopu lutetu był rzędu $10 \mu\text{A}$. Aktywność zaimplantowanej próbki ferromagnetycznej wynosiła około $0,2 \text{ mCi/cm}^2$.

Opisane wyżej metody sporządzania źródeł promieniotwórczych dotyczyły izotopów długożyciowych ($T_{1/2} \gg 1$ dzień), tylko bowiem takie izotopy można było badać w warunkach usytuowania lubelskiego separatora. Dlatego też już w roku 1967, z inicjatywy i dzięki staraniom prof. Włodzimierza Żuka, rozpoczęto ścisłą współpracę z międzynarodową grupą naukową pracującą w ZIBJ w Dubnej nad zagadnieniami elektromagnetycznej separacji izotopów. Pracownicy lubelskiej grupy separatora brali aktywny udział w opracowywaniu i budowie elektromagnetycznego separatora izotopów w Laboratorium Problemów Jądrowych ZIBJ [4] oraz realizacji programu JASNAPP-1. Współpraca ta jest dalej kontynuowana.

Efektem pracy w ZIBJ było opracowanie kilku metod uzyskiwania źródeł promieniotwórczych izotopów o $T_{1/2} \gg 1$ min. (tab. 3). W początkowym okresie, na podstawie prac realizowanych w Lublinie, opracowano metodę wydajnej separacji promieniotwórczych izotopów gazów szlachetnych: Rn, Xe i Kr. Używano plazmowego źródła jonów typu Freemana pracującego w geometrii szczelinowej i źródła typu magnetronowego. Materiałem wyjściowym była tarcza z ThO, naświetlana wiązką protonów 600 MeV. Po chemicznej separacji, do źródła wkładano osadzone na aktywowanym węglu izotopy Rn, Xe, Kr; czas separacji był rzędu 30 min, zaś uzyskiwane wydajności wynosiły około 5–10%. Otrzymywano przydatne do badań spektroskopowych źródła promieniotwórcze, np. ^{206}Rn ($T_{1/2} = 6$ min), ^{207}Rn ($T_{1/2} = 11$ min), ^{208}Rn ($T_{1/2} = 23$ min) [25, 26].

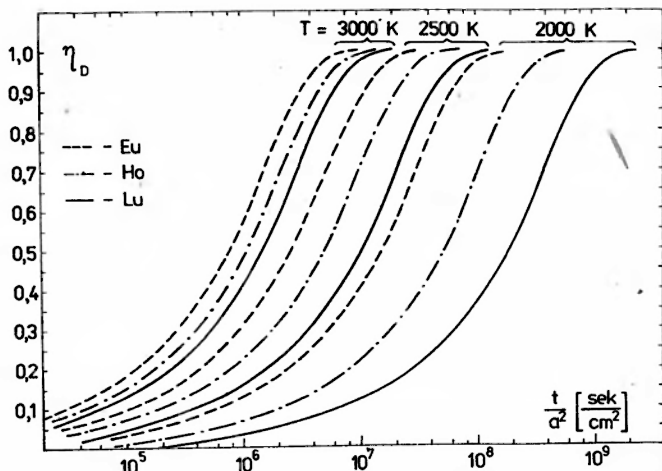
W ramach programu JASNAPP-1 opracowano szybką metodę separacji izotopów Kr. W tym przypadku etapy naświetlania tarczy wiązką protonów (~ 150 g ThO) i ekstrakcji powstałych produktów reakcji jądrowej przebiegały jednocześnie. Wydzielany z tarczy promieniotwórczy gaz zbierano na znajdującym się w temperaturze ciekłego azotu węglu aktywowanym i następnie w ciągu ~ 1 min transportowano do źródła jonów separatora. Proces separacji trwał około 1–2 min przy średniej wydajności 5%. Badano w ten sposób izotop ^{79}Kr o $T_{1/2} = 55$ s [27].

W latach 1969–76 pracownicy grupy lubelskiej brali aktywny udział w realizacji rozległego programu badania krótkożytywych izotopów pierwiastków ziem rzadkich. Problem ten w tym okresie był głównym zagadnieniem, nad którym pracowano w ORiSJ ZIBJ. Wynikiem tych badań było opracowanie dwóch metod uzyskiwania potrzebnych źródeł promieniotwórczych nazwanych umownie metodą „mokrej chemii” i metodą „gorącego tantalu”.

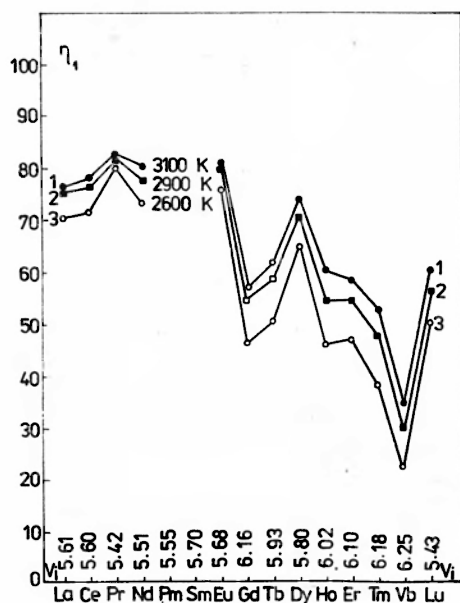
W metodzie „mokrej chemii” po naświetleniu wiązką protonów odpowiedniej tarczy transportowano ją do boksów chemicznych, gdzie dokonywano chemicznej separacji poszczególnych frakcji pierwiastków ziem rzadkich. Naniesioną na folię wolframową frakcję umieszczono w parowniku termoemisyjnego źródła jonów i następnie przez 5–15 min prowadzono proces separacji. Wydajność tego procesu wynosiła 10–70% w zależności od rodzaju pierwiastka. Badano w ten sposób szereg izotopów o $T_{1/2} \geq 10$ min [29, 30].

W metodzie „gorącego tantalu”, która okazała się szczególnie przydatną i wydajną dla programu JASNAPP-1, zamiast trwającego stosunkowo długo procesu chemicznej ekstrakcji produktów reakcji jądrowej z naświetlonej tarczy, wykorzystywano proces termodyfuzji przebiegający bezpośrednio w termoemisyjnym źródle jonów separatora. Naświetloną wiązką protonów tarczę tantalową o masie $\sim 0,5$ g umieszczano w parowniku źródła i rozpoczynano proces separacji. Dyfundujące z tarczy atomy pierwiastków ziem rzadkich były jonizowane i następnie po procesie separacji masowej zbierane na kolektorze (separacja izobaryczna).

Efektywne użycie tej metody wymagało przeprowadzenia szczegółowych badań wykorzystywanych procesów, tj. procesu dyfuzji pierwiastków ziem rzadkich w tantalu i ich jonizacji w termoemisyjnym źródle jonów. Zmierzone odpowiednie współczynniki dyfuzji [34], co pozwoliło określić zmiany czasowe wydajności procesu dyfuzji (rys. 6). Dokonano także pomiaru wydajności procesu jonizacji pierwiastków ziem rzadkich w termoemisyjnym źródle jonów (rys. 7). Uzyskane wyniki umożliwiły obliczenie, w oparciu o rów-



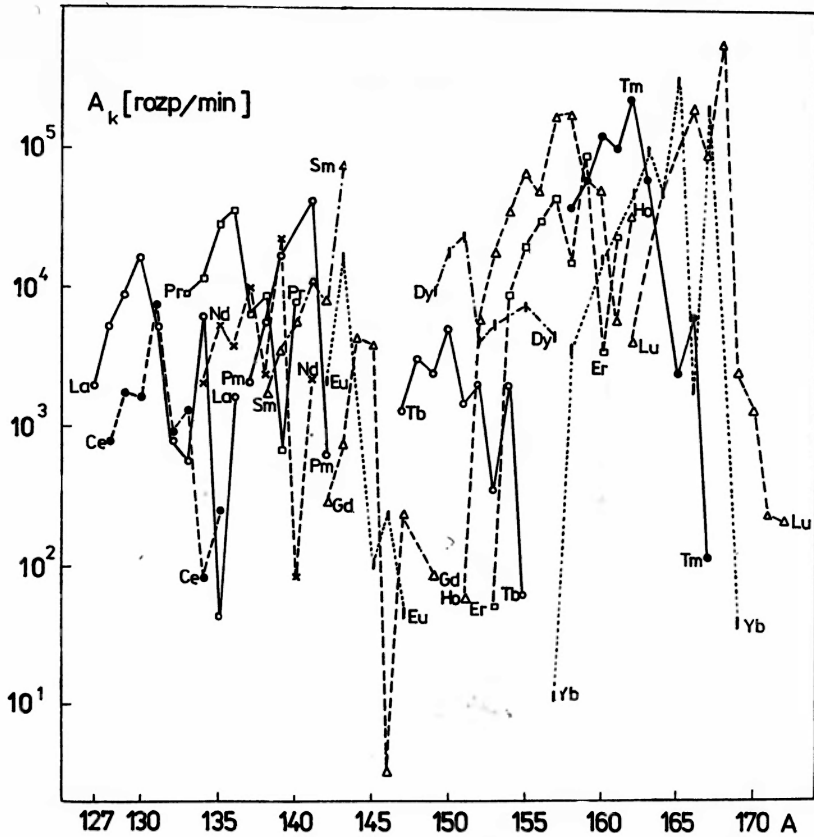
Rys. 6. Wydajność procesu dyfuzji η_D dla Eu, Ho, Lu w zależności od czasu trwania procesu t i grubości tarczy tantalowej a dla różnych temperatur T



Rys. 7. Wydajność procesu jonizacji pierwiastków ziem rzadkich w termoemisyjnym źródle jonów η_i w funkcji temperatury jonizatora

nanie (5), aktywności A_k źródeł promieniotwórczych poszczególnych izotopów pierwiastków ziem rzadkich. Aktywności te, wyliczone dla przeciętnych warunków pracy układu JASNAPP-1, pokazano na rys. 8 [32]. Ich znajomość pozwala przewidzieć ilościowy skład izotopowy zbieranych na kolektorze separatora izobarów. Możliwe jest także, przez optymalizację warunków prowadzenia procesu separacji dla każdego pierwiastka, wzbogacać wybrany izobar w badany nuklid (separacja selektywna).

Przy intensywnym wykorzystaniu metody „gorącego tantalu”, w okresie 1972–74 uzyskano szereg danych o krótkożyciowych izotopach pierwiastków ziem rzadkich,



Rys. 8. Aktywność źródeł promieniotwórczych A_k krótkożyciowych izotopów pierwiastków ziem rzadkich, uzyskiwanych metodą gorącego tantalu

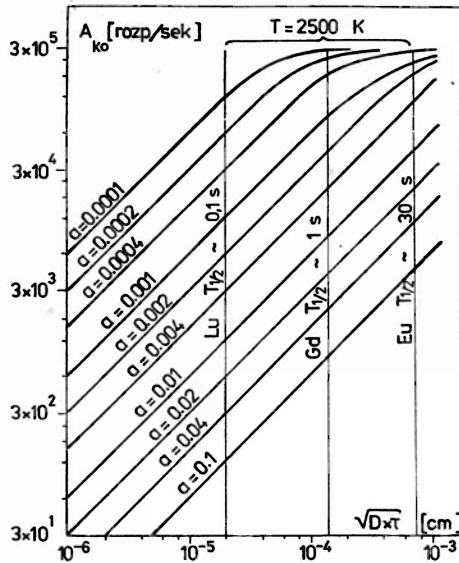
między innymi zidentyfikowano 7 nowych izotopów tych pierwiastków: $^{182}\text{Pr} - T_{1/2} = (1,6 \pm 0,3)$ min [35], $^{148}\text{Dy} - T_{1/2} = (3,5 \pm 0,2)$ min [36], $^{157}\text{Tm} - T_{1/2} = (3,6 \pm 0,3)$ min [37], $^{158}\text{Yb} - T_{1/2} = (1,1 \pm 0,2)$ min [38], $^{159}\text{Yb} - T_{1/2} = (1,8 \pm 0,4)$ min [39], $^{160}\text{Yb} - T_{1/2} = (4,8 \pm 0,2)$ min [40], $^{161}\text{Yb} - T_{1/2} = (4,2 \pm 0,2)$ min [41].

Wyniki badań procesu termodyfuzji i jonizacji w termoemisyjnym źródle jonów pozwoliły na zaproponowanie metody analogicznej do metody „gorącego tantalu” dla układu *on-line* [34]. W tym przypadku naświetlana wiązką protonów tarcza będzie znajdowała się bezpośrednio w termoemisyjnym źródle jonów. Aktywność A_{k0} zbierana na kolektorze separatora dana jest dla tego wariantu równaniem

$$A_{k0} = \sigma I N_0 \eta_s \frac{2(D\tau)^{1/2}}{a} \tanh\left[\frac{1}{2} a(D\tau)^{-1/2}\right], \quad (9)$$

gdzie: N_0 — liczba atomów w naświetlonej tarczy, σ — przekrój czynny na powstanie badanego izotopu w wykorzystywanej reakcji jądrowej, I — natężenie wiązki cząstek wywołujących reakcję, η_s — sumaryczna wydajność procesu separacji (równanie [6]), D — współczynnik dyfuzji pierwiastka w materiale tarczy, a — grubość naświetlanej tarczy.

Zależność $A_{k0} = f(\sqrt{D\tau})$ wyliczoną w oparciu o zmierzone wartości D i η_s dla projektowanego układu JASNAPP-2 pokazano na rysunku 9. Widoczne jest, że w układzie on-line możliwe będzie badanie izotopów pierwiastków ziem rzadkich o $T_{1/2} \sim 1$ s. Przydatność proponowanej metody zostanie zbadana przez pracowników lubelskiej grupy separatora na pracującym w Gatczynie (ZSRR) układzie on-line.



Rys. 9. Przewidywane aktywności A_{k0} niektórych izotopów pierwiastków ziem rzadkich w układzie JASNAPP-2 (on-line) w funkcji średniego czasu życia izotopu τ i jego współczynnika dyfuzji D dla różnych grubości tarczy a

4. Oddziaływanie jonów z ciałem stałym — implantacja jonów

Zbudowanie elektromagnetycznego separatora izotopów otworzyło lubelskiemu ośrodkowi drogę do problematyki badawczej z pogranicza fizyki zderzeń atomowych i fizyki ciała stałego. Ta ważna i do dzisiaj aktualna problematyka została podjęta jeszcze w latach sześćdziesiątych, jednakże początkowo główny wysiłek badawczy skierowany był raczej na zagadnienie rozdziału izotopów i zastosowania próbek separowanych izotopów do celów fizyki jądrowej. Szybki rozwój badań nad oddziaływaniem jonów z ciałem stałym nastąpił w UMCS w latach siedemdziesiątych. Łączna liczba opublikowanych prac i komunikatów naukowych z tego zakresu tematycznego przekroczyła 50.

Możliwości zastosowań elektromagnetycznych separatorów izotopów do badań nad oddziaływaniem jonów z materią, gazem i ciałem stałym, zostały przedstawione w przeglądowym artykule W. Żuka z roku 1965 [42], zaś omówienie postępu w badaniach znaleźć można w późniejszych artykułach [43, 44].

Elektromagnetyczny separator izotopów szczególnie dobrze nadaje się do prowadzenia badań nad oddziaływaniem jonów z materią, bowiem dostarcza silnych, monoenergetycznych wiązek jonów o określonym stosunku e/m . Separator pracuje normalnie z wiązkami

jonów o energii kilkudziesięciu keV. W razie potrzeby zakres energii można rozszerzyć dodatkowymi układami hamującymi i przyspieszającymi w komorze tarczowej oraz przez zastosowanie jonów wielokrotnych, co umożliwi badania w zakresie średnich energii jonów. Dla celów badań nad oddziaływaniem jonów z ciałem stałym dokonano w 1973 r. rekonstrukcji separatora [45], niezależnie od tego prowadzona jest ciągła modernizacja aparatury.

U progu lat sześćdziesiątych, w przeciwieństwie do obszaru wysokich energii, gdzie możliwe było stosowanie do badań cienkich folii, w zakresie średnich energii eksperymentalne informacje o mechanizmie oddziaływania jonów, zdolności hamującej i rozkładach zasięgów jonów były praktycznie nieosiągalne. Straty energii jonu przy penetracji w głąb tarczy następują w wyniku oddziaływań sprężystych jonu (jądrowych) z atomami jako całością i oddziaływań niesprężystych z powłoką elektronową. Oddziaływania te są odpowiedzialne za spowalnianie jonu i determinują jego zasięg. Oddziaływania jądrowe powodują duże straty energii na jedno zderzenie i decydują o wielkości wywołanych w materiale uszkodzeń radiacyjnych. Dla teoretycznego oszacowania przekroju czynnego na oddziaływanie jądrowe i strat energii w takim oddziaływaniu potrzebna jest znajomość potencjału oddziaływania implantowanego jonu i atomu tarczy. Użyteczne wyniki otrzymuje się przy założeniu potencjału kulombowskiego z uwzględnieniem ekranowania ładunku jądrowego przez powłoki elektronowe, tj. przy wykorzystaniu następującego wyrażenia na energię potencjalną oddziaływania

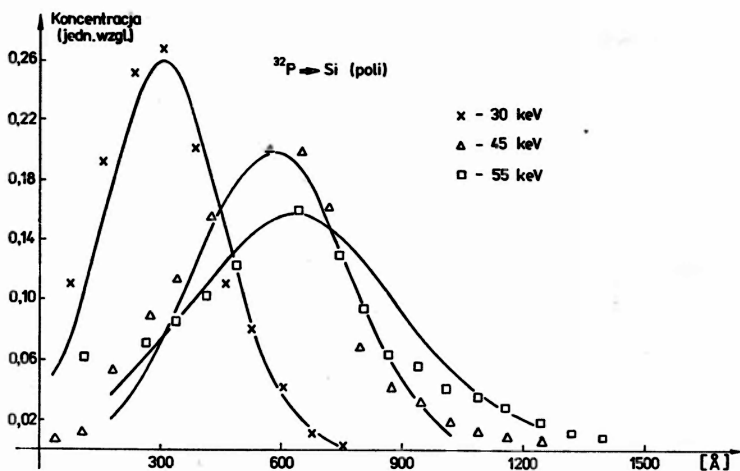
$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \varphi(r), \quad (10)$$

gdzie Z_1 i Z_2 oznaczają odpowiednio liczby porządkowe jonu i atomu tarczy, e — ładunek elementarny, r — odległość jąder, $\varphi(r)$ — funkcję ekranowania, której postać nie jest jeszcze dobrze znana. Dodatkową trudność w opisie teoretycznym spowalniania jonów średnich energii stanowi konieczność uwzględnienia oddziaływania elektronowego, które jest jeszcze mniej dokładnie znane niż oddziaływanie jądrowe.

Teoria spowalniania jonów, najpierw dla tarcz amorficznych, a później dla monokryształów, została opracowana przez fizyków duńskich J. Lindharda, M. Scharffa i H. E. Schiøtta, nazywana w skrócie teorią LSS [46]. Przyjęto w niej funkcję ekranowania $\varphi(r)$ typu Thomasa-Fermiego. Według teorii LSS dla tarczy amorficznej rozkład koncentracji implantowanych jonów jest zbliżony do krzywej Gaussa.

W przypadku bombardowania jonami monokryształów, może wystąpić zjawisko kanałowania, polegające na głębokim wnikanii jonów w kanały utworzone przez sieć krystaliczną. Zjawisko to zachodzi wtedy, gdy kąt wejścia jonu w kanał jest mały, tj. taki, który zapewnia oscylacyjny ruch jonu pomiędzy rzędami atomów tworzącymi kanał. Teoria LSS służyła jako punkt odniesienia dla danych doświadczalnych, które w latach sześćdziesiątych i siedemdziesiątych stały się szeroko dostępne po opracowaniu nowych precyzyjnych technik zdejmowania cienkich warstw, dających możliwość wyznaczania rozkładu zasięgów. Potężnym narzędziem badawczym okazała się metoda rozproszenia wstecznego cząstek naładowanych (najczęściej protonów i cząstek α), bowiem analiza widma energetycznego rozproszonych cząstek dostarcza informacji nie tylko o lokalizacji implantowanych jonów, ale także o nieuporządkowaniu sieci wywołanym implantacją.

Na rys. 10 przedstawiono różniczkowe rozkłady zasięgów jonów fosforu w krzemie polikrystalicznym, pochodzące z pracy [47]. W tym przypadku wyniki pomiarów dobrze zgadzają się z teorią LSS.



Rys. 10. Rozkład implantowanego ^{32}P w krzemie polikrystalicznym (energie jonów: 30 keV, 45 keV, 55 keV)

Już najwcześniejsze dane eksperymentalne wskazywały, że metodą bombardowania jonowego możliwe jest dokładne domieszkowanie ciał stałych w bardzo szerokim przedziale koncentracji. Wbudowywanie atomów w ciało stałe przez bombardowanie jonami stało się podstawą techniki implantacji jonów, która w porównaniu z konwencjonalnymi technikami domieszkowania (dyfuzja, stapianie, epitaksja) stanowi istotny postęp w technologii materiałowej, w szczególności technologii półprzewodników. Defekty powstające przy bombardowaniu materiału są usuwane przez wygrzewanie próbek. Metoda implantacji jonów cieszy się obecnie w świecie powszechnym zainteresowaniem i jest wykorzystywana do produkcji diod, tranzystorów, układów scalonych i detektorów promieniowania [48]. Coraz szersze zastosowanie znajduje implantacja jonów w badaniach z zakresu metalurgii, nadprzewodnictwa i magnetyzmu.

Informacje o przeprowadzonych w ośrodku lubelskim pierwszych badaniach z zakresu oddziaływania jonów średnich energii z tarczami metalowymi znaleźć można w dwóch komunikatach naukowych przedstawionych na XX Zjeździe Fizyków Polskich w Lublinie [49, 50]. Pierwszy komunikat dotyczył wnikania jonów ksenonu w glin polikrystaliczny, drugi zaś — sumarycznej wtórnej emisji jonowo-jonowej przy bombardowaniu glinu i cynku jonami ksenonu i niektórymi jonami molekularnymi. Do badania głębokości wnikania zastosowano jony promieniotwórcze oraz technikę elektrolitycznego zdejmowania cienkich warstw. Próbka była poddawana utlenianiu anodowemu, a powstały tlenek usuwano w odpowiednim roztworze. Przez powtarzanie takiej operacji i zliczanie aktywności pozostałościowej można było wyznaczyć rozkłady implantowanych jonów. Przy bombardowaniu tarcz glinowych większymi dawkami Xe (oprócz jonów promieniotwórczego $^{131\text{m}}\text{Xe}$ wprowadzano jednocześnie jony stabilnego ^{131}Xe), tj. dla tarcz bliskich nasycenia gazem, stwierdzano znacznie mniejsze wartości najbardziej prawdopodobnego

zasięgu jonów ksenonu w porównaniu z wartościami tego zasięgu dla tarcz bombardowanych znikomymi dawkami jonów promieniotwórczego ^{135}Xe . Zmniejszenie zasięgu dla dużych dawek implantacyjnych nastąpiło w wyniku silnego zdefektowania tarczy oraz wyraźnej zmiany zdolności hamującej tarczy z powodu osadzania się w niej znacznej ilości gazu. Wstępny etap badań zespołu elektromagnetycznej separacji izotopów z tej problematyki zamyka praca W. Żuka i innych z roku 1971 [51], dotycząca oddziaływania jonów gazów szlachetnych z tarczami metalowymi. W pracy dokonano porównania wyników z przewidywaniami teorii LSS, stwierdzając pewne rozbieżności i wskazując na potrzebę lepszego poznania mechanizmu hamowania.

Technikę anodowego zdejmowania warstw stosowano do tarcz aluminiowych, wolframowych i krzemowych. Istotny postęp w technice badań stanowiło wykorzystanie metody zdejmowania warstw drogą rozpylania jonowego [52, 53]. Przy bombardowaniu jonami atomy tarczy, otrzymujące energię przekraczającą energię wiązania sieci, są usuwane z powierzchni, w wyniku czego następuje trawienie tarczy. W technice tej stosuje się energie do 1 keV. Technikę zdejmowania cienkich warstw drogą rozpylania jonowego można stosować do wszystkich tarcz ciała stałego. W Zakładzie Fizyki Jądrowej IF UMCS technika trawienia jonowego wykorzystywana jest w dwóch odmianach: trawienia w wyładowaniu wysokiej częstotliwości oraz rozpylania wiązką jonową lub atomową. Wiązka atomowa używana jest do tarcz o wysokim oporze właściwym, aby uniknąć efektu ładowania się tarcz. Badaniom zjawiska rozpylania poświęcono wiele uwagi jeszcze przed opracowaniem omawianej techniki. Pozwoliły one na wyznaczenie względnych współczynników rozpylania takich pierwiastków jak Cu, Fe, Ni i C [12].

W początkach lat siedemdziesiątych podjęto tematykę implantacji półprzewodników i badania własności warstw implantowanych. Prace te prowadzone były wspólnie z prof. Witoldem Rosińskim z Instytutu Technologii Elektronowej. Do badania głębokościowych profili koncentracji i ruchliwości nośników stosowano metody pomiaru oporu właściwego, stałej Halla i zależności pojemności od napięcia. Pierwszą pracę z zakresu implantacji półprzewodników znaleźć można w materiałach konferencji w Rossendorfie [54]. Na kolejnych konferencjach na temat implantacji półprzewodników w Lublinie, Budapeszcie i w Reinhardsbrunn przedstawiano po kilka prac z implantacji jonów do Si, układów SiO_2/Si i GaAs.

W pierwszym okresie badań z zakresu implantacji półprzewodników wiele uwagi poświęcono zmianom własności elektrycznych krzemu typu *p* bombardowanego jonami z V grupy układu okresowego, głównie jednak jonami fosforu oraz krzemu typu *n* implantowanego jonami grupy III. Szczególnie duży nacisk położono na badanie zależności własności elektrycznych materiałów od warunków implantacji i wygrzewania poimplantacyjnego. Stwierdzono pewne odchylenia w zachowaniu się elektrycznym jonów In implantowanych do krzemu typu *n* w porównaniu z zachowaniem się innych jonów III grupy [55]. Maksyma rozkładów nośników prądu w przypadku In znajdują się bliżej powierzchni, niż tego można oczekiwać na podstawie rozkładów zasięgów przewidzianych teorią LSS.

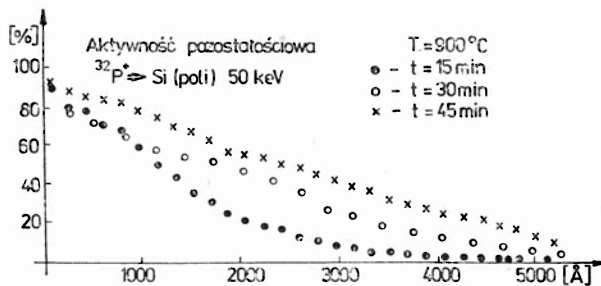
W zastosowaniach implantacji jonów do półprzewodników wymagana jest zwykle wysoka efektywność elektryczna wprowadzonych domieszek z jednoczesnym usunięciem uszkodzeń radiacyjnych materiału. Osiąga się to przez wygrzewanie próbek w wysokich

temperaturach. Obróbce tej towarzyszy znaczne rozmycie rozkładu domieszek wskutek dyfuzji termicznej. Głębokościowy rozkład koncentracji domieszki $N(x)$ po wygrzaniu w ciągu czasu t w danej temperaturze określa równanie:

$$N(x) = \frac{\Phi}{[2\pi(2Dt + \Delta R_p^2)]^{1/2}} \exp\left[-\frac{(x - \bar{R}_p)^2}{2\Delta R_p^2 + 4Dt}\right], \quad (11)$$

gdzie Φ jest dozą domieszki (liczba atomów na jednostkę powierzchni), D — współczynnikiem dyfuzji, zaś \bar{R}_p i ΔR_p oznaczają odpowiednio średni zasięg i odchylenie standardowe średniego zasięgu, które obliczyć można z teorii LSS.

Mierząc rozkład atomów po wygrzaniu można na podstawie zależności (11) określić współczynnik dyfuzji. Dyfuzję fosforu ^{32}P implantowanego do polikrystalicznego krzemu badano w pracy [47]. Wpływ czasu wygrzewania na rozdyfundowanie domieszki przedstawiają na rys. 11 rozkłady aktywności pozostałościowej w funkcji grubości usuniętej



Rys. 11. Aktywność pozostałościowa ^{32}P w funkcji głębokości wnikania jonów w polikrystaliczny krzem dla różnych czasów wygrzewania (temperatura wygrzewania 900°C)

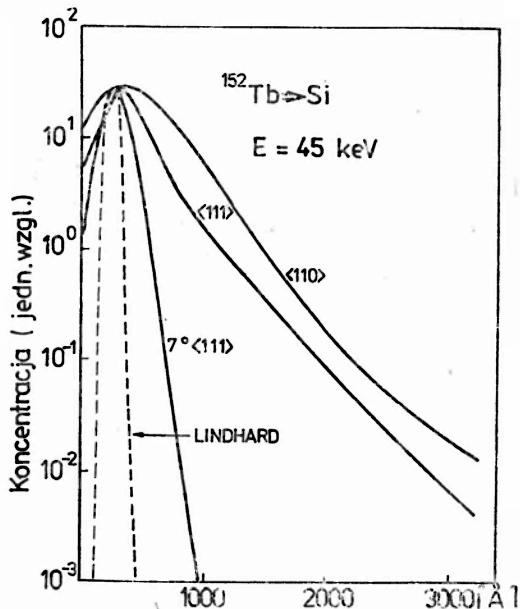
warstwy dla różnych czasów wygrzewania. Dla współczynnika dyfuzji fosforu w krzemie polikrystalicznym o temperaturze 900°C uzyskano wartość $2,2 \times 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{s}$, tj. około 100 razy większą niż wartość współczynnika dyfuzji fosforu w krzemie monokrystalicznym.

Obecność defektów radiacyjnych w próbce wzmacnia proces dyfuzyjny. Zjawisko to nosi nazwę dyfuzji przyspieszonej radiacyjnie. Było ono szczegółowo badane dla atomów fosforu implantowanych do monokryształów GaAs [56], które następnie były dodatkowo bombardowane dużymi dawkami jonów argonu, wytwarzającymi silnie zdefektowane tarcz.

Zespół implantacyjny przeprowadził obszerne badania nad wnikaniem jonów ziem rzadkich (w przedziale mas atomowych 82—169) do monokrystalicznego krzemu [57]. Zmierzono rozkłady zasięgów w warunkach kanałowania wzdłuż osi $\langle 111 \rangle$ i $\langle 110 \rangle$ oraz w przypadku wiązki nie ulegającej kanałowaniu, tworzącej kąt 7° z osią $\langle 111 \rangle$. Na rys. 12 pokazano rozkłady różniczkowe zasięgu jonów ^{152}Tb wprowadzonych z energią 40 keV do krzemu pod różnymi kierunkami. Z rysunku widać, że kanałowanie w sposób istotny zmienia głębokości wnikania jonów.

W odniesieniu do wnikania jonów ziem rzadkich w krzem, przeprowadzono badania nad mechanizmem strat energii i statystycznym rozrzutem strat energii spowalnianych jonów. W pracy [58] w oparciu o potęgowe przybliżenie potencjału typu Thomasa-Fermiego znaleziono zależność zasięgu od energii dla przypadku tarczy amorficznej. Ta teoretyczna

zależność pozwala oszacować wartość zasięgu najbardziej prawdopodobnego z dokładnością 5% zgadzającą się z wartością wyznaczoną doświadczalnie. W pracy [59] starano się usunąć rozbieżności między eksperymentem i teorią LSS w przedziale energii jonów poniżej 50 keV przez wprowadzenie pewnych modyfikacji do teorii. Istotne znaczenie ma tu dokładna znajomość potencjału oddziaływania międzyatomowego. Wyznaczaniu parametrów tego potencjału poświęcono pracę [60].



Rys. 12. Rozkład głębokościowy implantowanego ^{152}Tb w monokryształe krzemu dla różnych kierunków padania wiązki jonów Tb^+ względem osi kryształu

Dla zastosowań praktycznych dużą wagę mają badania implantacji jonów w układach $\text{SiO}_2 + \text{Si}$ [61]. Domieszkowanie poprzez warstwę SiO_2 i wykorzystanie przyspieszonej dyfuzji pozwala w szerokich granicach zmieniać profile koncentracji domieszki, a zatem uzyskiwać potrzebne własności elektryczne.

Zespół implantacji we współpracy z ZIBJ w Dubnej oraz z IBJ w Świerku i IFJ w Krakowie uczestniczył w badaniach nad wytwarzaniem detektorów promieniowania z Ge i Si domieszkowanych drogą bombardowania jonowego [62, 63].

Reasumując należy stwierdzić, że Zakład Fizyki Jądrowej IF UMCS wykorzystał szansę, jaką stworzyło mu zbudowanie elektromagnetycznego separatora izotopów. Jako jeden z pierwszych w kraju podjął problematykę z zakresu oddziaływania jonów średnich energii z ciałem stałym oraz ważne z punktu widzenia poznawczego i użytecznego badania nad implantacją jonów. W początkowym okresie badania dotyczyły mechanizmu hamowania jonów w polikrystalicznych tarczach metalowych, następnie — zgodnie z tendencjami fizyki światowej — zostały rozszerzone na badania oddziaływania jonów z monokryształami Si, Ge i związków półprzewodnikowych, a także na badania własności elektrofizycznych implantowanych warstw. W chwili obecnej szczególna uwaga zwrócona jest na zagadnienia powstawania i usuwania defektów radiacyjnych oraz zagadnienia

przyspieszonej dyfuzji atomów domieszki w implantowanych materiałach. W najbliższej przyszłości Zakład Fizyki Jądrowej IF UMCS przewiduje rozpoczęcie badań nad wytwarzaniem drogą implantacji jonów warstw wierzchnich oraz nad własnościami fizycznymi takich warstw.

Literatura

- [1] W. Żuk, D. Mączka, J. Pomorski, *Folia Soc. Sci. Lub.* **2**, 105 (1962).
- [2] W. Żuk, D. Mączka, J. Pomorski, *Nucl. Instr. Meth.* **37**, 249 (1965).
- [3] Z. Kozłowski, Intern. Working Meeting on Ion Implantation Equipment, Świerk 1973.
- [4] V. P. Afanasiev, A. T. Vasilenko, I. I. Gromova, Z. T. Żelew, V. V. Kuzniecova, M. Ja. Kuzniecova, D. Mączka, J. Pomorski, V. I. Raiko, A. V. Revienko, V. M. Soroko, V. A. Utkin, Raport ZIBJ 13—4763 (1969).
- [5] D. Mączka, *Postępy Techniki Jądrowej* **12**, 1337 (1968).
- [6] O. Almen, K. O. Nielsen, *Nucl. Instr.* **1**, 302 (1957).
- [7] D. Mączka, Praca doktorska, UMCS Lublin, 1969.
- [8] W. Żuk, E. Krupa, D. Mączka, J. Pomorski, Materiały XX Konferencji Spektroskopii Jądrowej, Dubna 1966, 6—3036, str. 67.
- [9] W. Żuk, D. Mączka, J. Pomorski, *Isotopenpraxis* **2**, 471 (1966).
- [10] M. v. Ardenne, *Tabellen zur Angewandten Physik*, DVW, Berlin 1964.
- [11] W. Żuk, D. Mączka, Proc. Intern. Conf. EMIS, Marburg 1970, str. 433.
- [12] W. Żuk, J. Meldizon, J. Pomorski, M. Kisielewicz, A. Latuszyński, *Folia Soc. Sci. Lubl.* **15**, 15 (1973).
- [13] J. Bayer, E. Hermann, A. Piotrowski, V. I. Raiko, H. Tyrroff, *Nucl. Instr. Meth.* **96**, 437 (1971).
- [14] D. Mączka, A. Latuszyński, W. Żuk, *Nukleonika* **30**, 549 (1975).
- [15] A. Latuszyński, V. I. Raiko, *Nucl. Instr. Meth.* **125**, 61 (1975).
- [16] A. K. Mazumdar, H. Wagner, Proc. of the 8th Intern. EMIS Conf., Skövde 1973, str. 498.
- [17] D. Mączka, I. I. Gromova, W. Żuk, *Nucl. Instr. Meth.* **157**, 483 (1978).
- [18] W. Żuk, D. Mączka, A. Wasiak, Proc. of the 8th Intern. EMIS Conf, Skövde 1973, str. 168.
- [19] D. Mączka, W. Żuk, I. I. Gromova, *Nukleonika* **22**, 921 (1978).
- [20] W. Żuk, M. Kisielewicz, A. Latuszyński, B. P. Osipienko, V. I. Raiko, Raport ZIBJ 6-10058, 1976.
- [21] J. Kownacki, J. Ludziejewski, M. Moszyński, *Nucl. Phys.* **A107**, 476 (1968).
- [22] W. Żuk, D. Mączka, A. Latuszyński, A. Wasiak, *Nukleonika* **24**, 203 (1979).
- [23] W. Żuk, A. Latuszyński, J. Pomorski, M. Kisielewicz, *Folia Soc. Sci. Lubl.* **15**, 9 (1973).
- [24] W. Żuk, E. Krupa, H. Ożóg, W. Tańska-Krupa, Prikladnaia iadiernaia spiektroskopia, Moskva 1975, str. 60.
- [25] V. P. Afanasjev, I. I. Gromova, D. Mączka, V. I. Raiko, *Prib. Tech. Exp.* **1**, 45 (1972).
- [26] A. Zieliński, K. Zuber, J. Zuber, V. V. Kuzniecova, A. Kołaczkowski, A. Latuszyński, X. G. Ortlepp, I. Pieniev, A. W. Potempa, Raport ZIBJ P6-8929, 1975.
- [27] A. Zieliński, K. Zuber, J. Zuber, A. Kołaczkowski, V. V. Kuzniecova, A. Latuszyński, J. V. Norsieiev, A. Potempa, Raport ZIBJ 6-6949, 1973.
- [28] V. A. Bystrov, A. Latuszyński, V. I. Raiko, H. Tyrroff, II Intern. Conf. on Ion Source, Vienna 1972, str. 850.
- [29] A. Aleksandrov, V. S. Butcev, C. Vyłow, I. P. Grigoriev, K. I. Gromov, V. P. Kalinnikow, A. Latuszyński, V. I. Stiegajłow, Raport ZIBJ P6-8000, 1974.
- [30] P. Afanasiev, X. Fuja, K. Gromov, I. I. Gromova, R. Ion-Mihai, A. B. Halikulov, D. Mączka, T. J. Muminov, W. Żuk, Raport ZIBJ E6-6479, 1972.
- [31] A. Latuszyński, W. Żuk, K. Zuber, J. Zuber, A. Potempa, *Nukleonika* **19**, 1043 (1974).
- [32] A. Latuszyński, K. Zuber, J. Zuber, A. Potempa, W. Żuk, *Nucl. Instr. Meth.* **120**, 311 (1974).

- [33] A. Latuszyński, X. G. Ortlepp, A. Jasiński, *Materiały XIV Konferencji Spektroskopii Jądrowej, Dubna 1975*, s. 99 i 102.
- [34] A. Latuszyński, *Nucl. Instr. Meth.* **123**, 489 (1975).
- [35] R. Arlt, K. J. Gromov, A. Latuszyński, H. O. Ortlepp, A. Jasiński, *Izv. AN SSSR* **38**, 1569 (1974).
- [36] K. J. Gromov, K. Zuber, J. Zuber, A. Latuszyński, I. Pieniev, A. Potempa, A. Zieliński, W. Żuk, *Acta Phys. Polon.* **86**, 421 (1975).
- [37] A. Latuszyński, J. Mikulski, I. Pieniev, A. W. Potempa, A. Zieliński, K. Zuber, J. Zuber, *J. Inorg. Chem.* **38**, 585 (1976).
- [38] V. J. Gilev, K. J. Gromov, M. Honousek, A. Latuszyński, I. Pieniev, A. V. Potempa, J. Zuber, K. Zuber, *Raport ZIBJ P6-8419*, 1974.
- [39] K. J. Gromov, J. Honusek, I. Pieniev, H. Zibert, J. Zuber, A. Latuszyński, A. Potempa, K. Zuber, *Acta Phys. Polon.* **B8**, 317 (1977).
- [40] G. Bayer, M. Hanousek, H. Sibert, K. Zuber, J. Zuber, A. Latuszyński, I. Pieniev, A. Potempa, X. Strusnyj, M. Jachim, *Acta Phys. Polon.* **B6**, 427 (1975).
- [41] J. Adam, G. Bayer, M. Hanousek, K. J. Gromov, H. Sibert, W. Kalinnikov, A. Latuszyński, X. Strusnyj, M. Jachim. *Izv. AN SSSR* **38**, 1574 (1974).
- [42] W. Żuk, *Postępy Fizyki* **16**, 681 (1965).
- [43] W. Żuk, *Postępy Techniki Jądrowej* **12**, 270 (1968).
- [44] W. Żuk, *International Conference on Ion Implantation in Semiconductors, Lublin 1974*, str. 1.
- [45] W. Żuk, D. Mączka, A. Wasiak, J. Pomorski, *International Working Meeting on Ion Implantation Equipment, Świerk, 1973*, str. 3.
- [46] J. Lindhard, M. Scharff, H. E. Schiott, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Medd.* No 14, 33 (1963).
- [47] J. Sielanko, M. Sowa, W. Żuk, J. Kryłow, *Prace ITE* **4**, 33 (1978).
- [48] W. Rosiński, *Implantacja jonów i jej zastosowania*, Ossolineum, Wrocław 1973.
- [49] J. Pomorski, *Materiały XX Zjazdu Fizyków Polskich, Lublin 1967*, str. 118.
- [50] W. Żuk, J. Pomorski, A. Latuszyński, *Materiały XX Zjazdu Fizyków Polskich, Lublin 1967*, str. 122.
- [51] W. Żuk, J. Pomorski, A. Latuszyński, *Folia Soc. Scient. Lubl. Sec. C*, **12**, 33 (1971).
- [52] W. Żuk, D. Bazyluk, J. Meldizon, D. Mączka, J. Próchniak, J. Sielanko, *International Working Meeting on Ion Implantation Equipment, Świerk 1973*, str. 19.
- [53] J. Sielanko, J. Meldizon, W. Szyszko, D. Bazyluk, W. Żuk, *Proc. of International Conference on Ion Implantation in Semiconductors, Budapest 1975*, str. 349.
- [54] W. Żuk, D. Mączka, J. Pomorski, M. Kisielewicz, J. Próchniak, *Meždunarodnoe Rabocee Soveskanie po Vnedreniju Jonov v Poluprovodniki, Rossendorf 1972, Sbornik dokladov*, str. 197.
- [55] M. Kisielewicz, M. Zielińska-Szot, J. Próchniak, A. Wasiak, *Proc. of International Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Budapest 1975*, str. 371.
- [56] W. Żuk, D. Bazyluk, E. Tarnowska, *International Conference on Ion Implantation in Semiconductors, Lublin 1974*, str. 428.
- [57] M. Kisielewicz, A. Latuszyński, W. Żuk, B. P. Osipienko, *Fiz. Tverd. Tela* **17**, 1080 (1975).
- [58] M. Kisielewicz, W. Żuk, A. Latuszyński, *Proc. of International Conference on Ion Implantation in Semiconductors, Budapest 1975*, str. 36.
- [59] M. Kisielewicz, *International Conference on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardsbrunn 1977, Proceedings*, str. 1.
- [60] J. Sielanko, H. van Dop, J. Los, J. Kistemaker, *Physica* **70**, 591 (1973).
- [61] W. Żuk, M. Kisielewicz, J. Kryłow, J. Pomorski, J. Próchniak, M. Zielińska-Szot, *Proceedings of International Conference on Ion Implantation in Semiconductors, Budapest 1975*, str. 580.
- [62] C. Wyłow, I. H. Jegoszyn, A. Latuszyński, B. P. Osipienko, J. Jurkowski, *Raport ZIBJ P6-8378* (1974).
- [63] J. Chwaszczewska, M. Czarnecki, M. Szymczak, A. Latuszyński, E. Maydell, *Nukleonika* **19**, 899 (1974).

W S P O M N I E N I A — R O C Z N I C E

*Henryk Cofta*Instytut Fizyki
Uniwersytetu Adama Mickiewicza
Poznań**Szczepan Szczeniowski**
(1898—1979)

W dniu 18 lutego 1979 roku zmarł w Warszawie prof. dr Szczepan Eugeniusz Szczeniowski, wybitny fizyk polski, członek rzeczywisty Polskiej Akademii Nauk, emerytowany profesor zwyczajny Politechniki Warszawskiej i były profesor kilku uniwersytetów polskich.

Szczepan Szczeniowski urodził się w roku 1898 w Warszawie. Początek jego studiów zbiega się z otwarciem Uniwersytetu Warszawskiego w roku 1916. Szczepan Szczeniowski wstępuje na Wydział Filozoficzno-Przyrodniczy tej uczelni z chwilą jego uruchomienia. Jeszcze jako student zostaje w roku 1918 zastępcą asystenta, jednak początki jego kariery naukowej nie przebiegają bez zakłóceń, typowych dla owych burzliwych lat. W pierwszym dniu wolności, 11 listopada 1918 roku Szczepan Szczeniowski zgłasza się ochotniczo do służby wojskowej i w 36 pułku Legii Akademickiej bierze udział w wielu operacjach i walkach, jakie toczą się jeszcze po zakończeniu I Wojny Światowej. Do przerwanych studiów wraca w roku 1920 i kończy je w roku 1923. Już wcześniej, bo w styczniu 1921 zostaje zastępcą asystenta u prof. Mariana Grotowskiego, a w roku 1922 — asystentem prof. Stefana Pieńkowskiego. Pod jego kierunkiem zajmuje się zagadnieniem energetycznej wydajności fluorescencji i na podstawie rozprawy, napisanej na ten temat, uzyskuje stopień doktora w r. 1926.

Rok 1927 oznacza całkowitą zmianę tematyki: nowo promowany doktor przeprowadza pionierskie doświadczenia nad braggowskim odbiciem elektronów od płaszczyzn krystalograficznych bizmutu, zakończone opublikowaniem wyników w roku 1928. W rok później wyjeżdża na roczny pobyt w Ryerson Laboratory (Chicago University), gdzie pod kierunkiem sławnego A. H. Comptona prowadzi trudne badania eksperymentalne nad dwój-łomnością promieni X. Pobyt ten staje się przełomem w jego zainteresowaniach, rozbudzając głębokie zamiłowanie do fizyki teoretycznej pod wpływem kontaktów z teoretykami, a zwłaszcza z Wernerem Heisenbergiem, który w tym samym czasie prowadzi w Chicago

wykład i seminarium. Odtąd kierunek teoretyczny dominuje w całej działalności Szczepana Szцениowskiego. Po powrocie do kraju obejmuje on stanowisko kontraktowe u prof. Pieńkowskiego i przedstawia pracę habilitacyjną z kwantowej teorii ruchu elektronu w polu elektrostatycznym. Po habilitacji w roku 1930 i uzyskaniu stopnia docenta przyjmuje propozycję objęcia Katedry Fizyki Teoretycznej w Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie i tutaj rozwija samodzielną działalność naukową, początkowo na stanowisku zastępcy profesora, a od roku 1933 — profesora nadzwyczajnego. We Lwowie pracuje do roku 1937, w którym obejmuje Katedrę Fizyki Teoretycznej w Uniwersytecie Stefana Batorego w Wilnie.

W pierwszym okresie wojny prof. Szцениowski dzieli zmienne losy swojej wileńskiej Uczelni. Po przyłączeniu Wilna do Litwy, USB prowadzi jeszcze przez szereg miesięcy normalną działalność, a Profesor pełni funkcję dziekana swego Wydziału, wybrany na to stanowisko tuż przed wybuchem wojny. Po zamknięciu uczelni w dniu 15. 12. 1939 rozpoczyna się przewlekły okres organizowania uniwersytetu litewskiego. Wkrótce i on ulega likwidacji po zajęciu Wilna przez Niemców w roku 1941. W czasie okupacji niemieckiej Profesor ratuje się pracą w przedsiębiorstwie budowlanym, a następnie w firmie transportowej.

Wkrótce po wyzwoleniu Szцениowski przyjeżdża najpierw do Torunia, a następnie do Poznania, obejmując we wrześniu 1945 Katedrę Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego. W roku 1946 zostaje mianowany profesorem zwyczajnym. Pracuje ponad miarę, sam prowadząc niemal wszystkie wykłady wobec braku innych samodzielnych pracowników naukowych. Odbudowuje Katedrę umieszczoną prowizorycznie w lokalach częściowo zniszczonych i pozbawioną aparatury. Mimo to roztacza opiekę również nad Katedrą Fizyki Teoretycznej opuszczonej w roku 1946 przez prof. Pęczalskiego, po którego śmierci (w Paryżu) w roku 1947 zostaje jej kuratorem. Równocześnie dojeżdża na wykłady z fizyki teoretycznej do Wrocławia, cierpiącego wówczas również na niedostatek samodzielnych teoretyków. W roku 1948 otrzymuje Szцениowski nominację na profesora Uniwersytetu Jagiellońskiego, jednak ulegając perswazjom ówczesnego rektora Uniwersytetu Poznańskiego prof. Ajdukiewicza, rezygnuje z zaszczytnego stanowiska na jednym z najstarszych uniwersytetów europejskich i dla ratowania fizyki poznańskiej pozostaje nadal w Poznaniu. Wykonując pracę kilku profesorów, prowadząc zdecydowaną większość wykładów z fizyki zarówno doświadczalnej jak i teoretycznej, dźwigając z gruzów — dosłownie i w przenośni — obie katedry, doczeka się odciążenia dopiero w roku 1952, kiedy Katedrę Fizyki Doświadczalnej przejmuje prof. A. Piekara.

Odtąd prof. Szцениowski zajmuje się przede wszystkim rozwojem Katedry Fizyki Teoretycznej, której kierownikiem zostaje w r. 1952. Równocześnie organizuje wraz z prof. S. Lorią i prof. A. Piekarą poznańską filię Instytutu Fizyki PAN, obejmując w niej w r. 1954 kierownictwo Zakładu Ferromagnetyków, w którym łączy badania eksperymentalne z teoretycznymi. Wykształcił już kilku doktorów i docentów, rozwija teraz intensywną akcję kształcenia młodej kadry złożonej niemal wyłącznie z byłych własnych studentów.

Uznanie zasług Profesora znalazło wyraz w przyznanych mu: Krzyżu Oficerskim Orderu Odrodzenia Polski w r. 1951, Krzyżu Komandorskim Orderu Odrodzenia Polski w r. 1954 oraz Odznaki X-lecia PRL w r. 1955.



Prof. Szczeniowski w czasie pobytu w Chicago w r. 1929



Prof. Szczeniowski w okresie pracy w Politechnice Warszawskiej



Prof. Szczeniowski podczas uroczystości zakończenia Olimpiady Fizycznej

Niez mordowany w działalności organizacyjnej, troszczy się równocześnie o poziom i ukierunkowanie fizyki na polskich uczelniach technicznych. W związku z tym już od r. 1955 dojeżdża z Poznania do Warszawy, by wykładać na Wydziale Łączności (obecnie Elektroniki) Politechniki Warszawskiej i zorganizować tam placówkę badawczą zajmującą się zarówno pracami doświadczalnymi jak i teoretycznymi. W r. 1957 obejmuje Katedrę Fizyki Ogólnej „B” na tymże Wydziale, która staje się trzonem powstałego w r. 1965 międzywydziałowego Instytutu Fizyki. Nie pozostawia jednak placówek poznańskich bez kierownictwa. Mimo przeniesienia się w r. 1962 na stałe do Warszawy, dojeżdża stamtąd regularnie do Poznania, by dalej kierować zarówno Zakładem Ferromagnetyków IF PAN, jak i Katedrą Fizyki Teoretycznej oraz prowadzić wykłady z fizyki teoretycznej na Uniwersytecie, który przyjął w tym czasie nazwę Uniwersytetu imienia Adama Mickiewicza. W roku 1963 kierowanie Katedrą składa w ręce habilitowanego niedawno doc. H. Cofty, nadal jednak prowadzi niektóre wykłady na UAM. Nie opuszcza też placówki PAN, gdzie pomimo habilitowania się doc. J. Morkowskiego nie odmawia mu swojej pomocy w kierowaniu pracami z zakresu teorii magnetyzmu, a badaniami eksperymentalnymi nadal kieruje osobiście.

W r. 1964 Szczeniowski zostaje członkiem korespondentem Polskiej Akademii Nauk, a w r. 1965 — pierwszym dyrektorem Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej, utworzonego z połączenia kilku katedr. Stanowisko to piastuje aż do chwili przejścia na emeryturę w roku 1969. Od roku 1974 jest członkiem rzeczywistym PAN. Pomimo przejścia na emeryturę, nadal jest czynny aż do ostatnich miesięcy życia, i to zarówno w Politechnice Warszawskiej, jak i w szeregu innych placówek naukowych, przede wszystkim w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie i w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, powstałym z poznańskiej filii IF PAN. W roku 1967 zostaje wyróżniony Odznaką Zasłużonego Nauczyciela PRL, a w roku 1969 — Krzyżem Komandorskim z Gwiazdą Orderu Odrodzenia Polski. W roku 1971 Uniwersytet im. A. Mickiewicza nadaje Profesorowi Szczepanowi Szczeniowskiemu tytuł doktora *honoris causa*. Na niecały rok przed jego śmiercią, 80 rocznicę urodzin Profesora uczczono skromną uroczystością jubileuszową, zorganizowaną w Poznaniu w ramach II Ogólnopolskiej Konferencji „Fizyka Magnetyków 78”.

Wymienione powyżej daty i fakty posłużą nam jako ramy chronologiczne do omówienia zasług i działalności Zmarłego w zakresie badawczym, dydaktycznym, społecznym i administracyjnym, a przede wszystkim w kierunku rozwoju kadr naukowych i organizowania nauki polskiej.

Jeśli chodzi o zainteresowania naukowe, to pociągały go zawsze nowe idee i prądy w fizyce. Wkrótce po ukazaniu się (1927) historycznej pracy Davissona i Germera o dyfrakcji elektronów, Szczeniowski przeprowadza analogiczne doświadczenia nad braggowskim odbiciem elektronów od sieci krystalicznej, dostarczając drugiego historycznie dowodu realności idei de Broglie’a. Mechaniką kwantową fascynuje się w r. 1929 do tego stopnia, że radykalnie przedstawia swoje zainteresowania badawcze na teorie kwantowe (ruch elektronu w ujęciu zarówno schrödingerowskim jak i relatywistycznym), co więcej, staje się zapalonym popularyzatorem nowego spojrzenia na fizykę (por. np. pracę przeglądową [6]), a następnie aż do końca swej działalności dydaktycznej jest jednym z najlepszych wykładowców mechaniki kwantowej. Bierze udział w zespołowych badaniach dotyczących

promieniowania kosmicznego, m. in. w przygotowaniach lotu do stratosfery. Prekursorem nowoczesności jest również w sprawach mniejszej wagi: już na dwadzieścia kilka lat przed wprowadzeniem systemu SI upowszechnia w Polsce znajomość układu Giorgiego.

Wojna, a po niej wieloletnie przeciążenie dydaktyką, ratowaniem zagrożonych placówek i organizowaniem nowych — jest oczywistą przerwą w pracy naukowej Profesora. Kiedy w latach pięćdziesiątych wybiera on tematykę badawczą dla swoich placówek naukowych — kieruje się przede wszystkim potrzebami rozwijającego się dynamicznie kraju, widzianymi na tle tendencji i perspektyw fizyki światowej. Odtąd koncentruje zainteresowania swoje i swych uczniów na fizyce ciała stałego, a przede wszystkim na fizyce magnetyzmu.

Dydaktyce poświęcił prof. Szczeniowski ogromnie dużo myśli i trudu. W latach powojennych z jego podpisem w indeksie wyszły w kraj setki fizyków, chemików, matematyków i inżynierów uzbrojonych w solidną wiedzę i umiejętność myślenia. Żądał bowiem Profesor — nie oszczędzając czasu na rozmowy egzaminacyjne — nie tylko znajomości faktów, ale też ich kojarzenia i rozumienia przy ścisłym przestrzeganiu logiki i stosowaniu narzędzi teoretycznych nawet w przedmiotach doświadczalnych. Te same wymagania postawił również swemu wielotomowemu podręcznikowi fizyki doświadczalnej, który bogactwem jasno podanych informacji i nowoczesnym ujęciem nie oszczędzającym czytelnikowi pojęć i metod teoretycznych imponuje na tle literatury światowej. Warto przypomnieć, że ten znany i ceniony podręcznik zawdzięcza swoje powodzenie m. in. niewiarogodnej pracowitości Autora, który od r. 1946, kiedy po raz pierwszy ukazał się (w formie skryptu) jeden z jego tomów, ulepszał go nieustannie aż do ostatnich tygodni życia. Zauważmy, że ten imponujący wkład Profesora w szkolenie studentów możliwy był z jednej strony dzięki jego żelaznemu zdrowiu, a z drugiej — dzięki rzadko spotykanemu pasjonowaniu się obydwoma aspektami fizyki, doświadczalnym i teoretycznym, w jednakowym stopniu.

Przechodząc do dalszych zasług Zmarłego trzeba podkreślić, że Szczeniowski nie unikał funkcji administracyjnych i społecznych. Nie sposób tutaj wymienić wszystkich obowiązków pełnionych przez niego. Wspomnę tylko, że w latach 1952—56 był prorektorem Uniwersytetu Poznańskiego i że w tych samych latach pięćdziesiątych dwukrotnie był posłem na Sejm a przez jedną kadencję piastował również mandat radnego Wojewódzkiej Rady Narodowej w Poznaniu.

Nie umniejszając w niczym zasług Profesora w omówionych już dziedzinach jego działalności, musimy szczególne uznanie wyrazić dla jego ofiarnych a przy tym owocnych wysiłków w kierunku rozwijania poszczególnych placówek naukowo-badawczych i wytyczania problematyki badawczej, co wiąże się też z jego nieustanną troską o właściwą politykę planowania naukowego. Zauważmy już na wstępie, że wszystkie te dalekowzroczone działania — czy to będzie ratowanie zniszczonych wojną, wspieranie słabych lub inicjowanie nowych instytucji naukowych, czy organizowanie współpracy między doświadczalnikami a teoretykami czy wreszcie planowanie badań — nie przyniosłyby takich owoców, jakich byliśmy świadkami, gdyby nie głęboka i wszechstronna wiedza Szczeniowskiego, jego szerokie horyzonty myślowe i zdolność przewidywania. Już w trudnym okresie bezpośrednio po wojnie zasłużył się protegowaniem akustyki, umożliwiając rozwój komórki naukowej prof. M. Kwieka, zrazu w strukturze organizacyjnej Katedry Fizyki Teoretycz-

nej Uniwersytetu Poznańskiego, a następnie tworząc pierwszą i jedyną do dziś w Polsce uniwersytecką Katedrę Akustyki. Był głównym motorem walki o rozwinięcie badań nad magnetyzmem w Polsce. Starania te uwieńczone zostały sukcesem, gdy w r. 1951 uwzględniono fizykę magnetyzmu wśród kierunków badawczych zaleconych przez I Kongres Nauki Polskiej. Odtąd tematyka magnetyczna pojawia się we wszystkich kolejnych planach centralnych. Szczeniowski był do końca swej działalności najbardziej aktywnym jej realizatorem. Dzięki niemu już w niedługim czasie po tej decyzji pracowało w tej dziedzinie kilkunastu fizyków, a około roku 1960 wielu z nich doktoryzowało się i habilitowało z tej tematyki. W latach sześćdziesiątych profesor Szczeniowski przeszczepił zainteresowanie magnetyzmem na teren warszawski, tworząc w Politechnice Warszawskiej silny ośrodek teoretyczno-eksperymentalny. Dziś grono fizyków magnetyzmu wykształconych przez Profesora liczy wspólnie z uczniami jego bezpośrednich wychowanków, ponad sto osób.

Wkład Szczeniowskiego w rozwój fizyki magnetyzmu w Polsce nie ograniczył się do organizowania instytucji naukowych, inicjowania badań i szkolenia kadr. Posiadał on dar niezwykle łatwego nawiązywania współpracy naukowej. Dzięki temu przyczynił się do częściowego zespolenia badań nad magnetyzmem; do dziś jeszcze pozbawionych ram instytucjonalnych, niezbędnych dla pełnej integracji. I tak, już na samym początku podjął współpracę swoich zakładów z prof. A. Smolińskim i jego grupą w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki PAN w Warszawie oraz z prof. L. Kozłowskim w Gliwicach (później w Krakowie). W następnych latach stworzył podstawy do współpracy z grupą teoretyczną prof. R. S. Ingardena w Uniwersytecie Wrocławskim, z grupą prof. J. Janika a następnie doc. A. Wanica w IFJ w Krakowie, i kilkoma zakładami IBJ w Świerku, z Katedrą prof. B. Burasa w Uniwersytecie Warszawskim i z grupą prof. A. Hrynkiwicza w Instytucie Fizyki Jądrowej. Stopniowo kontakty te objęły prawie wszystkie ośrodki w Polsce zajmujące się magnetyzmem, a więc Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej AGH (prof. A. Oleś), Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu (prof. W. Trzebiatowski), Instytut Fizyki PAN (doc. H. Lachowicz i doc. H. Szymczak), którego oficjalnym konsultantem był do końca życia, zespoły badawcze Instytutu Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego (prof. L. Wojtczak) i Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego (doc. A. Szytuła).

Szczeniowski rozwijał w zakresie organizacji nauki działalność tak wszechstronną, że nie sposób wymienić wszystkich jego zasług na tym polu. Wspomnę więc jeszcze tylko o tym, że w latach 1937—1939 był on redaktorem naczelnym miesięcznika *Acta Physica Polonica*, że był współorganizatorem pierwszej międzynarodowej konferencji na temat fizyki atomowej, zorganizowanej w r. 1938 w Warszawie pod protektoratem Ligi Narodów, że był jednym z założycieli i pierwszym redaktorem (1949—1952) oraz wieloletnim Przewodniczącym Rady Redakcyjnej niniejszego dwumiesięcznika *Postępy Fizyki*, że zorganizował i prowadził Podsekcję Fizyki Magnetyzmu w Komitecie Fizyki PAN, oraz że przez dwadzieścia kilka lat sprawował funkcję głównego koordynatora badań nad magnetyzmem w krajach RWPG. Ponadto brał czynny udział w pracach Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Polskiego Towarzystwa Przyrodników im. M. Kopernika, Poznańskiego Towarzystwa Przyjaciół Nauk, Polskiego Towarzystwa Chemicznego i wielu innych.

Nie można pominąć poważnego dorobku Profesora w zakresie popularyzacji nauki

oraz jego niezwykle interesujących i oryginalnych artykułów na tematy filozoficzne — głównie z filozofii fizyki, aczkolwiek trudno w krótkim artykule omówić te sprawy szczegółowo.

Olbrzymi jest wkład Szczeniowskiego w kształcenie kadr naukowych w okresie powojennym. Począwszy od zaopiekowania się osobami, którym przewody doktorskie lub habilitacyjne przerwała wojna (E. Karaśkiewicz, H. Ryffert, W. Mościcki, S. Gnatowski, W. Paszkowski, J. Grycza i szereg innych osób), poprzez promowanie kilkudziesięciu własnych uczniów aż po życzliwe kierowanie pracami wielu fizyków pracujących w oddaleniu od głównych ośrodków uniwersyteckich, Profesor promował po wojnie ponad 50 doktorów i doprowadził do habilitacji ponad 20 docentów. Co najmniej 100 innych fizyków korzystało w sposób mniej formalny z jego pomocy przy doktoryzowaniu się. Bez obawy szermowania frazesami można go nazwać wychowawcą kilku pokoleń fizyków polskich, tym bardziej, że szkolił ich nie tylko w zakresie fizyki. Uczył również ścisłego myślenia na co dzień, wdrażał zasady moralne, przekazywał im bezcenne wskazówki etyczne, a przede wszystkim sam był przykładem. Przykładem działania bez niepotrzebnych konfliktów, przykładem budowania bez drapieżności, przykładem szlachetności, życzliwości i ofiarności. Człowiek, który rezygnuje z perspektyw spokojnej pracy wśród oddanych przyjaciół na nie zniszczonej wojną najstarszej uczelni kraju, by uchronić Poznań od zastoju, jeśli nie od upadku fizyki; człowiek, który dźwiga obowiązki kierownicze kilku zakładów równocześnie po to tylko, by zapewnić następstwo po sobie swoim własnym uczniom; człowiek, który zbudowane bądź odbudowane przez siebie instytucje przekazuje reprezentantom młodszej generacji w atmosferze zgody i życzliwości — taki człowiek uczy innych dużo, znacznie więcej aniżeli samej tylko dyscypliny naukowej.

Stworzona przez Szczeniowskiego polska szkoła fizyki magnetyzmu rozwija się pomyślnie i pozostanie pomnikiem jego zasług. Podobnie trwała pamiątką jego działalności są zakłady będące bezpośrednimi spadkobiercami jego dorobku, a mianowicie: 5 Zespołów Problemowych zajmujących się magnetyzmem w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu (prof. J. Morkowski, dr J. Baszyński, doc. A. R. Ferchmin, doc. J. Szaniecki, doc. H. Ratajczak, doc. A. Wrzeciono), Zakład Teorii Ciała Stałego Instytutu Fizyki UAM (prof. L. Kowalewski), Zakład Teorii Magnetyzmu Instytutu Fizyki UAM (prof. H. Cofta, doc. B. Fechner) oraz Zakład Naukowy Ferromagnetyków i Ferroelektryków Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej (prof. J. Kociński, prof. A. Sukiennicki). Prężna działalność tych placówek jest najlepszym dowodem tego, jak solidne fundamenty pod nie położył prof. Szczeniowski.

Prace oryginalne Szczepana Szczeniowskiego

- [1] Sur le rendement de la fluorescence des solutions, *Bull. Internat. Acad. Polon. Ser. A*, 127 (1927).
- [2] O wydajności fluorescencji roztworów, *Spr. i Pr. PTF* 2, z. 8, 1 (1927).
- [3] Charakterystyki czułości kilku emulsji fotograficznych, *Spr. i Pr. PTF* 3, 1 (1927), (wspólnie z A. Sołtanem).
- [4] Sur la réflexion des électrons, *C. R. Acad. Sci. (Paris)* 187, 106 (1928).
- [5] O selektywnym odbiciu elektronów od kryształów, *Spr. i Pr. PTF* 3, 405 (1928).

- [6] Ruch elektronu w jednorodnym polu elektrycznym, *Spr. i Pr. PTF* 4, 281 (1929).
- [7] Ruch elektronu w obustronnie ograniczonej warstwie pola elektrostatycznego (I), *Spr. i Pr. PTF* 5, 91 (1930).
- [8] The spatial distribution of photoelectrons, *Phys. Rev.* 35, 347 (1930).
- [9] Ruch elektronu w obustronnie ograniczonej warstwie pola elektrostatycznego (II), *Spr. i Pr. PTF* 5, 215 (1931).
- [10] Eine Bemerkung zur Arbeit von P. Sauter: Zum Kleinschen Paradoxon, *Zs. f. Phys.* 73, 553 (1931).
- [11] The influence of a cloud of electrons on the structure of the de Broglie waves, *Bull. Internat. Acad. Polon. Ser. A*, 482 (1931) (wspólnie z L. Infeldem).
- [12] Zur Frage des Überganges der Elektronen in das Gebiet der negativen Energiewerte, *Acta Phys. Pol.* 1, 363 (1932).
- [13] Zur Frage des Überganges der Elektronen in das Gebiet der negativen Energiewerte *Bull. Internat. Acad. Polon. Ser. A*, 21 (1933).
- [14] Specific ionization of gases by soft cosmic rays. Residual currents and deep water measurement, *Nature* 142, 208 (1938), (wspólnie z S. Ziemeckim i K. Narkiewiczem-Jodko).
- [15] Residual currents and deep water measurement of cosmic rays, *Acta Phys. Pol.* 7, 59 (1938), (wspólnie z S. Ziemeckim).
- [16] Specific ionization characteristics of cosmic rays, *Bull. Internat. Acad. Polon. Ser. A*, 273 (1938), (wspólnie z S. Ziemeckim i K. Narkiewiczem-Jodko).
- [17] Fluctuation of residual ionization current at great depths, *Phys. Rev.* 54, 233 (1938), (wspólnie z S. Ziemeckim).
- [18] Les ondes de spin et leur dispersion dans les antiferromagnétiques et les ferromagnétiques pour divers cas de la surstructures, *J. Phys. (France)* 20, 148 (1959), (wspólnie z H. Coftą).
- [19] Domain structure and magnetic properties of Mn_3Ge_3 , *J. Phys. Soc. Japan* 17, Suppl. B1, 547 (1962), (wspólnie z A. Wrzecziono).
- [20] Dependence of magnetic properties of thin films on the geometry of evaporation, *J. Phys. Soc. Japan* 17, Suppl. B1, 562 (1962), (wspólnie z N. Gontarzem i H. Ratajczakiem).
- [21] Spin waves in ferromagnetics, I Quantum theory, *Phys. Status Solidi* 3, 537 (1963), (wspólnie z J. Morzkowskim i J. Szanieckim).
- [22] Band model of ferromagnetic thin films, *J. Appl. Phys.* 39, 1377 (1968), (wspólnie z L. Wojtczakiem).
- [23] Namagniczonnośc tonkich plionek w zonnej modeli ferromagnetizma, *Fizika Magnitnykh Plionok*, Irkuck 1968, str. 356.
- [24] Spin waves in band model of ferromagnetic thin films, *Acta Phys. Pol.* 35, 595 (1969), (wspólnie z L. Wojtczakiem).
- [25] Magnon frequencies in the band model of ferromagnetism, *Acta Phys. Pol. A* 37, 275 (1970), (wspólnie z L. Wojtczakiem).
- [26] Modele de bandes avec aimentation inhomogene dans une couche ferromagnétique, *J. Phys. (France)* 32, Suppl. 1174 (1971), (wspólnie z L. Wojtczakiem).
- [27] The stonor theory of ferromagnetic thin films, *Acta Phys. Pol.* 36, 241 (1969), (wspólnie z L. Wojtczakiem).
- [28] An approximate model in the band theory of ferromagnetism, *Phys. Lett.* 39 A, 41 (1972).
- [29] A simplified band model of ferromagnetic fin films, *J. Vac. Sci. Technol.* 10, 693 1973, (wspólnie z L. Wojtczakiem i A. Sukiennickim).

Niektóre artykuły przeglądowe i popularnonaukowe Szczepana Szczęniowskiego

- [1] Nowe poglądy na teorię budowy atomu, *Mathesis Polska* 1, 49, 83 (1926).
- [2] Fotony i elektrony, *Wszechświat* 135 (1928).
- [3] Względnościowa mechanika falowa według Diraca, *Mathesis Polska* 5, 131, 171 (1930).
- [4] Dzisiejszy stan mechaniki kwantowej, *Mathesis Polska* 102 (1931).

- [5] Optyka fal materii, *Wszechświat* 12 (1932).
- [6] Promieniowanie i materia, im. Mianowskiego, Warszawa 1932 (wspólnie z S. Ziemeckim).
- [7] Promienie kosmiczne, w *Od gwiazdy do atomu*, Trzaska, Evert i Michalski, Biblioteka Wiedzy, t. 12, wyd. I, Warszawa 1934, str. 129—186; wyd. II, Warszawa 1926, str. 161—238.
- [8] Wpływ fizyki na rozwój kultury dzisiejszej, *Nauka Polska* 22, 23 (1937).
- [9] Triumfy badania zjawisk atomowych, w *Triumfy eksperymentu i jego granice*, Trzaska, Evert i Michalski, Biblioteka Wiedzy, t. 40, Warszawa 1938, str. 145—200.
- [10] Praktyczny układ elektromagnetycznych jednostek Giorgiego, *Postępy Fizyki* 1, 1 (1949).
- [11] Pojęcie pola i cząsteczki w fizyce dzisiejszej, *Mysł Filozoficzna* 6, 184 (1952).
- [12] Antyferromagnetyki, *Postępy Fizyki* 5, 153 (1954).
- [13] Zarys podstaw zastosowania mechaniki kwantowej do teorii budowy cząsteczek, Pierwsza Konferencja Teoretyczna Chemików Polskich, 1954, s. 25.
- [14] Wpływ idei Kopernika na rozwój fizyki, *Postępy Fizyki* 5, 239 (1954).
- [15] Fizyka polska w pierwszym dziesięcioleciu Polski Ludowej, *Postępy Fizyki* 6, 3 (1955), (wspólnie z H. Niewodniczańskim).
- [16] Próby nowej interpretacji mechaniki kwantowej, *Mysł Filozoficzna* 19—20, 68 (1955).
- [17] Zagadnienia fizyczne i zastosowania techniczne ferromagnetyków, *Zesz. Problem. Nauki Pol.* VIII — *Elektronika ciała stałego*, PWN, Warszawa 1957, str. 73, (wspólnie z A. Smolińskim).
- [18] Nowe fakty dotyczące cząstek elementarnych i ich znaczenie dla zagadnienia struktury czasoprzestrzeni, *Studia Filozoficzne* nr 5 (6), 52 (1958).
- [19] Postępy podstawowych badań w dziedzinie ferromagnetyzmu w ostatnich latach, *Zesz. Problem. Nauki Pol.* XX — *Ferryty*, Ossolineum, Wrocław 1960, str. 39.
- [20] Ogólna charakterystyka badań własności magnetycznych cienkich warstw magnetycznych, *Zesz. Problem. Nauki Pol.* XXV — *Cienkie warstwy*, Ossolineum, Wrocław 1963, str. 23.
- [21] Nowa fizyka a kultura wieku XX i XXI, *Miesięcznik Literacki* 2, z. 6, 100 (1967).
- [22] Nauka i odpowiedzialność, O zrozumienie roli nauki, *Kultura* nr 28, VII (1969).
- [23] Perspektywy humanistyki polskiej (dyskusja), *Miesięcznik Literacki* 8, z. 3, 77 (1971).

Podręcznik *Fizyka Doświadczalna*

- tom I — Mechanika i akustyka
 tom II — Ciepło i fizyka cząsteczkowa
 tom III — Elektryczność i magnetyzm
 tom IV — Optyka
 tom V — Fizyka atomowa
 tom VI — Fizyka jądrowa

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Henryk Szydłowski

Instytut Fizyki
Uniwersytet Adama Mickiewicza
Poznań

Niepewności i błędy pomiarowe Uncertainties and Errors of Measurements

Abstract: Some terminological difficulties concerning „errors of measurements” are discussed. Since the used terminology is not adequate to the real situation, the new terminology is proposed. The uncertainties and errors of measurements are distinguished. There are two kinds of uncertainties: the systematic uncertainties and the random uncertainties together with two kinds of errors: the systematic errors and mistakes. A proposition of using the standard deviation of the mean value as the only measure of experimental uncertainty is given, and the methods of calculating it for the results changed both by systematic and random uncertainties are discussed.

Parametr określający dokładność wyników pomiarowych nazywany jest zazwyczaj „błędem pomiarowym”. Na wypadkowy „błąd pomiarowy” składają się przyczynki pochodzące z różnych źródeł. Dla niektórych przyczynków nazwa „błąd” jest adekwatna; mają one istotnie charakter błędu w potocznym znaczeniu i można je usunąć przez wniesienie odpowiednich poprawek. Inne przyczynki informują o niepewności uzyskanego wyniku, bowiem określają przedział wokół wartości średniej \bar{x} , w którym powinna być zawarta wartość prawdziwa. Z tego powodu ich istotę lepiej określa termin „niepewność pomiarowa”. Podobna niekonsekwencja terminologiczna występuje w innych językach i dlatego terminologia stała się przedmiotem zainteresowania Międzynarodowego Komitetu Miar i Wag [1] oraz Międzynarodowej Organizacji Metrologii Prawnej, która podjęła próbę sprecyzowania pojęć i również zasugerowała wprowadzenie terminu „niepewność pomiarowa” (ang. — *uncertainty*, franc. — *incertitude*) [2].

Powyższe przyczynki skłoniły do przeprowadzenia gruntownej analizy źródeł niepewności i błędów pomiarowych oraz do wysunięcia propozycji terminologicznych ze-

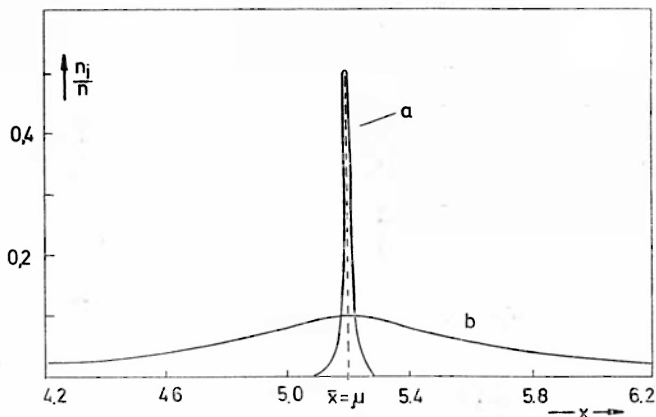
Podział niepewności i błędów pomiarowych

Nazwa niepewności lub błędu	W jaki sposób się objawia	Przyczyny	Przykład
1	2	3	4
I. NIEPEWNOŚCI POMIAROWE			
1. Niepewności systematyczne	Dominują, gdy w kolejnych pomiarach uzyskuje się identyczne wyniki $x_1 = x_2 = x_3 = \dots$, czyli nie występuje rozrzut statystyczny. Niepewności systematyczne występują w każdym pomiarze	Kończony odstęp kresek podziałki przyrządu (uwzględniony jego wzorcowaniem)	Niepewność systematyczna podziałki, na której kolejne kreski oznaczają wartości: 1,96A; 1,98A wynosi $\Delta I = 0,02A$
		Klasa przyrządu pomiarowego	Niepewność systematyczna miernika klasy 0,5 jest równa 0,5% zakresu
		Ograniczona dokładność odczytu	Niepewność systematyczna równa szerokości wskazówki odczytanej na podziałce przyrządu
		Niepewność obserwatora spowodowana drżeniem lub ruchem wskazówki, złą widocznością itp.	Niepewność systematyczna równa odczytanej na podziałce przyrządu szerokości obszaru, w obrębie którego zachodzą drgania wskazówki
2. Niepewności przypadkowe	Przy powtarzaniu pomiarów nie uzyskuje się identycznych wyników czyli występuje rozrzut statystyczny $x_1 \neq x_2 \neq x_3 \neq \dots$	—	Kolejne wyniki pomiaru długości w mm: 8,36; 8,25; 8,40; 8,39; 8,42; ...
2a. Niepewności przypadkowe obiektu	Rozrzut wyników pomiarów wykonanych na różnych elementach pewnego zbioru	Brak identyczności elementów zbioru	Wyniki pomiarów średnic pewnego gatunku kulek
	Rozrzut wyników wielokrotnego pomiaru tego samego obiektu	Niezgodność obiektu z przyjętym dla niego modelem	Wyniki pomiarów średnicy okrągłego pręta przyjętego jako walec
2b. Niepewności przypadkowe metody	Rozrzut wyników wielokrotnego pomiaru obiektu (bardzo starannie wykonanego wzorca)	Przyrząd pomiarowy	Wyniki pomiarów długości jednego pręta wykonanych różnymi przymiarami
		Metoda pomiaru	Wyniki pomiarów długości kilkudziesięciometrowego drutu wykonanych różnymi metodami
		Warunki pomiaru	Wyniki pomiarów długości wykonanych w różnych warunkach atmosferycznych
		Zmysły obserwatora	Wyniki serii pomiarów wykonanych za pomocą przyrządu półcieniowego

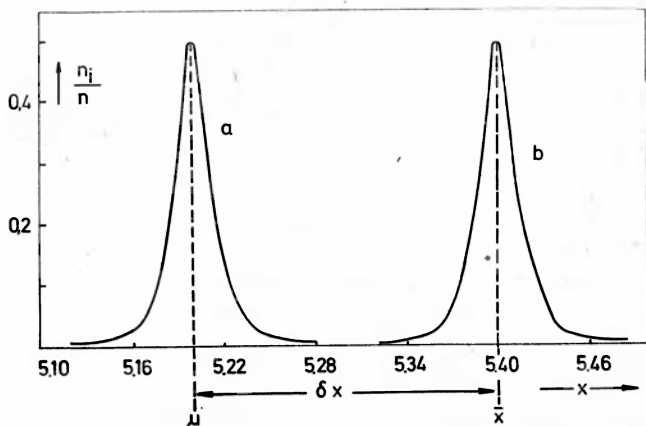
1	2	3	4
II. BŁĘDY POMIAROWE			
1. Błąd systematyczny	Wynik pomiaru nie jest identyczny z wartością poprawną. Zmiana warunków pomiaru nie wpływa na wynik lub zmienia go w sposób wskazujący na ukrytą prawidłowość	Wadliwe działanie metody	Przy pomiarze wydłużenia drutu wskutek naprężenia nie uwzględnia się przesunięć punktów zamocowania
		Przybliżony charakter wzorców	Korzystanie z wzoru: $T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$ przy wyznaczeniu przyspieszenia ziemskiego
		Wadliwe działanie zmysłów	Opóźnienie reakcji przy włączaniu sekundomierza
		Jednokierunkowe działanie czynników niekontrolowanych	Pomiar średnicy kulek ołowianych mikromierzem (deformacja przez nacisk)
2. Błąd grubo	Jeden z wyników serii istotnie różni się od pozostałych	Pomyłka obserwatora	Odczytanie 37 zamiast 73
		Wadliwie wykonany pomiar	Nie wyzerowany przyrząd
		Działanie czynnika niekontrolowanego i uznanego za nieistotny	Przy wyznaczeniu masy atomowej zaniedbanie składu izotopowego

branych w załączonej tabeli. W propozycjach tych termin „błąd pomiarowy” jest stosowany tylko w przypadkach, w których występuje błąd w potocznym znaczeniu. W innych przypadkach stosuje się termin „niepewność pomiarowa”.

Obiektywnie istniejącym i nieusuwalnym przyczynkiem niepewności przypadkowej jest niepewność przypadkowa obiektu (tab. 1, 2a). Wyniki pomiarów obarczonych wyłącznie niepewnością przypadkową obiektu posiadałyby identyczny rozkład statystyczny jak wartość rzeczywista (krzywa *a* rys. 1). Oznacza to, że wynik pomiaru (średnia \bar{x}) byłby równy wartości rzeczywistej czyli byłby to wynik dokładny, a niepewność pomiarowa byłaby równa niepewności występującej w samym obiekcie co oznacza, że wynik byłby również precyzyjny [3]. Niestety w rzeczywistości nie można wyeliminować innych rodzajów niepewności, które powodują znaczne rozszerzenie krzywej rozkładu (krzywa *b* rys. 1). Ponieważ rozszerzenie krzywej rozkładu nie zmienia wartości średniej, zatem wynik jest nadal dokładny, lecz zwiększa w istotny sposób odchylenie standardowe powodując utratę precyzji. W przypadku, gdy wystąpi błąd systematyczny δx , wtedy mimo zachowania precyzji wartość średnia nie jest już równa wartości oczekiwanej (rys. 2), a pomiar jest pomiarem niedokładnym. Oczywiście pomiar może być obarczony wszystkimi rodzajami niepewności i błędem systematycznym; wtedy wynik pozbawiony jest zarówno cechy dokładności jak i precyzji (rys. 3). W praktyce musimy nieraz tolerować niepewności systematyczne oraz niepewności przypadkowe metody, lecz zawsze powinniśmy wyeli-



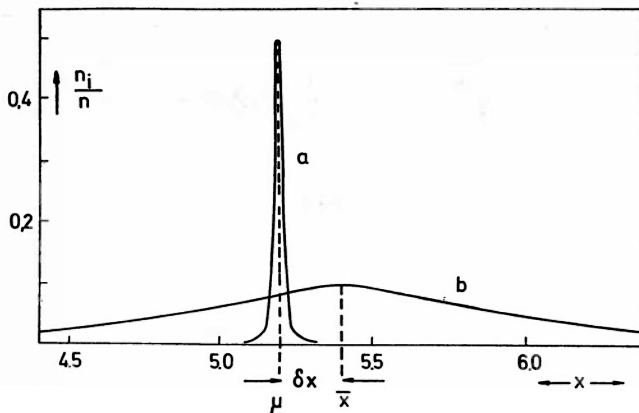
Rys. 1. Ilustracja graficzna wpływu niepewności przypadkowych na rozkład wyników pomiarowych
 a) Krzywa naturalnego rozrzutu wyników spowodowanego wyłącznie niepewnością przypadkową obiektu scharakteryzowana wartością oczekiwaną $\bar{x} = \mu$ oraz wariancją S_x^2 równa wariancji obiektu σ_0^2 (wynik dokładny i precyzyjny). b) Krzywa rozrzutu wyników spowodowanego niepewnościami przypadkowymi obiektu i metody scharakteryzowana wartością oczekiwaną $\bar{x} = \mu$ i wariancją $S_x^2 > \sigma_0^2$ (wynik dokładny lecz pozbawiony precyzji)



Rys. 2. Ilustracja graficzna wpływu błędu systematycznego na rozkład wyników pomiarowych. a) Krzywa rozrzutu dla wyniku dokładnego i precyzyjnego (jak na rys. 1). b) Krzywa rozrzutu wyników spowodowanego niepewnością przypadkową obiektu i błędem systematycznym δx scharakteryzowana wartością oczekiwaną $\bar{x} \neq \mu$ oraz wariancją $S_x^2 = \sigma_0^2$ (wynik precyzyjny lecz pozbawiony dokładności)

minować błędy. Oznacza to, że wynik pomiarowy musi być dokładny, lecz nie zawsze jest on precyzyjny.

Jako miarę niepewności pomiarowej proponuje się przyjąć stosowane w statystyce matematycznej parametry opisujące rozproszenie wyników a więc: odchylenie standardowe, wariancję, rozstęp itp. Dla niepewności przypadkowych parametry te można obliczyć wprost z wyników pomiarowych otrzymując niepewność łączną, na którą składają się przyczynki od obydwu niepewności przypadkowych. Dla dokonania oceny przyczynku wnoszonego przez metodę trzeba wykonać dodatkowo jej testowanie. Większą trudność przedstawia problem oceny niepewności systematycznych. Każde źródło daje własny przy-



Rys. 3. Ilustracja graficzna łącznego wpływu niepewności przypadkowych i błędu systematycznego na rozkład wyników pomiarów. a) Krzywa rozrzutu dla wyniku dokładnego i precyzyjnego (jak na rys. 1). b) Krzywa rozrzutu wyników spowodowanego niepewnościami przypadkowymi obiektu i metody oraz błędem systematycznym δx scharakteryzowana wartością oczekiwaną $\bar{x} \neq \mu$ oraz wariancją $S_x^2 > \sigma^2$ (wynik pozbawiony zarówno dokładności jak i precyzji)

czynek, który oznaczymy przez $\Delta_j x$, a w dodatku z reguły nic nie wiemy o rozkładzie statystycznym tych niepewności. Eksperymentator musi je oszacować biorąc pod uwagę warunki, w których eksperyment był wykonany. Całkowite odchylenie standardowe oblicza się zazwyczaj ze wzoru [4]

$$S_{\bar{x}} = [S_{xs}^2 + \sum_{j=1}^k (\Delta_j x)^2]^{1/2}, \quad (1)$$

w którym przyczynek wnoszony przez niepewności przypadkowe czyli odchylenie standardowe średniej oblicza się jako

$$S_{xs}^2 = \left[\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

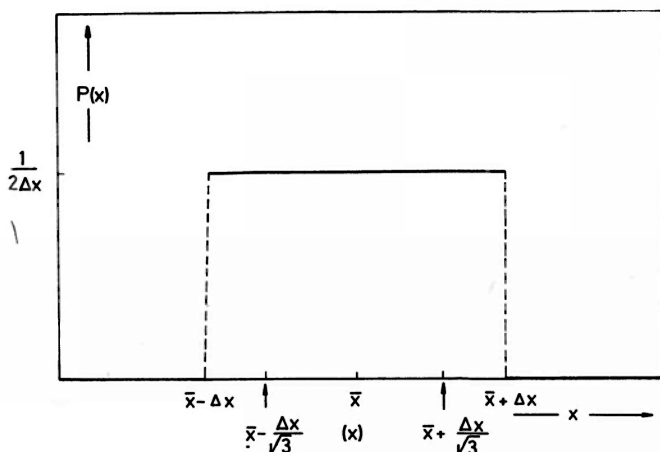
gdzie $\Delta_j x$ oznacza poszczególne przyczynki niepewności systematycznych, k — liczbę uwzględnionych przyczynków, a n — liczbę pomiarów.

Zauważymy, że zwiększenie liczby pomiarów nie zawsze prowadzi do zmniejszenia całkowitego odchylenia standardowego, ponieważ zmniejsza tylko składnik S_{xs}^2 wnoszony przez niepewności przypadkowe. Składniki $\Delta_j x$ wnoszone przez niepewności systematyczne można zmniejszyć tylko przez zastosowanie lepszych przyrządów lub poprawę warunków pomiaru. Zauważymy ponadto, że wzór (1), mimo że jest stosowany w badaniach naukowych, nie posiada ścisłego uzasadnienia. Można go nieco uściślić zakładając prostokątność rozkładów poszczególnych niepewności systematycznych oraz ich wzajemną niezależność. Przyjmujemy, że $\Delta_j x$ stanowi połowę szerokości przedziału, w którym występuje niezerowe prawdopodobieństwo (rys. 4), wtedy odchylenie standardowe średniej wyrazi się wzorem

$$S_{j\bar{x}} = \left[\frac{1}{3} (\Delta_j x)^2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

a całkowite odchylenie standardowe obliczyć można z prawa przenoszenia odchyłeń standardowych [5] otrzymując [6]

$$S_{\bar{x}} = [S_{xs}^2 + \frac{1}{3} \sum_{j=1}^k (\Delta_j x)^2]^{1/2}. \quad (4)$$



Rys. 4. Przybliżenie rozkładu wyników obarczonych niepewnością systematyczną Δx za pomocą rozkładu prostokątnego (mikrokanonicznego) scharakteryzowanego wartością oczekiwaną x (lub \bar{x} przy pomiarach

wielokrotnych) oraz odchyleniem standardowym $S_{\bar{x}} = \frac{\Delta x}{\sqrt{3}}$

Mała wartość odchylenia standardowego $S_{\bar{x}}$ świadczy o dużej precyzji wyniku i dlatego niektórzy eksperymetatorzy zaniżają oceniane przez siebie przyczynki $\Delta_j x$. Inni, ostrożni podają wartości przesadnie duże, w nadziei że nikt nie podważy ich wyniku. Oceny muszą być szczególnie rozważne w przypadku stosowania wzoru (4), w którym przyczynki $\Delta_j x$ i tak dają mniejszy wkład do wyniku końcowego niż przy korzystaniu ze wzoru (1).

Zaproponowana w pracy terminologia różni się od stosowanej w podręcznikach akademickich [7, 8, 9]. We wszystkich podręcznikach niepewność przypadkowa jest nazywana błędem przypadkowym, lecz nie wyróżnia się niepewności przypadkowej obiektu i niepewności przypadkowej metody. Termin „niepewność systematyczna” nie posiada odpowiednika w podręcznikach Dryńskiego [7] i Zawadzkiego [8], natomiast w podręczniku Szydłowskiego [9] jest włączony do kategorii błędów systematycznych. We wszystkich podręcznikach terminologia stosowana dla błędów systematycznych i grubych jest zgodna z proponowaną.

Proponowany podział niepewności i błędów po raz pierwszy zastosowano w podręczniku dla nauczycieli [10]. Również Senatorski [11] rozróżnia proponowane w niniejszej pracy cztery zasadnicze kategorie niepewności i błędów proponując takie same nazwy dla błędów systematycznych i grubych. Niepewności przypadkowe radzi on nazywać błędami prawdopodobnymi, natomiast niepewności systematyczne błędami maksymalnymi. Ten ostatni termin jest szczególnie mylący, bowiem dotąd błędem maksymalnym nazywano wynik obliczenia, tzw. metodą różniczki zupełnej, lub też wartość trzykrotnego odchylenia standardowego średniej.

Literatura

- [1] P. Giacomo, *OIMI Bulletin* **65**, 1 (1977).
- [2] Słownik terminologii prawnej. Terminy podstawowe, Polski Komitet Normalizacji i Miar, Warszawa 1978.
- [3] J. Czerwiński, A. Iwasiewicz, Z. Paszek, A. Sikorski, *Metody statystyczne w doświadczałnictwie chemicznym*, PWN, Warszawa 1974.
- [4] B. N. Taylor, W. H. Parker, N. D. Langenberg, *Rev. Mod. Phys.* **41**, 357 (1969).
- [5] S. Brandt, *Metody statystyczne i obliczeniowe analizy danych*, PWN, Warszawa 1974.
- [6] *Teoria pomiarów*, H. Szydłowski (red.), PWN (w druku).
- [7] T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, PWN, Warszawa 1967.
- [8] A. Zawadzki, H. Hofmokl, *Laboratorium fizyczne*, PWN, Warszawa 1964.
- [9] H. Szydłowski, *Pracownia fizyczna*, PWN, Warszawa 1979.
- [10] H. Szydłowski, *Pomiary fizyczne*, PWN, Warszawa 1977.
- [11] A. Senatorski, *Postępy Fizyki*, **29** 99 (1978).

N O W O Ś C I N A U K O W E

*Ryszard Gokieli*Instytut Badań Jądrowych
Warszawa*Andrzej Ziemiński*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski**Fizyka cząstek elementarnych w 1979 roku****Physics of Elementary Particles in 1979**

Abstract: Current topics in elementary particle physics are reviewed and the most recent experimental results in e^+e^- , neutrino and hadron physics are briefly discussed.

Powszechnie wiadomo, że na początku lat siedemdziesiątych w fizyce wysokich energii został dokonany jakościowy skok w zrozumieniu budowy i praw rządzących oddziaływaniami cząstek elementarnych. W powszechnie akceptowanym tzw. modelu standardowym przyjmuje się, że podstawowymi składnikami materii są fermiony : leptony i kwarki. Oddziaływania między nimi przenoszone są przez bozony wektorowe, a mianowicie kwanty γ pola elektromagnetycznego, bozony pośrednie oddziaływań słabych W^\pm , Z^0 oraz 8 gluonów odpowiedzialnych za oddziaływania między kwarkami. Kwarki charakteryzują liczby kwantowe kolorów i zapachów. Hadrony, zbudowane z kwarków, są stanami singletowymi koloru, gdyż tylko takie mogą być obserwowane. Teorie oddziaływań elementarnych należą do klasy lokalnych, renormalizowanych kwantowych teorii pola z cechowaniem. W oparciu o taką teorię skonstruowany został tzw. model Weinberga-Salama unifikujący oddziaływania słabe i elektromagnetyczne. Zdziwiająca zgodność przewidywań modelu z coraz to nowymi danymi doświadczalnymi przyniosła jego autorom tegoroczną nagrodę Nobla. Wiele faktów doświadczalnych potwierdza również słuszność teorii oddziaływań silnych, tzw. chromodynamiki kwantowej, QCD. Zaproponowano

już szereg modeli jednoczących wszystkie rodzaje oddziaływań cząstek. Powyższe zagadnienia były omawiane w licznych artykułach drukowanych w *Postęпах Fizyki* [1—18].

Postęp w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych omówimy na podstawie Międzynarodowej Konferencji Fizyki Cząstek Elementarnych Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, która odbyła się w dniach od 27 czerwca do 4 lipca 1979 r., i w której uczestniczyło ponad 800 fizyków z około 35 krajów świata. Na sesjach plenarnych wygłoszono 18 godzinnych referatów przeglądowych oraz kilkadziesiąt referatów mini-reporterskich. Dodatkowo referowano ponad 200 prac na sesjach równoległych. Omawiane zagadnienia dotyczyły oddziaływań elektronów z pozytonami, fizyki neutrin i słabych oddziaływań oraz fizyki leptonów naładowanych i hadronów, tematów stanowiących najbardziej interesujące działy fizyki współczesnej. Miejsce konferencji, Genewę, wybrano ze względu na dwudziestopięciolecie działalności Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych, CERN, w Genewie. Okazji tej poświęcono specjalną sesję w dniu 30 czerwca.

Konferencja w Genewie odbyła się w momencie, kiedy większość uczestników spodziewała się przede wszystkim kolejnych potwierdzeń modelu standardowego, nowych informacji o rozkładach kwarków i gluonów w hadronach itp. Kolejna „rewolucja” w fizyce cząstek elementarnych spodziewana jest za parę lat, po uruchomieniu nowych akceleratorów i otworzeniu nowego zakresu energii dostępnych do badań. Wówczas, o ile zaobserwuje się bozony pośrednie słabych oddziaływań, może nastąpić ostateczne potwierdzenie modelu W-S. Natomiast ewentualne wykrycie lub niewykrycie leptonów i kwarków pozwoli zmniejszyć listę teorii unifikujących oddziaływania słabe, elektromagnetyczne i silne. Dlatego w Genewie prawie nikt nie oczekiwał nowych rewelacyjnych wyników. Tak też się stało, ale mimo to Konferencja należała do bardzo udanych, bowiem postęp w wielu dziedzinach był spektakularny. Kolejno omówimy główne nurty Konferencji.

1. Zderzenia e^+e^-

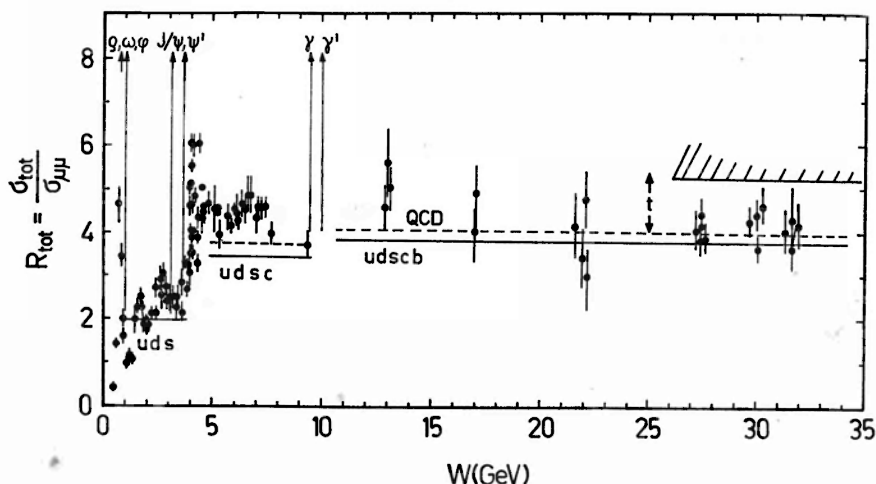
Główne zainteresowanie Konferencji skupiło się wokół najnowszych wyników z eksperymentów badających zderzenia e^+e^- . Na początku bieżącego roku uruchomiono w laboratorium DESY w Hamburgu nowe pierścienie akumulujące elektrony i pozytony, PETRA, zwiększające zakres badanych energii układu e^+e^- od 10 GeV (DORIS) do 31 GeV. Wielu fizyków wierzyło, że w nowym zakresie energii zaobserwuje się produkcję nowego, szóstego kwarku — t (*top*). Istnienie tego kwarku w pewnym sensie przewidywane jest przez model Weinberga–Salama. Kwark t powinien tworzyć wraz z odkrytym 2 lata temu kwarkiem b (*bottom*) [14] parę reprezentującą trzecią generację kwarków $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$ symetrycznie do trzech odkrytych dotychczas generacji leptonów $\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$ [8, 17]. Najprostszą wskazówką na istnienie kwarku t byłaby obserwacja wąskiego maksimum w przekroju czynnym dla zderzeń e^+e^- przy energii równej masie spoczynkowej stanu związanego $t\bar{t}$. W ten sposób obserwuje się cząstki J/ψ ($c\bar{c}$) [4, 9, 10] i Y ($b\bar{b}$) [14]. Niestety, nie istnieją dokładne przewidywania dla masy kwarku t , a eksperymen-tarzy zdążyli zmierzyć przekroje czynne zaledwie przy kilku wartościach energii układu

e^+e^- . Sygnału kwarku t szukano więc innymi metodami. W szczególności powyżej progu na produkcję t powinien nastąpić skok o $\frac{4}{3}$ wielkości R zdefiniowanej jako stosunek przekrojów czynnych na procesy $e^+e^- \rightarrow$ hadrony i $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

W najprostszej wersji modelu kwarkowego R równa się sumie kwadratów ładunków elektrycznych wszystkich kwarków produkowanych przy danej energii [16].

Wyniki trzech niezależnych eksperymentów, pokazane na rys. 1 nie wykazują oczekiwanego skoku i są świetnie zgodne z przewidywaniami uwzględniającymi jedynie produkcję kwarków u, d, s, c, b — każdego w trzech stanach koloru.

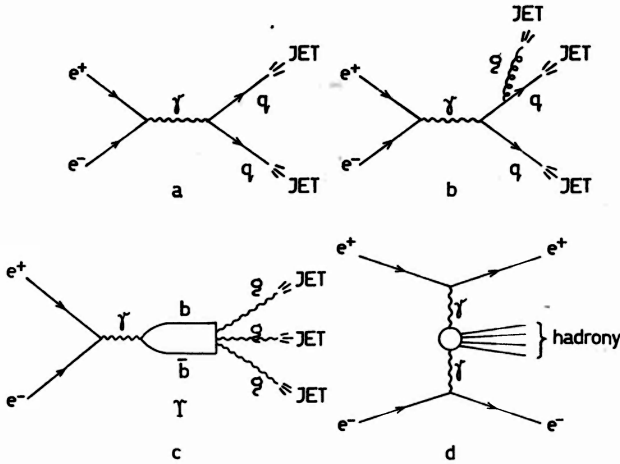


Rys. 1. Zależność wielkości $R_{\text{tot}} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ od całkowitej energii w środku masy układu e^+e^- .

Strzałkami zaznaczono położenie maksimum odpowiadających rezonansom $\rho, \omega, \phi, J/\psi, \psi', Y, Y'$. Krzywa ciągła opisuje przewidywania naiwnego modelu kwarków a przerywana wyniki uwzględniające poprawki wynikające z kwantowej chromodynamiki (QCD)

Innym sposobem poszukiwania kwarków t jest badanie jetów (strug) cząstek hadronowych powstałych w wyniku „ubierania się” kwarka i antykwarka — pierwotnych produktów zderzenia e^+e^- (rys. 2). Doświadczalnie zaobserwowano występowanie takich jetów już w 1975 r. [16] i rozwinęto szereg metod matematycznych pozwalających grupować hadrony powstałe w zderzeniu e^+e^- w dwa kolinearne jety. Przy energiach nieco powyżej progu na produkcję pary $t\bar{t}$ powinna wzrastać tzw. „sferyczność” przypadków, co odpowiada maleniu kolimacji wtórnych cząstek względem doświadczalnie oszacowanego kierunku rozlotu wytworzonej pary kwark — antykwark. Wprawdzie eksperymenty wskazują na niewielki wzrost sferyczności przypadków przy energiach e^+e^- powyżej 17 GeV, nie ma on jednak charakteru progowego. Najprostszym, innym wyjaśnieniem tego wzrostu jest produkcja hadronów nie w dwóch, a w trzech jetach — ten trzeci jet miałby odpowiadać emisji gluonu przez jeden z pierwotnych kwarków w procesie analogicznym do

promieniowania hamowania. Taka emisja gluonów przewidywana jest przez chromodynamikę kwantową. Liczne dane z PETRY, prezentowane na Konferencji, znajdują rozsądne wytłumaczenie jedynie, jeśli założy się co najmniej 15% wkład trójjetowej struktury produkcji hadronów do całkowitego przekroju czynnego.



Rys. 2. Różne mechanizmy produkcji hadronów w zderzeniach e^+e^-

Fizyczny charakter gluonów, bozonów przekazujących oddziaływanie kolorowe kwarków, manifestuje się również w rozpadach cząstki Y ($b\bar{b}$) o masie $9,4 \text{ GeV}/c^2$ na hadrony. Teoria QCD przewiduje, że w około 90% cząstka powinna rozpadać się na 3 gluony ubierające się następnie w niekolorowe hadrony (rys. 2c). Analiza produkcji hadronów powstałych z rozpadu Y wskazuje prawie jednoznacznie na trójjetowy charakter emisji hadronów (3 jety gluonowe). Natomiast produkcja hadronów poza rezonansem, przy nieco wyższej lub niższej energii, ma typowy 2-jetowy charakter (2 jety kwarkowe). Dopiero, kiedy przechodzimy do znacznie wyższych energii (17 GeV), część przypadków wykazuje ponownie trójjetowy charakter, ale są to wspomniane wyżej dwa jety kwarkowe i jeden gluonowy.

Dotychczas omówione doświadczenia e^+e^- analizowały zdarzenia, w których w stanie końcowym występowały jedynie hadrony, czyli oddziaływania zachodzące drogą anihilacji pary e^+e^- wirtualny foton, ulegający następnie konwersji na parę kwark-antykwar (rys. 2ab). Okazuje się, że przy energiach PETRY takie procesy przestają dominować i główny wkład do przekroju czynnego daje produkcja hadronów przez zderzenia 2 wirtualnych fotonów (rys. 2d). Badanie tego typu procesów dopiero się praktycznie rozpoczęło i najbliższe lata powinny przynieść szereg nowych wyników. Szczęśliwie się składa, że obserwowana w detektorze energia hadronów produkowanych przez oba wymienione mechanizmy jest bardzo różna i umożliwia łatwy podział przypadków na dwie klasy.

W dalszym ciągu nie znane jest pełne widmo cząstek *charmonium* — stanów związanych kwarków $c\bar{c}$. Wiele z nich obserwowanych jest w rozpadach radiacyjnych (z emisją kwantów γ) cząstek J/ψ ($m_{J/\psi} = 3095 \text{ MeV}/c^2$) i ψ' ($m_{\psi'} = 3685 \text{ MeV}/c^2$). Poszczególne cząstki powinny obsadzać kolejne stany układu $c\bar{c}$, numerowane, w analogii do stanów

atomu wodoru, liczbami kwantowymi $n^{2s+1}L_J$, gdzie n jest główną liczbą kwantową (wzbudzenie radialne) a S, L, J — opisują całkowity spin, orbitalny moment pędu i całkowity moment pędu (spin cząstki *charmonium*) układu $c\bar{c}$.

Oprócz cząstek J/ψ (1^3S_1) i ψ' (2^3S_1) nie budzi wątpliwości istnienie jeszcze 3 dalszych stanów χ : 1^3P_0 ($m_\chi = 3415 \text{ MeV}/c^2$), 1^3P_1 (3510), 1^3P_2 (3550). Istnienie innych obserwowanych stanów (3590, 3450) nie zostało potwierdzone przez nowe eksperymenty. Bardzo zagmatwana sytuacja powstała ze stanami $^1S_0: \eta_c$ i η'_c zaobserwowanymi w eksperymentach przy akceleratorze DORIS w rozpadach kaskadowych $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$ oraz

$\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c$ Publikowane wartości mas cząstek η_c i η'_c (2820 i 3450 MeV/c^2)
 $\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \gamma\gamma \text{ lub hadrony}$

były sprzeczne z przewidywaniami teoretycznymi. Nowy, bardzo precyzyjny eksperyment wykonany przy pierścieniach SPEAR w SLAC'u za pomocą detektora o prawie pełnej akceptacji przestrzennej, tzw. kuli kryształowej (*Cristal Ball*), nie potwierdził występowania stanów η_c i η'_c o podanych powyżej wartościach masy.

2. Fizyka neutrin i oddziaływań słabych

Był to drugi, obok zderzeń e^+e^- , „gorący” temat Konferencji. Dosłownie wszystkie najnowsze dane doświadczalne dotyczące prądów neutralnych [3] są zgodne z przewidywaniami tzw. „standardowego” albo „minimalnego” modelu Weinberga–Salama unifikującego oddziaływania słabe i elektromagnetyczne. Zwiększenie statystyki i precyzji eksperymentów pozwoliło dokładniej wyznaczyć jedyny wolny parametr modelu, θ_w — kąt Weinberga, określający stosunek stałych sprzężenia związanych z grupami cechowania $U(1)$ i $SU(2)$, na których zbudowany jest model [1]. Uśrednienie wyników eksperymentów rozpraszania neutrin na elektronach i hadronach oraz elektronów na hadronach daje wartość $\sin^2\theta_w = 0.230 \pm 0.015$. Tej wartości kąta Weinberga odpowiadają wartości mas bozonów pośrednich W^\pm i Z^0 : $M_w = 77,8 \pm 1.76 \text{ GeV}$, $M_z = 88.6 \pm 1.4 \text{ GeV}/c^2$. Obecnie osiągnane energie nie wystarczają jeszcze na bezpośrednią produkcję tych cząstek, np. w zderzeniach e^+e^- lub $p\bar{p}$. Tym niemniej wyniki eksperymentu ze SLAC'u badającego niezachowanie parzystości w głęboko-nieelastycznych rozpraszaniach spolaryzowanych elektronów na deuterze dostarczyły przekonujących dowodów występowania interferencji mechanizmów wymiany kwantów γ oraz bozonów Z^0 .

Pewien zgrzyt wśród triumfów modelu Weinberga–Salama stanowił do niedawna brak obserwacji niezachowania parzystości w przejściach atomowych. Wprawdzie grupy z Seattle i Oxfordu nie wycofały swoich negatywnych wyników, ale eksperymenty z Berkeley i przede wszystkim z Nowosybirsk obserwują efekt niezachowania parzystości, którego wielkość jest w doskonałej zgodności z przewidywaniami modelu.

Jeszcze większy postęp został osiągnięty w drugiej wiodącej tematyce fizyki neutrin — głęboko-nieelastycznym rozpraszaniu neutrin na nukleonach poprzez prądy naładowane. Większość nowych wyników pochodzi z kilku eksperymentów: komorowych i licznikowych, wykonanych w CERNie.

Analiza 400 tys. zdjęć z komory pęcherzykowej Gargamelle pozwoliła zaobserwować

26 ± 6 przypadków procesu $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$ czyli nie obserwowanego dotąd procesu odwrotnego rozpadu mionu. Ten eksperyment oraz dokładny pomiar polaryzacji mionów dodatnich produkowanych w oddziaływaniach antyneutrino z nukleonami (grupa CHARM) potwierdziły jeszcze raz wektorowo-aksjalny (V-A) charakter prądów naładowanych.

Laboratoria współpracujące przy analizie zdjęć z wielkiej komory pęcherzykowej BEBC oraz w eksperymencie licznikowym CDHS zebrały bogatą statystykę przypadków reakcji

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

Interpretacja tych zdarzeń pozwoliła na stosunkowo dokładne wyznaczenie rozkładów pędowych kwarków walencyjnych¹, antykwarków i kwarków dziwnych w nukleonie. Odstępstwa rozkładów doświadczalnych od przewidywań prostego modelu ze swobodnymi kwarkami (inaczej — łamanie skalowania Bjorkena) wprawdzie zgodne są z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej — wiodącej teorii oddziaływań silnych, ale porównanie przewidywań teoretycznych z doświadczeniem jest jeszcze mało konkluzywne. W szczególności duże błędy doświadczalne oraz niejasności teoretyczne nie pozwalają na dokładne określenie stałej Λ — wolnego parametru występującego w stałej sprzężenia dla oddziaływań silnych. Dopasowywane wartości wahają się od 0,2 do 0,7 GeV.

Tym niemniej, wykorzystując doświadczalnie obserwowane łamanie skalowania, podjęto próby wyciągnięcia z danych informacji o rozkładach gluonów wewnątrz nukleonów. Różne metody prowadzą do zgodnych wniosków, że rozkłady pędowe gluonów są zbliżone do rozkładów antykwarków.

Coraz więcej prac zajmuje się analizą stanów hadronowych produkowanych w głębokonieelastycznych rozproszeniach leptonów. Badania te, podobnie jak w reakcjach $e^+e^- \rightarrow$ hadrony, mają odpowiedzieć na pytanie, w jaki sposób kwarki wybite z nukleonów „ubierają się” w hadrony, zapobiegając obserwacji swobodnych kwarków czy też stanów kolorowych.

Wreszcie rozpraszanie neutron na nukleonach dostarcza cennych informacji o produkcji i własnościach cząstek powabnych. W kilku niezależnych eksperymentach prowadzonych techniką emulsyjną, komór pęcherzykowych oraz licznikowych udało się zaobserwować kompletne rozpady mezonów powabnych D i na tej podstawie zmierzyć ich czas życia. Otrzymany wynik 5×10^{-13} s, dobrze zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi.

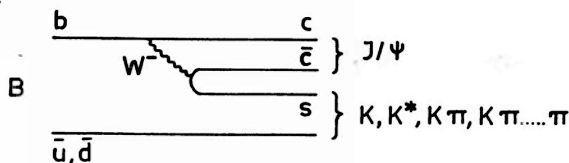
3. Oddziaływania hadronów

Jeszcze pięć lat temu zagadnienia fizyki hadronów dominowały na konferencjach fizyki cząstek elementarnych. Obecnie jedynie pewne aspekty rozpraszania hadron-hadron przykuwają uwagę słuchaczy. Do takich należały:

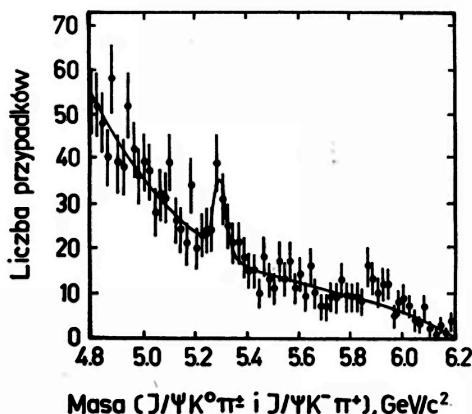
- poszukiwania nowych cząstek i ocena produkcji cząstek powabnych
- produkcja par leptonów i kwantów γ
- zderzenia z produkcją cząstek z dużymi pędami poprzecznymi.

¹ W modelu kwarkowo-partonowym nukleon zbudowany jest z trzech kwarków walencyjnych, par kwark-antykwark tworzących tzw. morze oraz z gluonów.

Poszukiwania cząstek z nowymi liczbami kwantowymi w zderzeniach hadron-hadron doprowadziły m. in. do obserwacji, na razie mało znaczącej statystycznie, kandydatki na cząstkę B zawierającą kwark b (lub \bar{b}) i obdarzoną nową liczbą kwantową zwaną *beauty* (piękno). Eksperymentatorzy pracujący przy spektrometrze GOLIATH w CERNie wybrali do poszukiwań dosyć rzadki kanał rozpadu $B \rightarrow J/\psi + K\pi \dots \pi$, odpowiadający diagramowi kwarkowemu przedstawionemu na rys. 3. Prawdopodobieństwo takiego rozpadu oceniane jest zaledwie na około 1%. Wybór takiego kanału rozpadu jest uzasadniony łatwą identyfikacją cząstki J/ψ poprzez jej rozpad na parę $\mu^+\mu^-$. Cząstki B miały być produkowane w zderzeniach mezonów π^- o pędzie 150 i 175 GeV/c z tarczą berylową.



Rys. 3. Diagram opisujący kanał rozpadu cząstki B poszukiwany w eksperymencie ze spektrometrem GOLIATH



Rys. 4. Rozkłady mas niezmienniczych układów $J/\psi K^0 \pi^+$ i $J/\psi K^- \pi^+$ obserwowane w eksperymencie ze spektrometrem GOLIATH

Rozkłady mas niezmienniczych układów $J/\psi K^0 \pi^+$ i $J/\psi K^- \pi^+$ są pokazane na rys. 4. Maksimum obserwowane przy masie 5,3 GeV/c² ma znaczenie statystyczne zaledwie 3,5 odchyżeń standardowych. Oszacowane parametry cząstki B są następujące:

masa $M_B = 5300 \pm 7$ MeV/c²

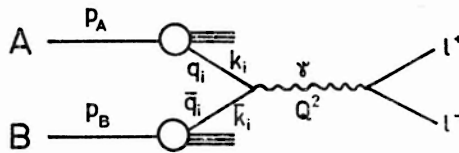
szerokość półowkowa $\Gamma = 22 \pm 7$ MeV/c².

Eksperyment jest nadal kontynuowany, i w ciągu najbliższych miesięcy okaże się czy zaobserwowano nową cząstkę, czy też tylko fluktuację statystyczną.

Bardziej konkluzywne okazały się poszukiwania produkcji cząstek powabnych. Potwierdzono zaobserwowaną pod koniec ubiegłego roku, produkcję mezonów powabnych [18]. Ponadto 3 eksperymenty prowadzone w wiązkach przeciwbieżnych pp (ISR) w CERNie (w jednym z nich uczestniczy laboratorium warszawskie) oszacowały przekroje czynne na

produkcję powabnych barionów. Wszystkie te eksperymenty wskazują, że duża część cząstek powabnych produkowana jest w procesach fragmentacji pierwotnych protonów, a więc cząstki te są stosunkowo szybkie. Produkcja centralna, czyli produkcja cząstek powabnych o małych pędach, wydaje się dużo słabsza niż się tego spodziewano przez analogię z produkcją cząstek dziwnych.

Wiele kontrowersji wywołała sprawa barionium — wąskich cząstek rezonansowych obserwowanych jako maksima przekroju czynnego $p\bar{p}$ blisko energii progowej $E_{\text{prog}} = 1940 \text{ MeV}$ oraz w rozkładach mas niezmienniczych w obszarze $2\text{--}3 \text{ GeV}/c^2$. Cząstki te próbowano interpretować jako stany związane układów $qq\bar{q}$. Nowe eksperymenty ponad wszelką możliwość „zabiły” cięższe stany barionium oraz co najmniej podważyły istnienie stanu o masie $1940 \text{ MeV}/c^2$. Większość uczestników Konferencji wyniosła wrażenie, że cząstki barionium po prostu nie istnieją i nie do pozazdroszczenia była sytuacja prof. Chana referującego przewidywania teorii dla tych stanów.



Rys. 5. Diagram opisujący mechanizm Drella–Yana produkcji par leptonów w zderzeniach hadronów. A i B — cząstki początkowe o pędach p_A i p_B . Anihilacja kwarka q_i (z cząstki A) o pędzie k_i i antykwarka \bar{q}_i z cząstki B o pędzie \bar{k}_i daje w wyniku parę mionów l^+ i l^- . γ oznacza wirtualny kwant gamma o masie Q^2 w stanie pośrednim

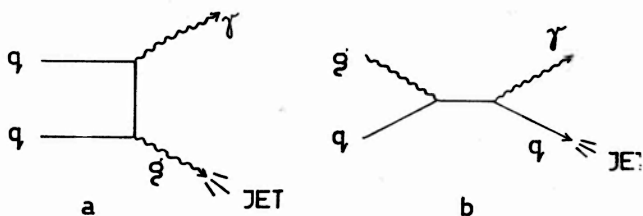
Produkcja par leptonów w zderzeniach hadron-hadron na ogół zachodzi poprzez mechanizm odwrotny do produkcji hadronów w zderzeniach e^+e^- . Kwark z jednego hadronu anihiluje elektromagnetycznie z antykwarkami z drugiego hadronu tworząc wirtualny foton kreujący następnie parę $\mu^+\mu^-$ (rys. 5). Dane doświadczalne są świetnie zgodne z powyżej opisanym schematem zaproponowanym przez Drella i Yana. W szczególności produkcja par mionów o masach $10 \text{ GeV}/c^2$ zachodzi około 100 razy efektywniej w zderzeniach π^-p (piony zawierają antykwarki walencyjne) niż w zderzeniach pp , w których antykwark musi pochodzić z morza niosącego małą część energii protonu.

Produkcja par mionów w reakcjach πp pozwoliła odtworzyć rozkłady pędowe kwarków wewnątrz pionów (funkcje struktury π). Kwarki w pionach niosą x — część pędu pionu z prawdopodobieństwem proporcjonalnym do $(1-x)$, natomiast odpowiedni rozkład prawdopodobieństwa w protonie ma w przybliżeniu kształt $(1-x)^8$. Oznacza to, że wewnątrz mezonu kwarki mają znacznie szerszy rozkład pędu niż w protonie. Fakt ten jest odbiciem mniejszej liczby kwarków walencyjnych w mezonach niż w barionach.

Nowy kierunek badań został zapoczątkowany przy ISR, w którym zmierzono stosunek bezpośredniej produkcji kwantów γ w zderzeniach pp do produkcji mezonów π^0 w funkcji pędu poprzecznego cząstek. Sygnał bezpośredniej produkcji γ pojawia się dopiero dla $p_T \geq 3 \text{ GeV}/c$ i powyżej tej wartości stosunek γ/π^0 monotonicznie rośnie z energią. Wyniki eksperymentu interpretuje się jakościowo jako przejaw anihilacji kwark-antykwark oraz przede wszystkim comptonowskiego rozpraszania gluonów na kwarkach (rys. 6). Powinny one być wykorzystane jako nowy test chromodynamiki kwantowej.

W fizyce dużych pędów poprzecznych nie odnotowano w ciągu ostatniego roku istotnego postępu.

Również najczęstsze, typowe „miękkie” zderzenia hadronów analizuje się obecnie w ramach fenomenologicznych modeli uwzględniających kwarkową strukturę cząstek znaną z rozpraszania głęboko-nieelastycznych oraz w języku jetów. Bez wątplenia obserwowane rozkłady cząstek wtórnych przechowują informację o rozkładach kwarków w pierwotnych hadronach. Niestety, analiza miękkich zderzeń jest bardzo skomplikowana, zawiera mnóstwo niewiadomych i przez to uniemożliwia wyciąganie bardziej konkretnych wniosków.



Rys. 6. Przykładowe mechanizmy bezpośredniej produkcji kwantów γ w oddziaływaniach hadronów: (a) rozpraszanie kwark-kwark, (b) rozpraszanie kwarków na gluonach (g)

Z nowych wyników „klasycznej fizyki hadronów” warto odnotować dwa rezultaty:
— oszacowanie całkowitych przekrojów czynnych na rozpraszanie pion-pion przy energiach 2—5 GeV.

— kompletny brak jednoznacznej interpretacji rezonansowej maksimum A_1 w układzie $\pi^{\pm}\pi^+\pi^-$ pomimo ponad 10-letniej historii tego problemu.

4. Przyszłość i przeszłość

Sporo miejsca na Konferencji poświęcono planom na przyszłość. Poniekąd był to główny temat większości referatów teoretycznych, w których dyskutowano różne schematy wielkiej unifikacji oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych. Grupa cechowania nowej teorii zawierałaby jako podgrupę $SU(3)^{\text{color}} \times SU(2) \times U(1)$. Stosunkowo najczęściej dyskutowana była kandydatura grupy $SU(5)$, w której leptony i kwarki danej generacji układają się w grupy po 5 i 10 cząstek. Dla kąta Weinberga przewiduje ona asymptotyczną wartość $\sin^2\theta_w = \frac{3}{8}$. Obok 12 konwencjonalnych bozonów: γ , W^{\pm} , Z^0 , 8 gluonów, powinno pojawić się 12 nowych egzotycznych bozonów cechowania, dzięki którym istniałyby przejścia między fermionami danej generacji. W wyniku takich przejść nawet protony stałyby się nietrwałe. Szacując masy bozonów egzotycznych na 10^{14} GeV otrzymuje się czas życia protonu $\tau_p \approx (1.5-15) \times 10^{29}$ lat, czyli prawie dokładnie tyle ile wynosi obecna dolna granica doświadczalna dla mionowego kanału rozpadu protonu:

$$\tau_p(\text{exp}) > 2 \times 10^{30} \text{ lat.}$$

Warto podkreślić, że ocenione wartości mas bozonów egzotycznych nie są już bardzo odległe od wartości masy Plancka

$$m_{\text{Planck}} = \left[\frac{\hbar c^5}{G_{\text{grav}}} \right]^{1/2} = 1.2 \times 10^{19} \text{ GeV,}$$

dla której oddziaływania grawitacyjne zaczną odgrywać istotną rolę.

Fizycy doświadczalni dyskutujący plany na przyszłość nie wybiegali tak daleko myślami i skupili się przede wszystkim na dyskusji budowanych i projektowanych akceleratorów. Na ukończeniu jest budowa w CERNie wiązek przeciwbieżnych do badania zderzeń $p\bar{p}$ przy energii w środku masy około 540 GeV (co odpowiada pędowi wiązki w eksperymentach z tarczą stacjonarną ok. 150 000 GeV/c). Przy tak dużej energii powinno obserwować się produkcję bozonów pośrednich W^\pm , Z^0 oraz być może cząstek Higgsa — cząstek skalarnych, których istnienie przewiduje mechanizm spontanicznego łamania symetrii, stosowany w szczególności w modelu Weinberga-Salama.

Istnieje również projekt budowy nowych wiązek przeciwbieżnych e^+e^- , LEP, o energii około 150 GeV [16]. Ze względu na duże koszty projekt nie jest jeszcze ostatecznie zatwierdzony, niemniej jednak istnieją poważne nadzieje, że będzie on wkrótce zrealizowany (ewentualnie nawet w ramach aktualnego budżetu CERNu). Oprócz produkcji bozonów pośrednich i ostatecznego potwierdzenia teorii W-S spodziewamy się produkcji nowych pokoleń kwarków i leptonów (ile ich jest — nie wiadomo) — no i wielu innych, trudnych do przewidzenia zjawisk.

Jak już wspomnieliśmy jeden dzień Konferencji poświęcony był obchodom 25 rocznicy powstania CERNu. Okolicznościowy referat prezentujący najwybitniejsze osiągnięcia CERNu wygłosił aktualny dyrektor naukowy CERNu prof. L. Van Hove. Bardzo miłym dla Polaków akcentem jego przemówienia było przypomnienie odkrycia podwójnego hiperjądra dokonanego w Warszawie w 1963 roku na podstawie analizy emulsji jądrowej naświetlonej wiązką K^- w CERNie. Prof. Van Hove podkreślił, że był to początek trwającego do dziś, bardzo owocnego udziału fizyków polskich w pracach CERN. Należy dodać, że żaden inny kraj nie został wymieniony w tym kontekście.

Literatura (artykuły w *Postęпах Fizyki*)

- [1] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* 27, 117 (1977).
- [2] W. Gajewski, M. Święcki, *ibid.* 27, 329 (1977).
- [3] A. Para, *ibid.* 27, 405 (1977).
- [4] G. Białkowski, *ibid.* 27, 575 (1977).
- [5] M. Kupczyński, *ibid.* 28, 275 (1977).
- [6] S. Pokorski, *ibid.* 28, 391 (1977).
- [7] Y. Nambu, *ibid.* 28, 629 (1977).
- [8] J. A. Zakrzewski, *ibid.* 29, 45 (1978).
- [9] S. C. C. Ting, *ibid.* 29, 147 (1978).
- [10] B. Richter, *ibid.* 29, 175 (1978).
- [11] M. Szczekowski, *ibid.* 29, 305 (1978).
- [12] A. Jurewicz, *ibid.* 29, 345 (1978).
- [13] R. Schwitters, *ibid.* 30, 23 (1979).
- [14] M. Szczekowski, *ibid.* 30, 65 (1979).
- [15] Z. Rek, M. Szczekowski, *ibid.* 30, 249 (1979).
- [16] W. Gajewski, M. Święcki, *ibid.* 30, 117 (1979).
- [17] J. A. Zakrzewski, *ibid.* 31, 33 (1979).
- [18] R. Sosnowski, *ibid.* 30, 365 (1979).

NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

William J. Willis

CERN, Genewa

i

Brookhaven National Laboratory,
Upton, New York**Wielkie spektrometry *****The Large Spectrometers**

Abstract: Mammoth detector systems — tens of thousands of detector, wires, thousands of tons of iron — with large solid angles of acceptance are becoming the workhorses of high-energy physics labs worldwide.

Badanie coraz to mniejszych odległości w eksperymentach z cząstkami wysokiej energii wymaga pomiarów coraz to mniejszych przekrojów czynnych. Rezultatem tego jest wymaganie obserwacji dużych kątów bryłowych, aby zapewnić wystarczającą liczbę zliczeń. W większości eksperymentów w obszarze wysokich energii ujawnia się złożona struktura hadronów, co prowadzi do bardzo złożonych reakcji. Zderzenie takiego rodzaju, zawierające wiele cząstek w stanie końcowym, musi być zwykle zaobserwowane w całości lub prawie w całości, aby mogło dostarczyć danych koniecznych do przeprowadzenia wnikliwej analizy. Oto następna przyczyna, dla której wymagana jest obserwacja dużego kąta bryłowego. Ponadto wymagana jest umiejętność mierzenia każdego rodzaju cząstek: naładowanych i neutralnych, hadronów i cząstek oddziałujących elektromagnetycznie. Ze względu na to, że najbardziej interesujące przypadki są rzadkie w porównaniu z innymi, podobnymi do nich na pierwszy rzut oka, procesami (są one rzadkie również w sensie absolutnym), ogromnie ważna staje się umiejętność identyfikacji typu cząstki.

* Artykuł opublikowany w *Physics Today* 31 (October), 32 (1978), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission, Copyright © 1978 by the American Institute of Physics] (Przyp. Red.).

Wielkie spektrometry dla wiązek przeciwbieżnych
(patrz także uzupełnienie dodane przez tłumacza na s. 281 — przyp. Red.)

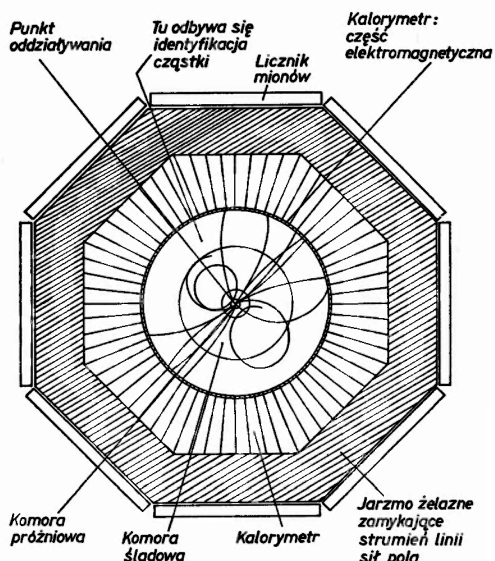
Spektrometr i laboratorium, w którym się znajduje	Geometria magnesu	Uwagi
Split Field Magnet (CERN ISR)	b	70 000 drutów z proporcjonalnym wzmocnieniem gazowym; działa od 1973 r.
Spektrometr Mark I (SLAC SPEAR)	c	Detekcja torów przy pomocy komór iskrowych; podstawowe narzędzie pracy SPEAR; obecnie nie używane
Solenoid Nadprzewodzący (CERN ISR)	c	Pierwszy cienki magnes tego typu; komory dryfowe, odczyt z opóźnieniem czasowym, szkło ołowiowe na zewnątrz magnesu
Solenoid (Orsay DCI)	c	Detekcja torów przy pomocy komór proporcjonalnych
Spektrometr Mionów (CERN ISR)	e	Miony identyfikowane metodą przejścia przez żelazny toroid, namagnesowany aby umożliwić pomiar pędu
DELCO (SLAC SPEAR)	d	Otwarta struktura pozwala identyfikować niskoenergetyczne elektrony za pomocą licznika Czerenkowa
Spektrometr Mark II (SLAC SPEAR/PEP)	c	Całkowicie zamknięty w kalorymetrze wychwytyjącym cząstki oddziałujące elektromagnetycznie, którego głównym elementem jest ciekły argon
PLUTO (DESY PETRA)	c	Solenoid z układem detekcji mionów na zewnątrz
Axial Field Spectrometer (CERN ISR)	d	Kalorymetr ze scyntylatorów i uranu albo wielki licznik Czerenkowa otaczają spektrometr w pełnym kącie azymutalnym
CRYSTAL BALL (SLAC SPEAR)		Bez magnesu; całkowicie otoczony kryształami jodku sodu
TASSO (DESY PETRA)	c	W dużej części kąta azymutalnego otoczony przez elektromagnetyczny kalorymetr z ciekłego argonu; pozostała część otoczona licznikami Czerenkowa
Spektrometr Mionów (DESY PETRA)	e	Miony identyfikowane metodą przejścia przez żelazny toroid, namagnesowany aby umożliwić pomiar pędu
JADE (DESY PETRA)	c	Szkło ołowiowe umieszczone na zewnątrz solenoidu dla pomiaru cząstek oddziałujących elektromagnetycznie
CELLO (DESY PETRA)	c	Całkowicie zamknięty w elektromagnetycznym kalorymetrze z ciekłego argonu
MAC (SLAC PEP)	c	Całkowicie zamknięty w kalorymetrze hadronowym z odczytem metodą proporcjonalnych komór drutowych
Spektrometr o Dużej Zdolności Rozdzielczej (SLAC PEP)	c	Magnes pochodzący z wyposażenia 12-stopowej komory pęcherzykowej daje bardzo dobrą pędową zdolność rozdzielczą dla torów cząstek naładowanych
TPC (SLAC PEP)	c	Patrz artykuł Nygrena i Marxa (por. przypis na str. 10)
Detektor Proton-Antyproton (CERN SPS)	a	Detekcja torów poprzez komory dryfowe podobne do TPC; całkowicie zamknięty w kalorymetrze. Solenoid z układem detekcji mionów na zewnątrz
Detektor Magnetyczny (FNAL Collider)	c	Na etapie projektowania

Uzupełnienie dodane przez tłumacza

Jako uzupełnienie do tabeli 1 podajemy kilka informacji dotyczących nazw laboratoriów oraz rodzajów i energii cząstek przyspieszanych w akceleratorach mieszczących się w tych ośrodkach; z wyjątkiem cernowskiego super-synchrotronu protonowego (SPS) są to zawsze akceleratory wiązek przeciwbieżnych.

Nazwa laboratorium	Miejscowość	Nazwa urządzenia	Rodzaj cząstek przyspieszanych	Energia cząstek przyspieszanych (GeV)
CERN (Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire)	Genewa, Szwajcaria	SPS	protony	do 400
CERN (Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire)	Genewa, Szwajcaria	ISR	protony	25
ORSAY	Orsay, Francja	DCI	e^+e^-	0,5—1,7
DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron)	Hamburg, RFN	PETRA	e^+e^-	7—19
FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory)	Batavia, USA	Collider (projektowany)	protony	do 400
SLAC (Stanford Linear Accelerator Centre)	Stanford, USA	SPEAR	e^+e^-	1,2—4,2
SLAC (Stanford Linear Accelerator Centre)	Stanford, USA	PEP	e^+e^-	7—15

Identyfikacja cząstek w szerokim zakresie energii i w dużym kącie bryłowym stawia współczesnej technologii detektorów wymagania ekstremalne. Dwa ostatnie raporty [1] zawierają obszerny przegląd wielkich spektrometrów i ich części składowych a także problemów związanych z przetwarzaniem danych. W języku używanym współcześnie w fizyce cząstek, spektrometr jest zespołem detektorów elektronicznych zdolnych wykonywać pomiary produktów zderzeń cząstek wysokiej energii. Słowo „wielkie” w tytule tego artykułu odnosi się do wielkiego zakresu kąta bryłowego obejmowanego przez opisywane urządzenia, choć jednocześnie rozmiary tych urządzeń są także wielkie! Rys. 1 przedstawia wielki spektrometr w czasie montażu.



Rys. 2. Przekrój wyidealizowanego spektrometru z polem o symetrii osiowej, mającego średnicę 7 metrów. Pole magnetyczne i wiązki padające mają kierunek prostopadły do płaszczyzny kartki. Komora śladowa jest zwykle wielodrutową komorą proporcjonalną typu dryfowego, dokonującą identyfikacji cząstki poprzez pomiar strat jonizujących. Idealizacją jest tutaj kompletna osłona kalorymetryczna przy jednoczesnym zapewnieniu identyfikacji cząstki — kombinacja dotąd nie zrealizowana. Przestrzeni starczyłoby tutaj dla detektora typu promieniowania przejścia. Bardziej typowy z istniejących spektrometrów zawierałby raczej układ identyfikacji cząstki tylko w ograniczonym zakresie kąta bryłowego. Prezentowany kalorymetr podzielony jest na część elektromagnetyczną i hadronową, przy czym ta pierwsza podzielona jest na mniejsze przedziały kąta azymutalnego. Kalorymetr nie jest wystarczająco gruby na to, aby zapewnić dobrą identyfikację wysokoenergetycznych mionów, ale uzupełniony jest żelaznym jarzmem zamykającym strumień pola. Detektory mionów znajdujące się na zewnątrz jarzma określają położenie i kierunek mionu wystarczająco dobrze, aby można było je skorelować z trajektorią określoną wewnątrz komory śladowej

W spektrometrach przeznaczonych do pracy z wiązkami wysokiej energii uderzającymi w *nieruchome tarcze* można wykorzystać fakt zwięzienia dużego kąta bryłowego w środku masy do małych kątów względem kierunku wiązki w układzie laboratoryjnym. Cząstki emitowane pod dużymi kątami są najczęściej fragmentami hadronów tarczy; często nie jesteśmy zainteresowani w ich mierzeniu. Jednakże większość nowych spektrometrów jest przeznaczona do pracy z *wiązkami przeciwbieżnymi*, gdzie istotny jest pełny kąt bryłowy w układzie laboratorium; dyskusję naszą skoncentrujemy na przyrządach tego typu.

Wymagania odnośnie spektrometru zależą oczywiście od rodzaju i energii zderzających się wiązek, choć jednocześnie ogólne cechy fragmentacji hadronów prowadzą do dużych podobieństw między wszystkimi spektrometrami. W wypadku akceleratorów elektronowych, częstości zliczeń — czyli częstości przypadków, dla których zachodzą interesujące zderzenia — są znacznie niższe niż dla maszyn protonowych, co pozwala na większą swobodę wyboru detektora. W zasadzie w wypadku wiązek elektronowych mogą być zarejestrowane wszystkie zderzenia; jeśli chodzi o protony, to musimy uzyskać szybkie układy elektroniczne uruchamiające aparaturę (tryggery), które wybierają interesujące przypadki a jednocześnie tłumią całkowitą liczbę zliczeń o czynnik 10^6 lub więcej. Wyższe energie osiągnane w wiązkach protonowych stawiają również surowsze wymagania technice identyfikacji cząstek. W tabeli 1 podany jest spis wielkich spektrometrów używanych aktualnie i konstruowanych.

Pomimo oczywistych trudności występujących przy budowie i wykorzystaniu tych urządzeń, wielkie spektrometry nauczyły nas już bardzo wiele. Większość tego, co wiemy z „nowej fizyki” — szereg odkryć następujących po znalezieniu cząstki J/ψ , włączając w to cząstki obdarzone powabem, ciężki lepton i „strumienie cząstek” (ang. *jets* — przyp. tłum.) — jest wynikiem eksperymentów, w których używane były wielkie spektrometry. Urządzenia te, razem z nowymi akceleratorami typu wiązek przeciwbieżnych, które się aktualnie konstruuje będą odgrywać centralną rolę w naszych wysiłkach idących w kierunku zrozumienia unifikacji sił słabych i elektromagnetycznych a także struktury hadronu i leptonu. Rozważmy teraz części składowe wielkiego spektrometru, pokazane w uproszczonym przekroju na rys. 2.

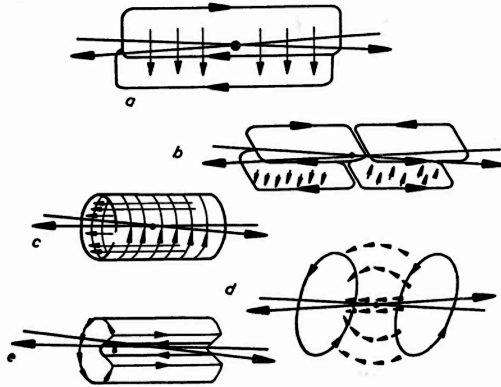
Geometria magnesu

To co na pewno chcemy wiedzieć o cząstce powstającej w zderzeniu wysokiej energii to znak jej ładunku elektrycznego. Jediną drogą osiągnięcia tego jest pomiar odchylenia cząstki w polu magnetycznym. Jest to również najdokładniejszy sposób pomiaru pędu cząstki naładowanej, przynajmniej przy niskich pędach. Wybór geometrii pola magnetycznego będzie w ogromnym stopniu determinował konfigurację wielkiego spektrometru.

Trzy podstawowe geometrie pola magnetycznego pokazane są schematycznie na rys. 3, razem z układami przewodników z prądem elektrycznym koniecznymi do wytworzenia takich pól. Dla jasności pominięto niezbędne urządzenia służące do zamykania strumienia linii sił pola. W części a) i b) tego rysunku pole magnetyczne jest prostopadłe do wiązek pierwotnych. W konfiguracji *dipolowej*, pokazanej w części a), odchylane są wiązki pierwotne; w wypadku wiązek przeciwbieżnych należy to odchylenie skompensować w innym miejscu za pomocą dodatkowych magnesów. Ponieważ może to być dość niewygodne, obmyślono wariant znany pod nazwą *split-field magnet* (b), w którym odchylenia w dwóch dwubiegunowych obszarach znoszą się. Wadą jego jest skomplikowany kształt pola i niezbyt dobra mierzalność cząstek pod dużymi kątami.

Na rysunkach 3c i 3d, pole magnetyczne skierowane jest wzdłuż wiązki. Konfigurację tę można efektywnie osiągnąć za pomocą *solenoidu* (c) albo, jeśli żąda się aby obszar centralny nie zawierał przewodników, za pomocą magnesu o dwóch cewkach i *polu osio-*

wym pokazanym na rysunku d). Wpływ tych magnesów na wiązki jest względnie mały, choć osiąga się wymagane odchylenie cząstek powstających w oddziaływaniu. Dla *toroidu* (rys. 3e) linie pola otaczają wiązki, a jednocześnie na same wiązki nie działa żadne pole.

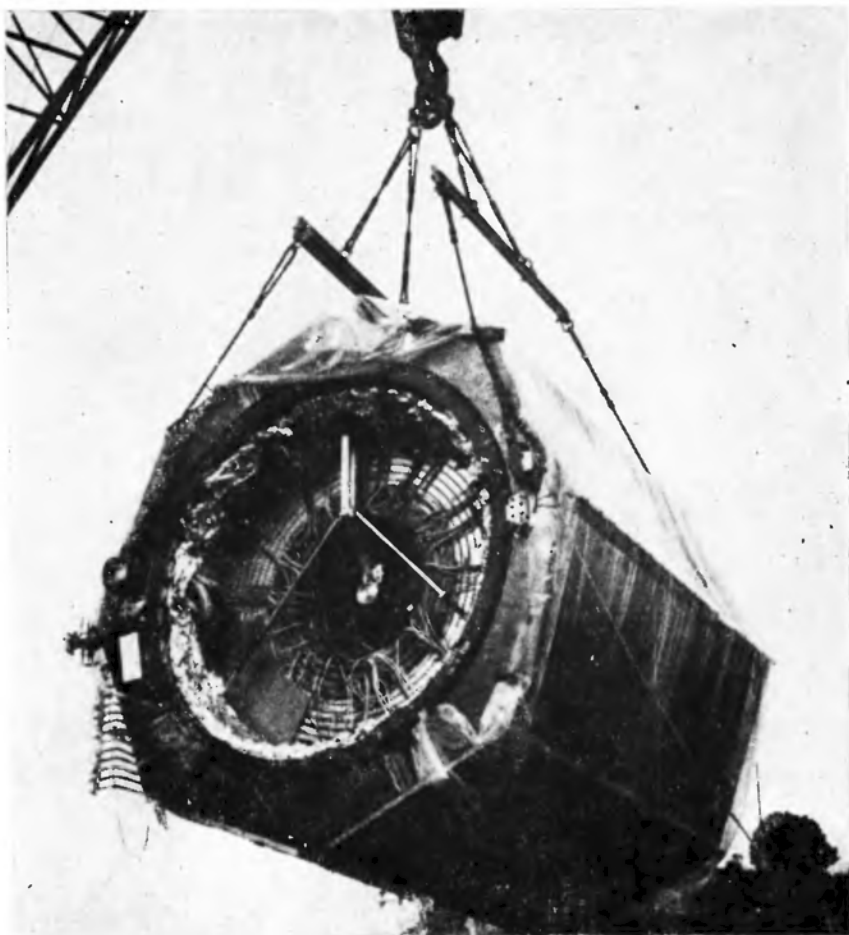


Rys. 3. Konfiguracje pola dla spektrometrów o dużym kącie bryłowym. Czarne strzałki pokazują kierunek pola magnetycznego. Zderzające się wiązki oznaczone są grubymi liniami; punkt oddziaływania położony jest w punkcie ich przecięcia. Pokazano pięć typów pola: a) dipolowe, b) typ *split-field*, c) solenoidalne, d) aksjalne, e) toroidalne. We wszystkich przypadkach z wyjątkiem ostatniego wymagane jest użycie nabiegunków żelaznych i urządzeń zamykających strumień. Nie zaznaczono ich jednak na tym schemacie aby zachować jego przejrzystość

Ze względu na to, że geometrie te są tak różne, trudno się dziwić, że w ogólności nie umiemy zdecydować która spośród nich jest najlepsza; każda bowiem ma swoje niezaprzeczalne zalety. Można jednak wysnuć pewne wnioski ogólne. Ponieważ umieszczenie elektronowego pierścienia akumulacyjnego w polu dipolowym lub polu rozszczepionym (*split-field* — przyp. tłum.) spowodowałoby powstanie zbyt wielkiej ilości promieniowania synchrotronowego, więc w tym wypadku dopuszczalne są tylko geometrie innych rodzajów.

Poważne wady posiada również toroid. Z rys. 3e widać, że cząstki wychodzące z punktu oddziaływania muszą przechodzić przez wewnętrzną płytę z prądem, aby osiągnąć obszar pola. Potrzebny jest jakiś ośrodek nie tylko po to, aby podtrzymać przewodzenie, ale również, aby wytrzymać ciśnienie sił magnetycznych. Okazuje się, że minimalna konieczna ilość materiału, odpowiadająca więcej niż jednej długości radiacyjnej, wywołałaby zbyt wiele oddziaływań wtórnych zanim jeszcze cząstki weszłyby w obszar pola i mogły być zmierzone. Próby zastąpienia płyt z prądem przez zestawy cewek prowadzą do przesłonięcia dużej części kąta bryłowego. Zaprojektowano jednakże specjalny spektrometr przeznaczony do analizy wyłącznie mionów, zawierający absorbent hadronowy znajdujący się bardzo blisko punktu oddziaływania, gdzie przejście przez wewnętrzny przewodnik nie stanowi przeszkody. W tym wypadku zalety toroidu mogą stanowić o tym, iż będzie on najlepszym rozwiązaniem; zalety te to:

- brak pola w obszarze wiązek,
- zamknięte linie pola; nie trzeba stosować urządzenia zamykającego strumień linii sił,



Rys. 1. Rdzeń detektora MARK II w trakcie opuszczania do Wykopu Zachodniego w Centrum Akceleratora Liniowego (SLAC — przyp. tłum.) w Stanford. Komora dryfowa i elektromagnetyczny kalorymetr z ciekłym argonem sfotografowane w momencie opuszczania na dół w celu połączenia ich z magnesem, stanowią spektrometr cząstek dla SPEAR-PEP, pierścieni akumulujących elektrony i pozytony będących wspólną własnością SLAC i Lawrence Berkeley Laboratory

- linie pola zawsze prostopadłe do torów cząstek; i wreszcie
- względnie małe rozmiary cewek.

Jak dotąd toroidy znalazły zastosowanie wyłącznie w spektrometrach mionowych, w których są one wypełnione żelazem. Żelazo jest użyteczne jako filtr hadronów, a także daje silne pole nawet przy niewielu przewodnikach, jednak wielokrotne rozpraszanie (kulombowskie — przyp. tłum.) ogranicza dokładność pomiaru pędów do około 10%.

Z powyższych rozważań wynika, że geometria pola wytworzonego przez solenoid jest najlepsza w spektrometrach ogólnego zastosowania pracujących z wiązkami elektronowymi. Dla wiązek protonowych, ważne są zalety dipoli, pozwalające mierzyć wielką liczbę cząstek emitowanych pod małymi kątami w stosunku do wiązek. Dipol można uczynić długim w kierunku wiązek aby otrzymać dużą całość pola dla pomiaru cząstek wysokiej energii emitowanych pod małymi kątami. Cząstki emitowane pod bardzo małymi kątami ale o pędach trochę niższych niż pęd wiązki, są odchyłone na zewnątrz próżniowych rur, w których biegnie wiązka; rury te są koniecznym elementem urządzeń ze zderzającymi się wiązkami. Jednakże pole solenoidalne posiada dodatkowe zalety. Jeden z najbardziej interesujących problemów nowej fizyki dotyczy produkcji nowych ciężkich cząstek o dużych pędach poprzecznych, które produkowane są z bardzo małymi przekrojami czynnymi i pod dużymi kątami. W tym wypadku korzystne jest nie odchyłać na zewnątrz cząstek produkowanych pod małymi kątami, bowiem pogarszają one jeszcze skomplikowaną sytuację w zdarzeniach o wysokiej krotności przy dużych częstościach zliczeń. Rzeczą pożądaną jest symetria azymutalna i szczególnie pomyślną okolicznością jest fakt, iż pole solenoidu nie zakłóca pędów poprzecznych cząstek, ponieważ szybki pomiar pędów poprzecznych na zewnątrz magnesu jest podstawą szybkiego trygerowania; problem ten dyskutowany jest poniżej. Magnes takie są stosunkowo nieduże i pozwalają, w wypadku wariantu z polem osiowym, na swobodny dostęp do zewnętrznych detektorów. Ze względu na wzajemnie uzupełniające się cechy, wielkie spektrometry typu dipolowego i solenoidalnego są faworyzowane w pracach z wiązkami hadronowymi i protonowymi wiązkami przeciwbieżnymi.

Żelazo, choć pominięte na rys. 3, odpowiedzialne jest za główną część kosztów tych magnesów. Magnes dipolowy musi posiadać jarzmo żelazne w kształcie litery C lub H. W solenoidzie strumień magnetyczny musi być zebrany w żelaznych nakładkach na końcu solenoidu i zamknięty za pomocą płytek zawierających oba jego końce. Ani akcelerator ani układ eksperymentalny nie mogłyby tolerować istnienia rozproszonego pola powstałego w wypadku pominięcia żelaza. Odpowiednie konstrukcje mogą być bardzo potężne, czasami masa ich przekracza 1000 ton.

Detektory śladów

Cząstki naładowane opuszczają punkt oddziaływania w zderzeniu wysokiej energii i, jak to pokazano na rys. 2, poruszają się w polu magnetycznym po zakrzywionych trajektoriach, zależnie od ich pędu. Aby rozwikłać taki obraz, detektory muszą mierzyć tory w wielu punktach wzdłuż ich długości, z dużą dokładnością przestrzenną. Do zmierzenia krzywizny prawie prostych torów o dużym pędzie, dokładność w płaszczyźnie zakrzywania

musi wynosić około 0,1—0,2 mm. Częstość zderzeń przekracza 10^7 na sekundę, zależnie od akceleratora; potrzebne są więc detektory bardzo szybkie.

Za najbardziej efektywną metodę zrozumienia skomplikowanych obrazów często uważa się użycie urządzenia, które w rezultacie pomiarów bezpośrednio odtwarzałoby trójwymiarowe punkty w przestrzeni. Inne grupy faworyzują użycie komór mierzących dwuwymiarowy rzut torów, co poprzez wykonanie dwu lub trzech projekcji pozwala odtworzyć trójwymiarowe punkty metodą obliczeń stereoskopowych.

Uniwersalną techniką wykorzystywaną do rejestracji torów jest jakiś typ drutowej komory proporcjonalnej. Z dyskusji zamieszczonej w artykule Georges'a Charpaka¹ wynika, że wymaganą dokładność można uzyskać poprzez pomiar czasu potrzebnego na to, aby elektrony z procesu jonizacji, uwolnione wzdłuż toru zdryfowały do najbliższej anody; jest to typ komory dryfowej. Mechanicznie, komora taka składa się z paru tysięcy drutów anodowych, o średnicy około 25 mikrometrów i długości jednego do kilku metrów, zawieszonych z 50 μm dokładnością w objętości wypełnionej odpowiednim gazem; często jest to mieszanina argonu i etanu. Do znajdujących się w pobliżu drutów katodowych przykładają się napięcie paru tysięcy woltów aby uzyskać proporcjonalne wzmocnienie gazowe równe około 10^5 . Prędkość dryfu wynosi mniej więcej 50 $\mu\text{m}/\text{ns}$ i można mierzyć czasy dryfu rzędu kilku nanosekund.

Aby otrzymać trójwymiarowy odczyt stosowano dwie metody pomiaru położenia toru wzdłuż drutu:

— użycie drutu anodowego wykonanego z materiału o dużej oporności i pomiar ładunku dopływającego do punktu o niskiej impedancji na każdym końcu drutu; stosunek tych dwóch ładunków daje położenie wzdłuż drutu,

— umieszczenie linii opóźniającej w pobliżu anody i z tą anodą połączonej tak, że jony dodatnie uciekające od anody indukują sygnał w linii opóźniającej; czas przybycia sygnału do każdego z końców linii daje współrzędną podłużną.

Dokładność metody rozdziału ładunku jest ograniczona przez szumy tła do 1/3—1% długości drutu, ale jakość techniki elektronicznej musi być wysoka aby tę dokładność uzyskać. Metoda linii opóźniającej daje dokładność, ograniczoną przez szumy, kilka razy lepszą [2] i jest bardziej tolerancyjna w stosunku do niedoskonałości elektroniki [3], jednakże wprowadzenie linii opóźniających do komory bywa trudne i niepożądane. Jeszcze wyższe dokładności mogą być otrzymane poprzez cyfrowy pomiar indukowanych ładunków, jak opisane to jest we wspomnianym artykule Charpaka. Potrzebne są dalsze badania aby się przekonać, jak można by zaadaptować tę metodę do komór rejestrujących tory w wielkich spektrometrach. Obie wspomniane techniki obniżają, w porównaniu z prostą komorą dryfową, możliwą rejestrowaną szybkość zliczeń.

Ostateczna dopuszczalna szybkość zliczeń jest ograniczona nie tylko przez czas rozdzielczy, lecz także przez czas życia komory. Lawiny, które dają zwielokrotnienie ładunku sprzyjają też zachodzeniu reakcji chemicznych i powstawaniu osadów na cienkich drutach w komorze. Powoduje to obniżenie wzmocnienia, a czasem nawet niszczące wyładowania, jeśli przez komorę przeszło około 10^{12} cząstek na cm^2 [4]. Dalsze badania mogą przynieść poprawę tych ograniczeń.

¹ G. Charpak, *Physics Today* 31 (October), 23 (1978), (tłumaczenie polskie tego artykułu ukazało się w *Postępy Fizyki* 30, 579 (1979) — przyp. tłum.).

Mimo iż położenie drutu musi być utrzymane z wielką dokładnością, to jednak z drugiej strony nieodzowne jest zmniejszenie do minimum ilości materiału konstrukcyjnego w komórce; chodzi bowiem o uniknięcie jednocześnie wielokrotnego rozpraszania, które zmniejsza dokładność pomiaru pędu i oddziaływań wtórnych, które czynią cząstki niemierzalnymi. Sprawą wielkiej wagi jest niezawodność tych komór, ponieważ zdarza się, że są one schowane w środku magnesów i innych detektorów, których demontaż jest bardzo czasochłonny.

W zastosowaniach, w których pozwalają na to częstości zliczeń, korzystne może być użycie innych typów komór. Komora strumieniowa, urządzenie nadające się do sterowania, które produkuje obraz wizualny, jest prawdopodobnie najpotężniejszą techniką służącą do zrozumienia bardzo złożonych konfiguracji. Zastosowanie długiej przestrzeni dryfu łącznie z częstym pomiarem ładunku pozwala na otrzymanie odczytu z efektami wizualnymi, jak to ma miejsce w tzw. *Time Projection Chamber*, opisaney w artykule Jaya Marxa i Davida Nygrena;² urządzenie to ma dodatkowe zalety w postaci wysokiej jakości pomiarów strat jonizacyjnych wykonywanych na wielu próbkach.

Kalorymetry — ograniczenia funkcjonowania

Pomiar torów cząstek naładowanych poprzez śledzenie ich w polu magnetycznym to tylko połowa problemu — a nawet mniej, ponieważ metody kalorymetryczne używane do pomiaru cząstek neutralnych pozwalają jednocześnie na mierzenie cząstek naładowanych; jest to sprawa podstawowa wszędzie tam, gdzie potrzebne jest znaczne zredukowanie liczby zachodzących zdarzeń.

Metoda kalorymetryczna opiera się na przybliżeniu, że całkowita ilość jonizacji wyzwolona w grubym absorbencie jest proporcjonalna do energii i niezależna od rodzaju cząstki. W małych kalorymetrach większa część absorbenta ma postać nieaktywnego materiału o dużej gęstości umieszczonego pomiędzy warstwami czynnego materiału detektora. Tutaj czyni się drugie przybliżenie, że jonizacja mierzona w ośrodku czynnym proporcjonalna jest do jonizacji całkowitej. Słuszność tych założeń i dokładność ich technicznej realizacji określa energetyczną zdolność rozdzielczą kalorymetru.

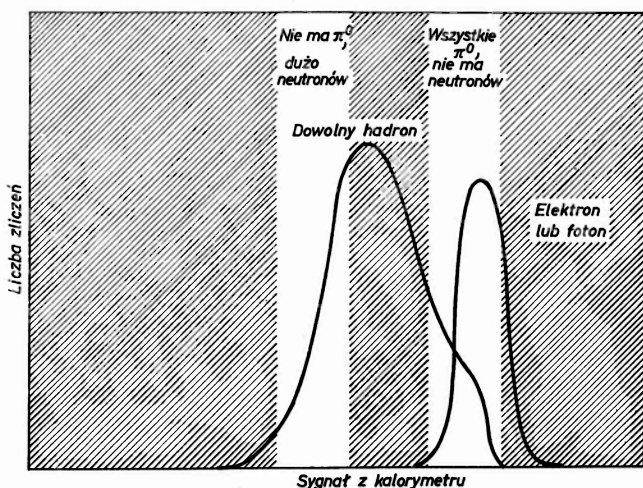
Podstawowe czynniki wpływające na energetyczną zdolność rozdzielczą są niejednakowo ważne dla hadronów i cząstek oddziaływających elektromagnetycznie. Zdolność rozdzielcza dla cząstek oddziaływających elektromagnetycznie — fotonów i elektronów — jest istotnie ograniczona przez fluktuacje próbkowania (*sampling fluctuations*), podczas gdy dla padających hadronów wzrost fluktuacji powodują również inne efekty. Pomiar przeprowadzone przez wiele grup pokazały, że hadron o energii 10 GeV daje w kalorymetrze żelaznym sygnał, który jest średnio o 30% niższy od sygnału pochodzącego od elektronu o energii 10 GeV. Jest to wynikiem:

- strat energii przy pokonywaniu wiązania jądrowego w oddziaływaniach hadronów,
- mniejszej reakcji ośrodka czynnego na silnie jonizujące fragmenty jądrowe, oraz

² Jay N. Marx, David R. Nygren, *Physics Today* 31 (October), 46 (1978) (tłumaczenie polskie tego artykułu ukaże się w jednym z najbliższych numerów *Postępów Fizyki* — przyp. tłum.).

— istnienia energii brakującej, takiej jak wynoszona przez neutrino, zawarta w albedo neutronowym i tym podobnych efektów.

Ta różnica w reakcji ośrodka czynnego prowadzi do znacznych fluktuacji w pomiarach energii grupy hadronów, zależnie od tego jaka część energii związana jest z hadronami a jaka z cząstkami oddziaływającymi elektromagnetycznie. Efekt ten ma również dominujący wpływ na energetyczną zdolność rozdzielczą w pomiarze pojedynczych hadronów, ponieważ pierwsze oddziaływanie hadronu w kalorymetrze może powodować konwersję całej energii na fotony poprzez produkcję neutralnych pionów, albo na ciężkie fragmenty jądrowe poprzez produkcję gwiazd jądrowych. Te ekstremalne przypadki dają sygnały różniące się, jak pokazano na rys. 4, prawie o czynnik dwa. Wynikająca z tego średnia kwadratowa energetyczna zdolność rozdzielcza wynosi około $0,55 E^{-1/2}$, gdzie energia cząstki, E , mierzona jest w GeV.



Rys. 4. Sygnał z kalorymetru żelaznego dla pionów i elektronów o energii 10 GeV wykreślony w postaci rozkładu wysokości impulsów. Jeśli pierwotne oddziaływanie pionu przekazuje prawie całą jego energię na energię pionów neutralnych, to sygnał z kalorymetru jest identyczny jak dla elektronów. Przeciętny hadron produkuje trochę neutralnych pionów i trochę gwiazd jądrowych, co nie jest tak efektywnie rejestrowane w aktywnych obszarach kalorymetru. Liczba neutronów jest ujemnie skorelowana z produkcją pionów neutralnych — efekt ten prowadzi do polepszenia zdolności rozdzielczej kalorymetru uranowego ze względu na rozszczepienie jądrowe wywołane przez neutrony

Grupa nasza w CERNie stwierdziła, że istotnie efekt ten jest ograniczeniem zdolności rozdzielczej w pomiarach energii hadronów i poszukiwała jakiegoś mechanizmu kompensującego [5]. Spośród wszystkich zademonstrowanych, najbardziej efektywnej metody kompensacji dostarcza rozszczepienie jądrowe. W kalorymetrze wykonanym z uranu U^{238} , liczba neutronów wyprodukowanych w gwiazdach jądrowych jest zwiokrotniona w procesie rozszczepienia, a natychmiastowe promienie gamma emitowane przez fragmenty rozszczepienia są wykrywane w warstwach czynnych. Kaskady elektromagnetyczne produkują nieliczne neutrony i wzmocnienie sygnału nie następuje. Szczęśliwie się składa, że w słabo wzbogaconym uranie kompensacja jest niemal całkowita: elektrony

i hadrony dają ten sam sygnał z dokładnością do kilku procent. Energetyczna zdolność rozdzielcza jest również lepsza prawie dwukrotnie.

W spektrometrach ogólnego stosowania nie uważa się za konieczne uzyskiwanie najwyższej możliwej precyzji w pomiarach cząstek oddziaływających elektromagnetycznie, głównie zresztą dlatego, że hadrony zmierzone będą z mniejszą precyzją. Płytki ołowiu lub uranu o grubości około 2 mm dają energetyczną zdolność rozdzielczą około $0,10 E^{-1/2}$. Podobną wartość osiąga się zwykle w zestawach bloków szkła ołowiowego, w których za pomocą fotopowielacza ustawionego z tyłu bloku, wykrywa się promieniowanie Czerenkowa. Ważne jest, aby w kalorymetrze móc odróżnić cząstki oddziaływające elektromagnetycznie od hadronów tak, że na przykład hadrony neutralne mogą być oddzielone od neutralnych pionów a elektrony, których pojawienie się jest sygnałem zajścia rzadkiego procesu, mogą być wychwycone. Jest to możliwe jeśli płytki kalorymetru wykonane są z materiału o wysokiej liczbie atomowej, ponieważ kaskada elektromagnetyczna rozwija się na drodze równej kilku długościom radiacyjnym; w ołowiu długość radiacyjna wynosi zaledwie 6% drogi na oddziaływanie jądrowe, charakteryzującej z kolei rozwój kaskady hadronowej.

Całkowita głębokość kalorymetru hadronowego wykonanego z ołowiu lub uranu jest większa niż sto długości radiacyjnych, podczas gdy zasięg kaskady elektromagnetycznej jest ograniczony do pierwszych dwudziestu. Z tego powodu kalorymetr jest podzielony podłużnie na dwa lub więcej segmentów z oddzielnym odczytem. Poprzeczne rozmiary kaskady elektromagnetycznej są rzędu jednej długości radiacyjnej, gdy tymczasem promień kaskady hadronowej jest bliski jednej długości oddziaływania — następną cechą odróżniająca. Rozmiar kaskady hadronowej jest kłopotliwie duży gdy chodzi o rozseparowanie cząstek blisko siebie położonych, jest więc ważne, aby płytki wykonane były z materiału o największej dostępnej gęstości; to również pozwala zredukować do minimum grubość warstw czynnych, w których dokonuje się próbkowania.

Kalorymetry — metody odczytu

Odczyt kalorymetru jest trudną sprawą. Idealnie rzecz biorąc kalorymetr powinien dać pełny obraz przepływu energii w zdarzeniu. Jeśli całkowita zaobserwowana energia jest mniejsza niż ta, którą znamy z wiązki pierwotnej, to deficyt chciałoby się przypisać emisji neutrina z oddziaływania i nawet znaleźć kierunek jego ruchu z sumy wektorowej, wykorzystując przestrzenną zdolność rozdzielczą kalorymetru. Pęknięcia i obszary martwe są więc bardzo niepożądane — jednak w jakiś sposób sygnały muszą wydostawać się na zewnątrz.

Jedno z rozwiązań, przezroczyste bloki szkła ołowiowego, jest bardzo dogodne; jednak daje się zastosować tylko do pomiaru cząstek oddziaływających elektromagnetycznie. Inną możliwością jest użycie liniowych proporcjonalnych komór drutowych jako urządzeń próbkujących. Łatwo daje się wtedy wyprowadzić sygnały na zewnątrz, ale cienkość warstwy próbkującej wydaje się prowadzić do znacznie gorszej energetycznej zdolności rozdzielczej a gęstość kalorymetru jest niepożądanie niska. Ciekły argon ma gęstość wystarczającą na to, by mógł być użyty do wypełnienia dwu-trzymilimetrowych szczelin,

w których mogłyby produkować się jony. Sygnały są wtedy wygodnie wyprowadzane na zewnątrz i energetyczna zdolność rozdzielcza jest dobra [5], ale niewygodę stanowi istnienie układu kriogenicznego; także reakcja urządzenia jest względnie powolna — odpowiedni czas wynosi na ogół kilkaset nanosekund. Pod wieloma względami idealne są kilkumilimetrowej grubości warstwy plastyku lub ciekłego scyntylatora. Energetyczna zdolność rozdzielcza może być dobra, także reakcja jest względnie szybka, ale dopiero ostatnio rozwinięto technikę wyprowadzania na zewnątrz sygnałów świetlnych bez konieczności stwarzania zbyt szerokich przerw.

W jednej z metod, zwanej przesuwaniem długości fali (*wavelength shifting*) [6], światło z pojedynczego scyntylatora przechodzi przez szparę wypełnioną powietrzem i wchodzi do płytki plastikowej z domieszką barwnika absorbującego światło scyntylatora i reemitującego izotropowo światło o dłuższej fali. Mniej więcej jedna czwarta tego światła jest zatrzymana przez całkowite wewnętrzne odbicie i przechodzi do końca tego pręta (*wavelength-shifter bar*), gdzie optycznie sprzęga się z fotopowielaczem. Poprzez to obejście prawa Liouville'a, sto lub więcej płytek scyntylacyjnych może być sprzężone z prętem, mającym grubość zaledwie kilku milimetrów i ustawionym w szczelinie o dopuszczalnej szerokości. Ceną jest strata około 80% światła, ale w tym wypadku jest ona do przyjęcia. Innym problemem w metodzie scyntylatorowej są trudności z otrzymaniem równomiernego zbierania światła z całej powierzchni scyntylatora i niestabilność wzmocnienia w fotopowielaczach, co wymaga pracochłonnych metod kalibracji.

Geometria urządzenia do odczytu kalorymetru określona jest przez rodzaj zamierzonej analizy fizycznej — np. czy nacisk położony jest na badanie strumieni cząstek czy też na cząstki rzadkie — i przez sposób rozwikłania obrazów zdarzeń w programach użytych do rekonstrukcji torów cząstek. Optymalny wybór może być różny dla hadronów i cząstek oddziaływających elektromagnetycznie. Rozmyte, przekrywające się kaskady produkowane przez hadrony, trudne do rekonstrukcji z rzutów stereoskopowych, wymagają odczytu dwuwymiarowego w poszczególnych segmentach. Pewien szczególny kalorymetr uranowy składa się z kwadratowych 20-cm segmentów; w sumie jest ich około 800. Nie wykorzystuje się tu faktu, iż rozmiary kaskad elektromagnetycznych są małe; niepraktyczne jest tworzenie jedno- lub dwucentymetrowych segmentów na przestrzeni wielu metrów kwadratowych koniecznych aby otoczyć wielki spektrometr. W konsekwencji dla pomiaru cząstek oddziaływających elektromagnetycznie decydowano się zwykle na trzy rzuty stereoskopowe uzyskiwane za pomocą pasków o szerokości jednego lub dwu centymetrów.

Identyfikacja cząstek

Pęd cząstki naładowanej wyznaczony jest poprzez jej trajektorię w polu magnetycznym. Osobny pomiar prędkości pozwoli więc otrzymać jej masę, m . Pomijając cząstki rzadkie lub nietrwałe, cząstka naładowana jest kandydatką na to, aby zostać zinterpretowana jako elektron, mion, pion, kaon lub proton. Stosunek masy mionu i pionu jest zbyt bliski jedności na to, aby dokonać rozróżnienia metodami pomiaru prędkości, które stosowano do dużych kątów bryłowych. Miony są zawsze identyfikowane metodą przejścia przez absorbenty hadronów, w szczególności przez kalorymetr i jarzmo magnesu zamykające stru-

mień pola. Elektrony można identyfikować do pewnego stopnia poprzez kaskady jakie wywołują one w kalorymetrze, ale na ogół to nie wystarcza ze względu na 10^3 — 10^4 raza większą liczbę hadronów.

Określenie prędkości cząstki poprzez bezpośredni pomiar czasu przelotu jest możliwe tylko dla $v/c < 0,9$ to znaczy dla pędów mniejszych niż $1 \text{ GeV}/c$. Metoda ta jest szczególnie trudna w dużych przedziałach kąta bryłowego, ponieważ przebywana droga wynosi najwyżej dwa lub trzy metry. Istotnie, dowolna metoda, która ma być stosowana na dużej powierzchni musi mieć zasięg działania rzędu metra, jeśli odpowiedni detektor ma mieć praktyczne rozmiary. Niestety, większość urządzeń do pomiaru prędkości cząstek zwiększa swe rozmiary podłużne proporcjonalnie do kwadratu energii mierzonych cząstek. Poza tym cząstka oddziaływająca musi być zidentyfikowana zanim wejdzie ona do kalorymetru. Jeśli wymagane jest, aby kalorymetr stanowił kompletną osłonę spektrometru, to w wypadku, gdy ma on otaczać obszar pola magnetycznego, staje się on bardzo masywny. Dodanie wewnątrz miejsca przeznaczonego do identyfikacji cząstek może w ogóle wyeliminować możliwość użycia kalorymetru. Metody wywołujące obecnie powszechne zainteresowanie wykorzystują promieniowanie Czerenkowa, promieniowanie przejścia (*transition radiation*) i straty jonizacyjne.

Promieniowanie Czerenkowa

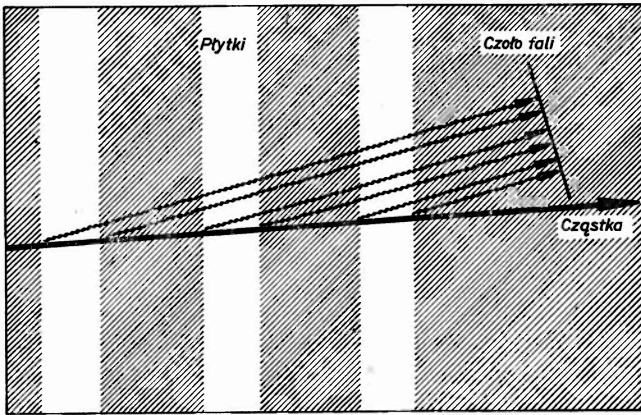
Najlepiej rozwiniętą metodą pomiaru prędkości cząstek relatywistycznych jest metoda wykorzystująca promieniowanie Czerenkowa. Cząstka poruszająca się w przezroczystym materiale o współczynniku załamania n , wysyła światło, jeśli tylko jej prędkość v jest większa niż pewna wartość progowa zdefiniowana przez $nv = c$. Zaobserwowanie promieniowania daje więc dolną granicę na v , a użycie szeregu kolejnych ośrodków o różnych wartościach n może wyznaczyć v , z grubsza, ale wystarczająco na to, aby wyznaczyć masę cząstki o znanym pędzie. Liczba fotonów na centymetr w przedziale długości fali λ dla cząstki znacznie powyżej progu, w zależności od $\gamma (= E/m)$ odpowiadającej prędkości w proggu wynosi

$$\frac{dN}{dx} = \frac{2\pi}{137} \frac{1}{\gamma^3 \lambda} \frac{d\lambda}{\lambda}$$

W pobliżu progu liczba fotonów jest o rząd wielkości mniejsza i należy brać poprawkę na efektywność optyczną i efektywność foto-katody. Praktycznie znaleziono, że licznik pracujący w obszarze $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ powinien mieć długość około 1 m dla progowego γ równego 20 , co odpowiada wartości progowej dla pionu o energii około 3 GeV . Trudno jest przy pomocy promieniowania Czerenkowa uzyskać identyfikację w dużym przedziale kąta bryłowego przy wyższym proggu. Nawet w obszarze kilku GeV bardzo jest trudno zrealizować pełną identyfikację cząstki dającą się pogodzić z pozostałymi zadaniami wielkiego spektrometru. Niełatwo jest też przystosować układ optyczny potrzebny dla zestawu szeregu kolejnych liczników Czerenkowa. Pole magnetyczne nie może istnieć w miejscu, w którym znajdują się fotopowielacze używane do detekcji światła. Z tych powodów wiele uwagi poświęcono alternatywnym metodom identyfikacji cząstek.

Detektory promieniowania przejścia

Jednym ze sposobów, który pozwoliłby uczynić detektor Czerenkowa krótszym, jest skrócenie długości fali obserwowanego światła. Jednakowoż, poniżej 1200 Å nie ma ośrodków przezroczystych i takich, dla których współczynnik załamania nie wykazywałby gwałtownych oscylacji. Dalej, w obszarze promieniowania X, ośrodki o małej liczbie atomowej są względnie przezroczyste, ale ich współczynnik załamania jest mniejszy od jedności tak, że nie może być spełniony warunek Czerenkowa: $\cos\theta = c/nv$. Możemy więc powiedzieć, że nie istnieje licznik Czerenkowa dla promieni X. Istnieje jednak, jak to pierwszy zauważył G. M. Garibian [7], bliski równoważnik: rentgenowskie promieniowanie przejścia.



Rys. 5. Układ dający promieniowanie przejścia. Cząstka przechodzi przez szereg płytek umieszczonych w próżni lub gazie. Promienie X emitowane na kolejnych powierzchniach granicznych w wyniku naglej zmiany polaryzacji elektronów w płytce, mogą mieć zgodne fazy w czole fali jeśli tylko faza zmienia się o jeden lub więcej okresów pomiędzy momentami, w których cząstka przebywa kolejne powierzchnie graniczne. Wymaga to odpowiedniej relacji między prędkością cząstki, współczynnikiem załamania ośrodka, grubością płytek i szczelin i kątem emisji

Warunek Czerenkowa formułuje odpowiedniość między prędkością cząstki a prędkością światła wzdłuż całej drogi cząstki. Rozważmy cząstkę wchodzącą do płytki z materiału o współczynniku załamania mniejszym od jedności, emitującą falę, powstałą wskutek polaryzacji elektronów ośrodka (patrz rys. 5). Gdy cząstka opuszcza płytkę, następuje nowa zmiana polaryzacji elektronów. Czoła obu fal mogą być zgodne w fazie jeśli tylko grubość płytki dobrana jest poprawnie z punktu widzenia współczynnika załamania, kątów emisji dla obserwowanej długości fali i prędkości cząstki. Szczelinę między płytkami cząstka przebywa wolniej niż fala, ale przy pewnej szerokości szczeliny lub wielokrotności tejże faza fali będzie zgodna z fazą fali emitowanej przy wejściu do następnej płytki. Tak więc ciągła zgodność faz promieniowania Czerenkowa zastąpiona jest tutaj przez warunek okresowy.

Dokładniejsze rachunki pokazują, że promieniowanie przejścia wykazuje zachowanie progowe przypominające trochę własności promieniowania Czerenkowa wysyłanego przez cząstkę znacznie powyżej progu. Liczba fotonów na centymetr w ośrodku o najko-

rzystniej dobranych własnościach dana jest w zasadzie przez to samo, podane wyżej, równanie, słuszne dla promieniowania Czerenkowa. Ponieważ wykorzystywana długość fali jest 10^8 razy mniejsza, długość radiacyjna może być zredukowana o ten sam czynnik, dla tej samej liczby fotonów [8].

W rzeczywistości, absorpcja promieni X jest taka, że użyteczna długość radiatora jest poważnie ograniczona, przeciętnie mniejsza niż metr. Fotony z promieniowania X mogą być wykrywane w liniowej drutowej komorze proporcjonalnej wypełnionej gazowym ksenonem. Fotony, kumulujące się w obszarze kątów rzędu $1/\gamma$, nie dały się zwykle odróżnić od toru cząstki naładowanej. O ich obecności wnioskowano na podstawie większych niż normalnie strat jonizacyjnych. Na przykład radiatorzy z folii polietylenowych dają całkowitą stratę energii mniej więcej dwukrotnie większą od tej, która jest wyprodukowana przez cząstkę minimalnie jonizującą. Duży rozrzut strat energii w gazie czyni taki detektor trudnym w użyciu. Odkrycie, iż możliwe jest użycie w charakterze radiatorów folii litowych wchodzących w skład detektorów, pozwoliło osiągnąć całkowitą stratę energii w detektorze sześć lub więcej razy wyższą niż jonizacja wywołana przez cząstkę. Urządzenie takie pracowało wydajnie przy wykrywaniu elektronów o średnich energiach w eksperymencie prowadzonym w dużym obszarze kąta bryłowego; podobne rozwiązania można stosować do identyfikacji hadronów o energiach setek GeV, gdzie użycie detektorów Czerenkowa nie wchodzi w ogóle w rachubę.

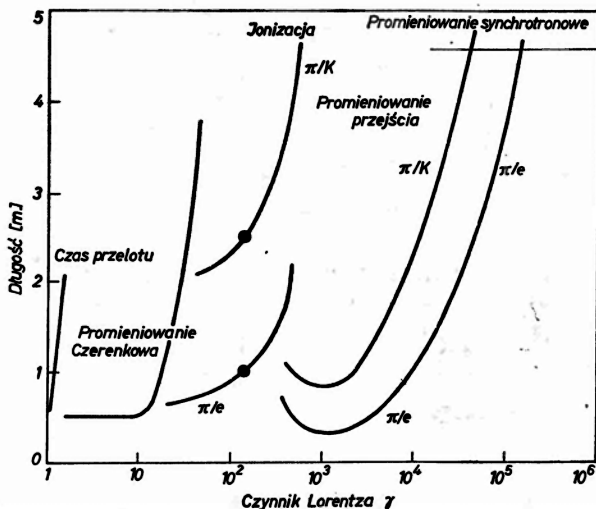
Trudny obszar

Dolna granica na energię promieni X, które mogą być użyte i praktyczne ograniczenia na grubość folii dają dolną granicę na wartość progową γ między 500 i 1000. Luka między tą wartością a obszarem, w którym wygodnie daje się stosować promieniowanie Czerenkowa może być powiązana z faktem, iż trudno jest pracować w obszarze widma pomiędzy ultrafioletem i promieniowaniem X. W celu pomiaru γ , sugerowano tu pracę z promieniowaniem Czerenkowa w obszarze dalekiego ultrafioletu aby umożliwić detekcję fotonów za pomocą komór proporcjonalnych i użycie radiatorów o względnie niskim progu z dokładnym, dwuwymiarowym pomiarem pierścieni zogniskowanego światła Czerenkowa. Metoda ta oczekuje jeszcze na dalsze ulepszenia aby mogła być stosowana w praktyce.

Wchodzącą właśnie w życie metodą zapełnienia tej luki jest dokładny pomiar strat jonizacyjnych. W pewnym sensie jest to zgodne ze stwierdzeniem podanym wyżej, że najlepszym sposobem detekcji w obszarze wartości γ od 10 do 1000 jest użycie miękkich promieni X o energii 10—1000 eV, lecz fotony są teraz fotonami wirtualnymi z tego przedziału energii, które powodują jonizację. Niestety, rezygnacja z pomiaru fotonów rzeczywistych w określonym przedziale długości fali, poprzez wykorzystanie struktury radiatora o dobrze zdefiniowanych własnościach propagacji oznacza, że tracimy charakterystyczną cechę: ostro zdefiniowany próg. Straty jonizacyjne w tym obszarze rosną za ledwie logarytmicznie ze wzrostem γ (porównaj rys. 2 w artykule Marxa i Nygrena⁸⁾). Na dodatek, niegaussowskie fluktuacje strat energii stwarzają konieczność posiadania dużej

⁸ patrz odnośnik 2.

liczby próbek jonizacji aby otrzymać dokładny pomiar. Rozróżnienie pionów, kaonów i protonów wymaga pomiaru strat jonizacyjnych z dokładnością 3—6% z wieluset niezależnych próbek. W konsekwencji wymagana długość jest znacznie większa niż w normalnych detektorach Czerenkowa i detektorach typu promieniowania przejścia. Długość całkowita może być zredukowana przez zastosowanie wysokiego ciśnienia w gazie, jednak mniejsza to również górną granicę γ , przy której straty jonizacyjne osiągają nasycenie.



Rys. 6. Odległość konieczna do identyfikacji cząstki przy użyciu różnych technik, w funkcji czynnika Lorentza γ . Wielkości te są oczywiście przybliżone i zależą od szczegółów technicznych. Odległość w metodzie jonizacyjnej zmienia się w pokazany sposób tylko wtedy, gdy odpowiednio dobrane jest ciśnienie gazu. Kropki pokazują oszacowania dla ciśnienia atmosferycznego. Odległość dla promieniowania synchrotronowego zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do natężenia pola magnetycznego. W metodach o bardziej statystycznym charakterze, odróżnienie pionów od kaonów jest trudniejsze niż odróżnienie pionów od elektronów przy tej samej wartości γ dla pionu ze względu na kształt krzywej w pobliżu progu. Dla detektorów Czerenkowa efekt ten jest słabszy i nie został uwidocznoniony na rysunku

Podsumowanie sytuacji znajduje się na rys. 6, na którym wymagana długość podana jest w funkcji γ dla różnych technik, włączając w to również promieniowanie synchrotronowe. Jest ono czymś całkiem specjalnym, ponieważ nie zależy od współczynnika załamania ani od absorpcji ośrodka, lecz podlega innemu prawu skalowania, niezależnemu od γ , mimo iż używany zakres widma rośnie ze wzrostem γ . Metoda ta nie wydaje się konkurencyjna w stosunku do innych metod przy obecnie stosowanych energiach, chyba, że zastosuje się bardzo silne pole magnetyczne.

Opracowanie danych

Zestawy detektorów w dużym spektrometrze dostarczają olbrzymiej ilości danych o każdym zdarzeniu — rzędu 10^5 bitów. Niektóre eksperymenty dają również ogromne liczby zdarzeń, ponad 10^6 na sekundę. Manipulowanie danymi jest więc jak widać po-

ważnym problemem. Jeśli liczba przypadków jest duża, selekcja zdarzeń, które będą podlegać ostatecznej analizie musi odbywać się na wielu etapach.

Pierwszym krokiem jest podjęcie decyzji o zarejestrowaniu wskazań wszystkich detektorów. Podczas podejmowania tej decyzji, całość danych musi znajdować się w szybkich urządzeniach akumulujących: kablach, liniach opóźniających, przesuwalnych rejestrach i tym podobnych. W ogólności niepraktyczne jest przedłużanie tej sytuacji do czasów dłuższych niż kilkaset nanosekund. W tym czasie mogą być wykonane tylko szybkie i względnie proste operacje.

Wśród najbardziej efektywnych tego typu operacji znajdują się obliczenia analogowe sygnałów z kalorymetru. Można policzyć pęd poprzeczny cząstek lub ich strumieni (jetów), zidentyfikować obiekty oddziałujące elektromagnetycznie, znaleźć pęd poprzeczny brakujący do ogólnego bilasu i tak dalej — wszystko to z bardzo małym opóźnieniem. W ten sposób można bardzo znacznie zredukować liczbę zdarzeń, ale należy robić to ostrożnie, aby jednocześnie nie odrzucić zdarzeń interesujących fizycznie. Proste operacje logiczne z licznikami scyntylacyjnymi mogą być również wykonane na tym etapie, na przykład selekcja na podstawie krotności oddziaływania. Informacja zawarta we wskazaniach komór określających tor jest istotna, ale zwykle może być użyta dopiero na następnym etapie, kiedy już system rozpoczął zbieranie danych i ich konwersję do postaci cyfrowej tam, gdzie jest to konieczne. Dzieje się tak dlatego, że samo rozeznanie się we wskazaniach komór wymaga dużej ilości danych a konieczny na to czas wynosi kilka lub więcej mikrosekund. Często decyzja na tym etapie jest negatywna, w którym to wypadku zwykle wykonuje się operację szybkiego przerwania dalszej działalności, co kończy zbieranie danych i przywraca system do stanu aktywnego w czasie krótszym niż mikrosekunda zamiast czekania setki mikrosekund — bo takiego czasu może wymagać pełna konwersja danych.

Inny moment, w którym należy podejmować decyzję następuje tuż przed zarejestrowaniem na taśmie magnetycznej danych, pochodzących z obliczeń przeprowadzonych na małym, szybkim komputerze, działającym na linii z systemem zbierania danych. Czynność ta pochłania mniej więcej jedną milisekundę i chodzi o to, aby wybrać żądane przypadki tak, aby ich ostatecznie zarejestrowana liczba była rzędu jednego na sekundę. Ze względu na to, że czas potrzebny na kompletne przetworzenie przypadku na bardzo wielkim komputerze jest równy co najmniej 0,1 s, a dla niektórych systemów może dochodzić do kilku sekund, nie jest konieczne rejestrowanie przypadków ze znacznie większą częstością, chyba, że rozważa się możliwość opracowania zarejestrowanych danych w późniejszym czasie, za pomocą komputerów o specjalnym przeznaczeniu. Nawet przy późniejszym opracowaniu danych za pomocą standardowych wielkich komputerów użyteczne jest częściowe przetworzenie prostszych porcji danych — np. z kalorymetru — w celu dalszej selekcji przypadków przed rekonstrukcją pełnego zdarzenia.

Opisany wyżej sposób wyboru przypadków jest typowy dla układów wielkich spektrometrów, tych działających i tych będących w fazie konstrukcji; wykazuje on jednak tendencje gwałtownego rozwoju. Szybsze i bardziej potężne procesory o specjalnym przeznaczeniu zostaną wprowadzone na wczesnym etapie przetwarzania danych i komputery działające na linii będą w stanie wykonać więcej pracy. Niewiadome jest tylko czy główna

rekonstrukcja danych będzie nadal miała miejsce w wielkim, centralnym ośrodku obliczeniowym; dla analizy fizycznej przetworzonych danych, działalność usługowa takiego centrum będzie prawdopodobnie zawsze bardzo użyteczna.

Tłumaczyła *Barbara Badetek*

Instytut Fizyki Dośw iadczącej UW
Warszawa

Literatura

- [1] Materiały 1977 Isabelle Summer Workshop, wyd. A. Thorndike, BNL 50721; materiały 1978 Isabelle Summer Workshop, wyd. P. Yamin, BNL 50885, Brookhaven National Laboratory, Upton, N. Y.
- [2] J. Fisher i in., *Nucl. Instrum. Methods* **136**, 19 (1976).
- [3] V. Radeka, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **21**, 51 (1974); V. Radeka, P. Rehak, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **25**, 46 (1978).
- [4] A. H. Walenta, w ref. [1] BNL 50721, str. 41.
- [5] C. Fabjan i in., *Nucl. Instrum. Methods* **141**, 61 (1977).
- [6] W. A. Shurcliff, *J. Opt. Soc. Am.* **41**, 209 (1951); R. Gawin, *Rev. Sci. Instrum.* **31**, 1010 (1960); W. Selove i in., preprint Uniwersytetu w Pensylwanii UPR-43E, lipiec 1978; B. Barrish i in., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **25**, 532 (1978).
- [7] G. M. Garibian, *Sov. Phys.-JETP* **33**, 23 (1971).
- [8] X. Atru, G. Yodh, G. Mennessier, *Phys. Rev. D.* **12**, 1289 (1975).
- [9] J. Cobb i in., *Nucl. Instrum. Methods* **140**, 413 (1977).
- [10] A. Oganessian, A. Sarkissian, M. Atac, *Nucl. Instrum. Methods* **145**, 251 (1977).

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

Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii i Struktury Jądra w Vancouver

W dniach od 13 do 17 sierpnia 1979 r. odbyła się w Vancouver w Kanadzie VIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii i Struktury Jądra. Była to kolejna z odbywających się co dwa lata konferencji organizowanych pod patronatem IUPAP, poprzednie konferencje tej serii odbyły się w 1977 r. w Zurychu i w 1975 r. w Santa Fe. Konferencje tego typu poświęcone są głównie fizyce „pośrednich” energii, rozwijającej się na styku fizyki cząstek elementarnych i fizyki jądra atomowego. Z tego też względu konferencja w Vancouver była już trzecią z kolei organizowaną w ośrodku posiadającym akcelerator protonowy o dużym natężeniu wiązki — tzw. „fabrykę mezonów”. W Vancouver znajduje się ogromny cyklotron izochroniczny TRIUMF, zwiedzanie którego było włączone w program konferencji. Cyklotron ten, uruchomiony w 1974 roku i mający średnicę 17 m, dostarcza wiązki protonów o energii 520 MeV i natężeniu 120 μA , co pozwala na otrzymywanie wiązek mezonów pi o dużym natężeniu, a także wiązek spolaryzowanych protonów i neutronów.

W konferencji uczestniczyło ponad 550 fizyków z 28 krajów świata. Wśród nich było siedmiu Polaków, z których H. Piekarczyk (UW) był przewodniczącym sekcji poświęconej hiperjądróm i atomom egzotycznym, a autor niniejszego sprawozdania wygłosił na sesji plenarnej referat o produkcji mezonów pi w zderzeniach relatywistycznych jąder. Na konferencji przedstawiono łącznie 27 referatów plenarnych i ok. 400 prac, z których tylko ok. 80 referowano w sekcjach, a pozostałe przedstawione były na sesjach plakatowych.

Zasadnicze rezultaty przedstawione na konferencji były następujące:

a) Słabe oddziaływania

1. Problem zachowania liczby leptonowej. Kontynuowano poszukiwania rzadkich procesów rozpadu mionów i wychwytu mionów w jądrach, w których nie byłaby zachowana liczba leptonowa. Obniżono górne granice prawdopodobieństwa zachodzenia takich procesów do poziomu 10^{-9} — 10^{-10} .

2. Wychwyt mionów. Najciekawszy rezultat otrzymano w Dubnej (V. P. Dzelepov i współprac.), gdzie badano reakcję syntezy $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ katalizowaną przez miony i stwierdzono, że szybkość zachodzenia tej reakcji jest dostatecznie duża, aby można było rozważać możliwość samopodtrzymującej się reakcji syntezy lekkich jąder z udziałem mionów jako katalizatora reakcji (nowe źródło energii?).

b) Oddziaływania elektromagnetyczne

Przedstawiono nowe dane dotyczące rozkładu gęstości ładunku w jądrach. Badając rozpraszanie elektronów na jądrach przy dużych przekazach pędu (przy czym przekroje czynne spadają o kilkanaście rzędów wielkości!) udało się dla kilku jąder wyznaczyć gęstość w centralnej części jądra z dokładnością ok. 1%. Ta wysoka dokładność pozwoliła np. stwierdzić istnienie minimum gęstości w części centralnej jąder ${}^3\text{He}$ i ${}^4\text{He}$. Można spodziewać się, że wszystkie dotychczasowe pomiary rozkładu gęstości ładunku w jądrach będą obecnie powtarzane ze zwiększoną dokładnością i zestawiane z podobnymi danymi dotyczącymi rozkładu gęstości materii jądrowej (oddzielenie protonów i neutronów), które otrzymuje się rozpraszając na jądrach protony i naładowane mezony pi.

c) Oddziaływania silne

1. Oddziaływania hadron-hadron poniżej 1 GeV. Przedstawiono nowe, dokładniejsze dane dotyczące rozpraszania nukleon-nukleon, w szczególności w części zależnej od spinu. Ponownie przedysku-

towano eksperyment Auera i współprac. (Argonne), który dostarczył ewidencji istnienia stanu rezonansowego w układzie pp o masie 2260 MeV. Ten zakres energii wymaga jeszcze dokładniejszego zbadania i odpowiednie eksperymenty są przewidywane.

2. Problem barionium. Dane dotyczące istnienia stanów rezonansowych *barionium* (tj. układu nukleon-antynukleon), dla których opracowano już także opis teoretyczny, nie znajdują potwierdzenia w nowych eksperymentach. Sprawa ta najwyraźniej oczekuje jeszcze ostatecznego wyjaśnienia.

3. Oddziaływanie hadron-jądro poniżej 1 GeV. Dane dotyczące rozpraszania protonów i mezonów pi na jądrach pochodzą głównie z „fabryk mezonów” LAMPF (Los Alamos), SIN (Zurych) i TRIUMF (Vancouver). Rozproszenie elastyczne umożliwi określenie rozkładu gęstości protonów i neutronów w jądrze, o czym była już mowa powyżej. Rozproszenie nieelastyczne dostarcza danych o wkładzie rezonansu Δ i o pochłanianiu mezonów w jądrach.

4. Oddziaływanie jądro-jądro przy średnich i wysokich energiach. Na konferencji przedstawiono szereg nowych wyników dotyczących zderzeń jądro-jądro. Badania te, wchodzące w zakres nowego działu fizyki — tzw. relatywistycznej fizyki jądrowej, prowadzone są głównie w dwóch ośrodkach: w Berkeley i w Dubnej. W chwili obecnej dysponuje się już wiązkami jąder od protonów do jąder żelaza o energiach od kilkuset MeV do kilku GeV na jednostkę masy atomowej przyspieszanego jądra. Na podstawie rozważań teoretycznych można oczekiwać, że w zderzeniach jądro-jądro powinno następować zgęszczanie materii jądrowej i zaistnieć warunki dla ewentualnego przejścia materii jądrowej w inny stan. Powstawania nowego stanu materii jądrowej jeszcze nie stwierdzono, chociaż autorzy kilku eksperymentów twierdzą, że obserwują rozwijającą się w jądrze uderzeniową falę zgęszczenia typu fali Macha. Eksperymenty koncentrują się głównie na badaniu produkcji mezonów i innych cząstek w zderzeniach jądro-jądro. Przy pomocy metody „interferencji mezonowej” oszacowano rozmiary obszaru emisji mezonów (promień obszaru emisji dla oddziaływania jąder C i Ar z ciężkimi tarczami wynosi ok. 3 fm). Z drugiej strony, analiza rozkładów krotności mezonów oraz pomiary korelacyjne wtórnych protonów wskazują na duży wkład pojedynczych zderzeń nukleon-nukleon. Przystąpiono do badania „centralnych” zderzeń jądro-jądro.

5. Odkrycie hiperjąder z hiperonem Σ . Na konferencji zaanonsowano odkrycie w CERN-ie hiperjąder Λ , tzn. hiperjąder, w których związany jest hiperon Σ^0 lub Σ^- . Dotychczas znane były tylko hiperjądra zawierające hiperon Λ .

6. Kwarki w jądrach. Kilka referatów teoretycznych dotyczyło współczesnej teorii cząstek elementarnych — chromodynamiki kwantowej — i jej zastosowania do opisu struktury jąder atomowych. Rozwinięty w ostatnich latach w MIT model tzw. „dużego kwarkowego worka” (MIT-bag) nie odpowiada naszym pojęciom o strukturze jąder, proponuje się więc model „małego kwarkowego worka” otoczonego chmurą pionów (autorzy: G. Brown i M. Rho).

Równoległe do opisywanej konferencją odbywało się seminarium poświęcone fizyce mezonów *K* (Kaon Workshop), na którym przedyskutowano program badań fizycznych przy użyciu wiązek mezonów *K*, oraz projekty akceleratorów mających dostarczyć wiązek mezonów *K* o dużych natężeniach — tzw. fabryk kaonów. Projekty takie są rozważane w Los Alamos, Vancouver (w oparciu o istniejące tam akceleratory), a także i w innych ośrodkach.

Jerzy Bartke

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

i

Zjednoczony Instytut Badań
Jądrowych, Dubna, ZSRR

Międzynarodowa Szkoła Solitonowa w Jadwisinie *

W dniach 27. 08.—1. 09. 1979 r. odbyła się w Jadwisinie nad Zalewem Zegrzyńskim Międzynarodowa Szkoła na temat Solitonów zorganizowana przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszaw-

* Por. artykuł A. Syma, *Postępy Fizyki* 31, 3 (1979), (przyp. Rad.).

skiego i finansowana przez ten Instytut oraz przez Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. Józef Werle. Było to już drugie tego typu spotkanie specjalistów z tej burzliwie rozwijającej się dziedziny — poprzednie odbyło się jesienią 1977 roku.

Zamysłem organizatorów jest, aby Szkoła organizowana co 2—3 lata była stałym punktem konferencyjnego kalendarza fizyków zajmujących się problemami nieliniowymi. Główną ideą Szkoły jest umożliwienie wymiany poglądów i osiągnięć fizyków z całego świata, pracujących czasami w skrajnie różnych dziedzinach fizyki, dla których zjawiska nieliniowe i ich modele matematyczne są wspólną płaszczyzną zainteresowań.

W ubiegłorocznej Szkole uczestniczyło około 80 fizyków, w tym ponad połowa z zagranicy. Do Jadwina przyjechała prawdziwa „śmietanka” solitonologów z całego świata, wśród nich: twórcy pojęcia „soliton” M. Kruskal i N. T. Zabusky (USA), twórcy tzw. metody AKNS — M. Ablowitz, D. Kaup, A. Newell i H. Segur (USA), R. Hirota, H. Ono i R. Sasaki z Japonii, V. Makhankow i A. M. Perełomow z ZSRR, grupa przedstawicieli szkoły włoskiej z F. Calogero, A. Degasperisem i G. Solinianiem oraz R. K. Bullough z Wielkiej Brytanii. W Szkole wzięła również udział pięcioosobowa delegacja z ChRL z prof. Feng Kangiem — dyrektorem Centrum Obliczeniowego Chińskiej Akademii Nauk. Gościliśmy także naukowców z Belgii, Bułgarii, Francji, Hiszpanii, Holandii, NRD, RFN i oczywiście z całej Polski (m. in. I. Białynickiego-Birulę, J. Mycielskiego i J. Werlego). Zabrakło niestety oczekiwanego z wielkim zainteresowaniem W. Zacharowa (ZSRR).

W skład Komitetu Naukowego Szkoły weszli: M. Ablowitz, I. Białynicki-Birula, R. Bullough, F. Calogero, R. Hirota, M. Kruskal, V. Makhankow, A. Newell, A. Perełomow, J. Werle, N. T. Zabusky.

Zajęcia Szkoły obejmowały sześć przedpołudniowych sesji plenarnych, na których wybitni specjaliści przedstawili główne referaty, pięć popołudniowych sesji o mniej formalnym charakterze poświęconych krótkim komunikatom, jedną sesję plakatową oraz jedną dyskusję w grupach tematycznych. Suche przedstawienie programu nie oddaje naukowej atmosfery Szkoły, burzliwe dyskusje przenosiły się z sal konferencyjnych do kularów i jadalni przeciągając się niekiedy do późnych godzin wieczornych.

Mimo trudnych czasami warunków pracy (przerwy w dostawie energii elektrycznej) tygodniowe odizolowanie od świata zewnętrznego doprowadziło do wyjątkowej integracji naukowej uczestników Szkoły. Dobrze się również złożyło, że Jadwisin 79 zbiegł się w czasie z wydaniem pierwszego numeru nowego czasopisma „Physica D: Nonlinear Phenomena”, którego jednym z wydawców jest A. C. Newell — uczestnik Szkoły. Numer ten zawierać będzie artykuł wstępny A. Szyma, streszczenia wykładów, tytuły komunikatów i plakatów, listę uczestników itp. Osoba A. Szyma i jego rola w przygotowaniu Szkoły zasługują na specjalną wzmiankę — był on bowiem prawdziwym *spiritus movens* Szkoły.

Tematykę konferencji można podzielić na cztery dominujące nurty:

a) Metody ścisłego rozwiązywania równań solitonowych

W ramach tego działu R. Hirota przedstawił przegląd nowych wyników w zastosowaniach tzw. metody Hiroty (m. in. do badania transformacji Bäcklunda dla równania Benjamina – Ono oraz przedstawienia rozwiązań solitonowych i periodycznych przy użyciu całek funkcjonalnych). A. Borowik (ZSRR) zaprezentował nową metodę w teorii solitonów — tzw. metodę Marczenki ilustrując ją na przykładzie anizotropowego modelu ferromagnetyka Heisenberga. A. C. Newell mówił w swoim wykładzie o metodzie rozwiązywania pewnych zwyczajnych i cząstkowych równań nieliniowych, opierającej się na badaniu tzw. transformacji zachowujących monodromię dla liniowych zwyczajnych równań różniczkowych. F. Calogero i A. Degasperis przedstawili ostatnie osiągnięcia szkoły włoskiej — rozwój techniki transformacji spektralnych, zastosowania do „cylindrycznego” równania Kortewega – de Vriesa. M. Ablowitz przedyskutował związki między równaniami cząstkowymi rozwiązywalnymi metodą odwrotną a zwyczajnymi równaniami różniczkowymi typu Painlevé’a.

b) Inne modele nieliniowe, próby zastosowania do nich technik solitonowych

Tematyka tego nurtu rozwijana była przez V. Makhankowa w jego wykładzie o niejednowymiarowych solitonach. J. Werle przedyskutował istnienie stabilnych „cząstko-podobnych” rozwiązań dla szerokiej klasy relatywistycznych równań nieliniowych. I. Białynicki-Birula przedstawił uogólnienie schrödingerskiej mechaniki kwantowej z nieliniowością typu logarytmicznego, które okazuje się być „naturalnym” uogólnieniem dotychczasowej teorii. E. Kuzniecowa (ZSRR) rozważył w swoim wykładzie problem stabil-

ności słabych fal uderzeniowych w plazmie. E. Sklianiin (ZSRR) przedstawił kwantową wersję metody odwrotnej w zastosowaniu do nieliniowego równania Schrödingera, równania Sinusa-Gordona itp.

c) Metody teoriogrupowe i geometryczne

Zagadnienia te poruszali w swoich wykładach A. Perelomow, H. D. Wahlquist (USA) oraz R. Sasaki, który zaproponował prostą geometryczną interpretację równań solitonowych — mają one opisywać tzw. powierzchnie pseudosferyczne. Jednolity opis pozwala na proste wyprowadzenie praw zachowania i tzw. pseudopotencjałów dla tych równań.

d) Zastosowania solitonów w fizyce, rezultaty numeryczne

Należy tu przede wszystkim wymienić przeglądowy wykład R. Bullougha, po którym odnosiło się wrażenie, że nie ma takiej dziedziny fizyki, gdzie nie spotkalibyśmy solitonów. Nieliniowe równania solitonowe znajdują zastosowania w fizyce plazmy, fizyce ciała stałego, hydrodynamicie, mechanice statystycznej, fizyce niskich temperatur, optyce nieliniowej, fizyce laserów, relatywistycznej teorii grawitacji i fizyce cząstek elementarnych. H. Segur pokazał konkretne zastosowania równań solitonowych w badaniu fal wodnych, porównując wyniki teoretyczne z doświadczalnymi. Urozmaiceniem wykładów były przedstawione przez N. T. Zabusky'ego filmy komputerowe, przedstawiające numeryczne rezultaty analizy niektórych problemów nieliniowych.

W czasie trwania Szkoły wygłoszone zostały jeszcze dwa wykłady, które trudno zakwalifikować do jednego z wyżej wymienionych nurtów. W pierwszym z nich prof. Feng Kang przedstawił rozwój badań nad teorią solitonów w ChRL, w drugim, zamykającym Szkołę, M. Kruskal krótko (i pozytywnie) podsumował jej dorobek.

Nie sposób jest szerzej przedstawić tu problematykę poszczególnych wykładów i komunikatów. Możemy z pewnością powiedzieć, że Międzynarodowa Szkoła Solitonowa Jadwisin 79 potwierdziła burzliwy rozwój tej dziedziny. W najbliższych latach możemy spodziewać się nowych, zaskakujących wyników, dotyczących rozwiązań, własności i interpretacji równań nieliniowych.

Marek Kuś

Katedra Metod Matematycznych Fizyki
Wydział Fizyki UW

Maciej Lewenstein

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski

III Seminarium Naukowe Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Częstochowie

W dniach 11 i 12 grudnia 1979 r. w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Częstochowie odbyło się III Seminarium Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego, zorganizowane przez Dziekana Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego doc. dra A. Rabczuka oraz dr M. Ząbkowską. Uczestniczyli w nim licznie pracownicy i studenci WSP oraz zaproszeni goście z różnych uczelni.

W czasie Sesji Plenarnej referaty wygłosili prof. dr Mieczysław Kucharzewski (Instytut Matematyki, Politechnika Śląska, Gliwice), prof. dr Edmund Igras (Wydział Chemii i Fizyki Technicznej WAT, Warszawa) oraz prof. dr Henryk Buchowski (Zakład Chemii Fizycznej, Politechnika Warszawska). Wykład prof. Kucharzewskiego dotyczył właściwości przestrzeni Kleina, prof. Igrasa — najnowszych osiągnięć w otrzymywaniu półprzewodników o żądanych właściwościach poprzez implantację jonów, natomiast prof. Buchowski poświęcił swoje wystąpienie termodynamice wiązania wodorowego. Tematyka tych referatów jest zgodna z tematyką prac badawczych prowadzonych na Uczelni, toteż spotkały się one z dużym zainteresowaniem.

**DO SZEROKIEGO ZAKRESU
RENTGENOWSKICH BADAŃ STRUKTURALNYCH**
*z dziedziny fizyki ciała stałego, chemii,
krystalografii, metaloznawstwa,
biologii i in.*

**DYFRAKTOMETR RENTGENOWSKI
OGÓLNEGO STOSOWANIA
DRON-3**



- badania jakościowego i ilościowego składu fazowego
- badania roztworu stałego
- oznaczenie makro- i mikrosprężeń
- badania tekstury
- badania struktury monokryształów za pomocą dodatkowych urządzeń. Dyfraktometr DRON-3 pozwala na dokonanie badań różnych materiałów w temp. od 2000°C do -180°C oraz przeprowadzanie badań niskokątowych

 **Techsnabexport**
USSR MOSCOW

EKSPORTER — V/O TECHSNABEXPORT

ZSSR, 121200 Moskwa, Smolenskaja-Siennaja 32/34
Telefon: 244-32-85 **Teleks: 7628**

III Seminarium Naukowe Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego było okazją do zaprezentowania prac naukowych prowadzonych w 8 zakładach Wydziału: w Zakładzie Matematyki, Dydaktyki Matematyki, Fizyki Ogólnej, Fizyki Doświadczalnej, Fizyki Ciała Stałego, Chemii Ogólnej, Nieorganicznej i Analitycznej, Chemii Fizycznej oraz Chemii Organicznej.

W czasie obrad kierownicy poszczególnych zakładów omówili plany i kierunki badawcze oraz zreferowali najnowsze osiągnięcia w pracy naukowo-badawczej i dydaktyczno-wychowawczej. Uzupełnieniem ich wystąpień były z jednej strony wystawy opublikowanych prac naukowych eksponowane w gablotach oraz plakaty omawiające szczegółowo działalność kierowanych przez nich zakładów, z drugiej wygłoszone przez pracowników zakładu komunikaty naukowe. Komunikaty naukowe pracowników zakładów fizyki (12) i chemii (12) były przeważnie poświęcone omawianiu wyników doświadczeń, uzyskanych niekiedy za pomocą unikatowej aparatury zaprojektowanej i skonstruowanej przez autorów. Przedmiotem komunikatów były m. in. pomiary pracy wyjścia metodą emisji polowej oraz badania punktowych katod polowych (2), badania struktury powierzchni wolframu metodą polowej mikroskopii jonowej (1).

Wiele uwagi poświęcono materiałom organicznym. Omawiano m. in. badania rentgenograficzne struktury krystalicznej izomerów dwuchlorosulfiniloamin (1), równowagi fazowej ciecz-ciało stałe metodą termicznej analizy różnicowej (DTA) (1), właściwości rentgenoligraficzne polimerów (1), badania spektralne i dielektryczne kompleksów molekularnych (1) oraz właściwości elektryczne i termoelektryczne półprzewodników organicznych (2).

Tematyka prezentowanych prac teoretycznych obejmowała rozważania dotyczące zastosowania pseudo-potencjału do opisu efektów relatywistycznych w atomach (1), układu hamiltonowskiego na płaszczyźnie Mandelstama (1), a także ruchliwości dziur w polikrystalicznych warstwach telluru (1). Osiem z przedstawionych 30 komunikatów miało aspekty aplikacyjne, 4 dotyczyły zagadnień związanych z dydaktyką matematyki, fizyki i chemii.

Obradom, poza sesją plenarną, której przewodniczył prorektor d/s nauki WSP w Częstochowie doc. dr Witold Waclawek, przewodniczyli pracownicy Politechniki Częstochowskiej: doc. dr Alfred Leonard Czarnota (matematyka), prof. dr Antoni Pietraniec (fizyka) i doc. dr Hanna Przewłocka (chemia). Wielu uczestników Seminarium wzięło udział w sesji plakatowej albo eksponując swoje prace (zgłoszono 39 plakatów), albo w charakterze dyskutantów i obserwatorów.

Miłym akcentem konferencji był czynny udział studenckich kół naukowych w jej obradach. Przewodniczący Studenckich Kół Naukowych: Dydaktyków Matematyki, Fizyków i Chemików złożyli sprawozdania z ich działalności. Członkowie Studenckich Kół Naukowych Fizyków i Chemików byli współautorami 3 plakatów. Koło Dydaktyków Matematyki zorganizowało w ramach III Seminarium Naukowego Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego trzygodzinną sesję naukową. Streszczenia komunikatów naukowych oraz teksty omawiające działalność naukowo-badawczą zakładów Wydziału, a także lista plakatów zgłoszonych na sesję plakatową, zostały zamieszczone w materiałach tego Seminarium.

Witold Waclawek

Wyższa Szkoła Pedagogiczna
Częstochowa

R E C E N Z J E

J. R. Meyer-Arendt: *Wstęp do optyki*. Tłumaczyli z języka angielskiego Stanisław Kozikowski i Jerzy Prochorow, PWN, Warszawa 1977, str. 469, cena zł 78,—

Wydane dość dawno podręczniki akademickie z optyki polskich autorów (M. Grotowskiego, *Optyka*, 1954, S. Pieńkowskiego, *Optyka*, 1955 i S. Szczeniowskiego, *Optyka*, 1963) obejmują tylko optykę klasyczną. Podjęta w tej sytuacji przez PWN próba dostarczenia czytelnikowi polskiemu nowoczesnego podręcznika z optyki należy powitać z uznaniem. Powstaje jednak pytanie czy wybór padł na właściwą książkę wytrzymującą porównanie z innymi książkami zagranicznymi czy też krajowymi wydanymi w ostatnich latach. Przetłumaczona na język polski książka J. R. Meyer-Arendta *Wstęp do optyki* obejmuje głównie optykę klasyczną oraz pewne elementy optyki współczesnej z optyką kwantową i laserową włącznie. Książki tej nie cechuje jakieś oryginalne ujęcie, jest po prostu pracą kompilacyjną, bardzo nierówno zredagowaną. Są części napisane lepiej i słabiej, wiele zagadnień opracowano powierzchownie, a są nawet fragmenty, których poziom odbiega od aktualnego stanu wiedzy w dziedzinie optyki fizycznej szeroko pojętej. Nie można jednoznacznie określić charakteru tej książki, która jednak nie jest podręcznikiem akademickim dla fizyków, ale może być uznana za przewodnik encyklopedyczny, w którym czytelnik może znaleźć opisy wielu układów optycznych, ważniejszych doświadczeń i praw optycznych oraz ich zwięzłe i elementarne sformułowanie matematyczne. Powyższą opinię jak i poniższą analizę poszczególnych części książki Meyer-Arendta formułuję na podstawie tłumaczenia polskiego, ponieważ oryginalna wersja angielska nie jest mi dostępna.

Część I obejmująca optykę geometryczną jest najlepiej napisana, poprawnym językiem, z użyciem właściwej terminologii. Ciekawie napisany jest fragment o optyce meteorologicznej, w którym wyjaśniono rozkład barw i kształtu tęczy. Ponieważ autor lubuje się w licznych przypisach bibliograficznych klasyków optyki, może warto było dodać jeszcze jeden o średniowiecznym dziele z optyki napisanym przez Witelo, śląskiego filozofa i matematyka.

W części II autor omawiając zagadnienia optyki falowej posługuje się metodą graficzną i wektorową reprezentacją amplitudy fali. W ten sposób zjawiska interferencji i dyfrakcji fal zostały opisane prosto i bardzo pogładowo. Omówione są podstawowe pojęcia spójności fal (w tym również światła laserowego) oraz doświadczenia interferencyjne (Younga, Michelsona oraz Hanbury Browna i Twissa), w których określamy stopień spójności światła. Definicja ruchu periodycznego podana na str. 137 nie jest ścisła (a nawet myląca). Na stronie 165 powyżej wzoru (2.3—17) brak po prawej stronie kąta θ . Zgodnie z tekstem na dole str. 173, rysunek 4 na stronie 174 powinien być inny (jest on identyczny z rys. 6). Przy wyprowadzaniu równania falowego na stronach 146 i 147, w sposób niekonsekwentny stosuje się pochodne zupełne i cząstkowe.

Część III, *Światło i materia*, jest najslabiej zredagowana zarówno pod względem treści, jak i języka. Brak logicznej spójności między omawianymi zagadnieniami, przy czym wprowadzane są liczne nowe terminy bez odpowiednich wyjaśnień. Na stronie 237 polaryzacja światła nie jest jednoznacznie określona. Jak wiadomo, polaryzacja jest dowodem, że światło jest falą wektorową, ale niekoniecznie fala wektorowa musi być falą poprzeczną. Czyli, inaczej mówiąc, samo stwierdzenie polaryzacji nie wystarcza do określenia fali jako poprzecznej, gdyż może istnieć w ogólności również składowa podłużna. Omawiane na stronie 238 pojęcie częściowej polaryzacji nie odnosi się wyłącznie do polaryzacji liniowej, przy czym definicja stopnia polaryzacji nie jest ścisła. Rys. 1 na tej stronie przedstawia raczej proces prostowania optycznego, a nie stan liniowej polaryzacji światła. Na stronie 239 zamiast „punkt na powierzchni kuli,

zwanej kulą Poincarégo” lepiej napisać „zwanej sferą Poincarégo”. W terminologii polskiej (podobnie jak angielskiej lub rosyjskiej) przyjęty jest termin „sfera” jako powierzchnia kuli (por. Mały Słownik Języka Polskiego, PWN, Warszawa 1969). Podany na stronach 240—242 opis polaryzacji przez odbicie jest błędny. Brak właściwego określenia terminów: izotropowość, anizotropowość, oś optyczna, micide, izogira etc. Na stronach 239 i 243 można znaleźć zdania będące prawdziwymi łamańcami stylistycznymi.

W rozdziale „Matematyczny opis polaryzacji” nie podano analitycznego określenia parametrów Stokesa. Również brak jasnego określenia metody Muellera jako przekształcenia liniowego parametrów Stokesa wiązki wchodzącej i wychodzącej, przy czym każdemu przyrządowi optycznemu przypisana jest macierz transformacji o wymiarach 4×4 . Podana na stronie 254 notatka biograficzna G. B. Amici jest błędna (por. Wielka Encyklopedia Powszechna, PWN). Zjawiska aktywności optycznej, Pockelsa, Kerra, Faradaya i Cottona-Moutona, przedstawione są tradycyjnie i ich opis nie odpowiada aktualnej wiedzy, według której są one związane z makroskopową symetrią ciał oraz ich strukturą molekularną (patrz np. S. Kielich, *Molekularna optyka nieliniowa*, PWN 1977). W rozdziale 3.6 „Rozpraszanie światła”, powinna się znaleźć notatka tłumacza o roli prac Mariana Smoluchowskiego ukazujących fluktuacyjny mechanizm powstawania błękitu nieba (patrz np. J. Kociński, *Postępy Fizyki* 23, 475 (1972)).

W rozdziale 3.2 wypisane są gotowe równania Fresnela i następnie niezbyt jasno przedyskutowane na kilku prostych przykładach. W punkcie tym nie ma więc nic o strukturze fali elektromagnetycznej i może być on właściwie zrozumiany dopiero po przestudiowaniu wspomnianego podręcznika M. Suffczyńskiego, *Elektrodynamika* (PWN 1969), do którego powinien się tam znaleźć odsyłacz tłumacza w zalecanej literaturze.

Rozdział 3.3 o optyce ośrodków niejednorodnych sprawia raczej wrażenie fragmentu książki o mechanice ośrodków ciągłych, gdzie niejednorodności występują jako stałe zaburzenia ośrodka. Nie ma absolutnie nic o statystycznych niejednorodnościach ani nawet o fluktuacjach gęstości ośrodka; kolejna więc okazja dla przypisu tłumacza o słynnych pracach M. Smoluchowskiego. W rozdziale 3.4 omawiającym tradycyjne metody pomiaru prędkości światła brak wzmianki o współczesnych metodach stosujących technikę laserową.

Część IV, *Transformacje optyczne*, napisana jest niewątpliwie w sposób nowoczesny. W przekonujący sposób autor wykazał wyższość spektroskopii fourierowskiej opartej na otrzymywaniu z doświadczenia interferogramu, który następnie zamieniany jest w spektrogram, nad konwencjonalną metodą opartą na wykorzystaniu dyspersji pryzmatu lub siatki dyfrakcyjnej. Spektroskopia fourierowska pozwala m. in. na rejestrowanie całego widma jednocześnie, podczas gdy w spektrometrach pryzmatowych lub siatkowych w danej chwili rejestrowana jest tylko jedna długość fali, a pozostałe są odrzucane. Metoda spektroskopii fourierowskiej pozwala uzyskać widmo o dużej zdolności rozdzielczej w krótkim czasie. Wydaje się, że ta metoda będzie miała duże zastosowanie w optycznej spektroskopii nieliniowej.

Zupełnie brakuje w części IV odnośników do poprzedzającego go materiału, mimo iż wiele pojęć, terminów itp. używanych w tej części było już diskutowanych. Utrudnia to niewątpliwie zrozumienie całego materiału. Cel rys. 5 na str. 310, jako ilustracji modulatora fali świetlnej, jest chybiony, gdyż nie widać na nim prawie żadnej z opisanych dalej części. Dobrze byłoby, aby oprócz fotografii dołączyć schemat ideowy tego modulatora. Nie można się zgodzić ze zdaniem autora na początku rozdz. 4.4 mówiącym o odkryciu holografii tylko przez D. Gabora. Pominięto zupełnie pionierskie prace teoretyczne Mieczysława Wolfkego (patrz np. A. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN 1968).

W części V *Optyka kwantowa* pierwsze 4 rozdziały zredagowane są tradycyjnie i dopiero w rozdziale 5.5 „Lasery” podane są bardzo pobieżnie „nowe” informacje z elektroniki kwantowej i optyki laserowej. Samym własnościom światła laserowego autor poświęcił mało miejsca, natomiast na stronach 418 i 419 postanowił nastraszyć czytelnika opisem destrukcyjnego działania promieniowania laserowego na organizmy żywe. Zupełnie marginesowo omówiona jest fluorescencja, rozpraszanie Ramana i Brillouina oraz nieliniowe zjawiska optyczne, przy czym zjawisko parametrycznego wzmocnienia światła jest wręcz błędnie określone (por. np. F. Kaczmarek, *Wstęp do fizyki laserów*, PWN 1978).

W ostatniej części VI wyłożona jest po inżyniersku teoria elektromagnetyzmu, co jest już raczej przysłowiową musztardą po obiedzie. Drobne usterki: wektor polaryzacji elektrycznej P nie zawsze jest równoległy do E , określenie gęstości ładunku przesunięcia jest błędne, we wzorze 6.1—4.1 jest chochlik drukarski.

Według informacji na obwolucie, książka jest polecana dla studentów wyższych uczelni, a także nauczycieli i pracowników naukowych różnych specjalności. Trudno się zgodzić z tym poglądem, gdyż tylko dobre fragmenty książki mogą być polecane początkującym studentom. Z jednej strony, są bardzo szczegółowe i prosto napisane fragmenty, zaś z drugiej, używa się wiele pojęć mniej znanych, pozostawionych bez określenia (np. epitaksjalny wzrost, fotodysocjacja, izogira, micelle etc.). Przytaczane są niekiedy bardzo specyficzne fakty, jak np. wzmianka na stronie 402 o „efekcie Schwarzschilda-Villigera”, nie wyjaśniająca go bliżej, a odsyłać jest do *J. Astrophys.* z 1906 roku, czyli pozycja raczej niedostępna dla przeciętnego czytelnika. W wielu partiach książki autor ucieka od poprawnych fizycznych interpretacji praw i zjawisk w stronę technicznych szczegółików zupełnie zbędnych. W ten sposób w powodzi drobiazgowo topi podstawowe idee współczesnej optyki fizycznej. Na nic się zdają próby popularyzacji w rodzaju „laser pierścieniowy, to taki obwarzanek”, czy taniej oryginalności polegającej na cytowaniu fragmentów z dzieł klasyków optyki, czy też podawaniu licznych zadań bez polotu i tak prymitywnych, że bałbym się dać je do rozwiązania naszym studentom bez narażenia się na śmieszność.

Oczywiście książka Meyer-Arendta ma również niewątpliwe zalety, jak przystępny poziom wykładu zrozumiałego dla szerokiego kręgu czytelników (niespecjalistów), wielość ciekawych przypisów biograficznych, odsyłać do oryginalnych prac (zresztą nie zawsze dostępnych dla czytelnika polskiego), dużo rysunków, wykresów, ilustracji (jednak miernej jakości) i tablic oraz zadań (choć przeważnie są one banalne). Autor potrafił również pomieścić w jednym tomie wiele informacji i wiele faktów, jednakże ta wielość i różnorodność przyczyniła się do ich płytkiego, a czasem nawet błędnego przedstawienia.

Wydaje mi się, że można było polską wersję książki Meyer-Arendta znacznie ulepszyć, gdyby nad jej przekładem i redakcją czuwał właściwie dobrany redaktor naukowy, tak jak to sugerowali niedawno profesorowie Iwo Białynicki-Birula i Andrzej Wróblewski (*Postępy Fizyki* 30, 55 (1979)). Oczywiście redaktor naukowy nie byłby w stanie zrobić z tej książki dobrego podręcznika akademickiego (gdyż musiałby ją napisać od nowa), ale uczyniłby z niej wiarygodny poradnik encyklopedyczny. Taki przewodnik po optyce klasycznej i współczesnej byłby wysoce użyteczny dla szerokiego kręgu czytelników, którzy interesują się nie tylko optyką klasyczną, ale przede wszystkim olbrzymimi osiągnięciami optyki ostatnich 20 lat (tzn. od odkrycia laserów w 1960 roku). Jedno także jest pewne, że odpowiedni redaktor naukowy nie dopuściłby do tego, aby w polskiej wersji pominięto przypisy o wkładzie do optyki polskich uczonych: M. Smoluchowskiego, S. Lorii, A. Jabłońskiego i J. Błatona.

Stanisław Kielich

Instytut Fizyki UAM
Poznań

Peter Wilkes: Fizyka ciała stałego dla metaloznawców. Tłumaczyli z języka angielskiego Jan Kozubowski i Robert Varin, PWN, Warszawa 1979, str. 410, cena zł 80,—

Książka Petera Wilkesa, udostępniona polskiemu czytelnikowi w roku 1979 przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe, ukazała się pod obiecującym tytułem *Fizyka ciała stałego dla metaloznawców*. Została ona napisana w celu wypełnienia „luki informacyjnej” jaka, zdaniem P. Wilkesa, istnieje między teoretykami ciała stałego a metaloznawcami. W przedmowie autor wyraził przekonanie, że postęp metaloznawstwa jest uzależniony od zrozumienia teorii ciała stałego i podkreślił, że jego książka jest próbą nauczania teorii ciała stałego, próbą podjętą przez metaloznawcę i adresowaną do metaloznawców. Spróbujemy odpowiedzieć na pytanie: czy i w jakim stopniu próba ta jest udana.

Książka została podzielona na 3 części: część I — elektrony swobodne, część II — sieć krystaliczna i część III — elektrony w sieci.

Część I zapoznaje czytelnika z modelem elektronów swobodnych, wiele bowiem ważnych własności fizycznych metali można wyjaśnić na podstawie tej teorii (np. widmo promieniowania X, ciepło właściwe i przewodność elektryczną metali — rozdz. 4 „Własności metali wynikające z modelu elektronów swobodnych”). W celu sformułowania zasadniczych cech modelu elektronów swobodnych (rozdz. 3) przed-

stawiono te zagadnienia starszej teorii kwantów i mechaniki kwantowej, które umożliwiają opis elektronów, poruszających się swobodnie wewnątrz trójwymiarowej, skończonej studni potencjału (rozdz. 1 — „elektrony”, rozdz. 2 „równanie falowe i jego zastosowanie”).

Zrozumienie pewnych własności fizycznych metali (np. ciepła właściwego) nawet w teorii elektronów swobodnych wymaga uwzględnienia obecności jonów, które w metalu tworzą sieć krystaliczną. Część II dotyczy natury i własności sieci krystalicznej, za której utworzenie odpowiedzialne są siły wiązań (rozdz. 5 — „wiązania krystaliczne”). Rozdz. 6 („sieć krystaliczna”) zawiera wyidealizowany, a rozdział 7 („kryształy rzeczywiste”) rzeczywisty obraz struktury metalu. Przedstawienie obrazu struktury nie byłoby możliwe, gdyby nie proces dyfrakcji, dostarczający opisu wewnętrznej struktury metalu (rozdz. 8 — „dyfrakcja”). W rozdz. 9 Autor wprowadza metody fourierowskie, pozwalające na połączenie rozwiązania równań opisujących ruch falowy elektronu (część I) z obrazem dyfrakcyjnym przedstawionym w części II.

Znajomość modelu elektronów swobodnych, zjawiska dyfrakcji oraz matematycznych metod opisu fal Fouriera jest niezbędna dla zrozumienia i przedstawienia zachowania się elektronów w sieci krystalicznej, czemu poświęcona jest część III. W rozdz. 10 i 12 („Elektrony w potencjale okresowym”, „teoria elektronów prawie swobodnych”) założono, że potencjał jonów jest na tyle słaby, iż można traktować elektrony jako prawie swobodne. Rozpatrzenie elektronów w słabym potencjale okresowym tłumaczy własności półprzewodników (rozdz. 11). Uzupełnienie teorii elektronów swobodnych o teorię zaburzeń, prowadzące do teorii elektronów prawie swobodnych umożliwia opis przechodzenia szybkich elektronów przez sieć krystaliczną. Jest to sytuacja, z jaką mamy do czynienia w mikroskopii elektronowej (rozdz. 14 — „wysokoenergetyczne elektrony w sieci krystalicznej — mikroskopia elektronowa”). Struktury i własności metali i stopów są przedstawione w rozdz. 13.

Omówiliśmy pokrótce tematykę poszczególnych części książki, bowiem, jak nam się wydaje, opis ten wskazuje na logikę i konsekwencję, z jaką prowadzony jest wykład. Wrażenie to pogłębia się podczas uważnego czytania.

W podręczniku Wilkesa wykład ogranicza się do teorii elektronowej metali. Bez ryzyka zapewne możemy stwierdzić, że w tym zakresie jest to najlepszy podręcznik dla metaloznawcy. Jediną alternatywą dla omawianej pozycji jest książka L. Kalinowskiego *Fizyka metali* (PWN, Warszawa 1973). Inne podręczniki dla metaloznawców (J. Kaczyński, S. Prowans *Podstawy teoretyczne metaloznawstwa*, Wydawnictwo Śląsk, Katowice 1972; L. Azaroff — *Struktura i własności ciał stałych*, WNT, Warszawa 1963) mają szerszy zakres tematyczny, ale teoria elektronowa i jej konsekwencje są w nich rozproszone i potraktowane pobieżnie. Z drugiej strony, w podręcznikach fizyki ciała stałego przeznaczonych dla fizyków (np. C. Wern, R. Thomson *Fizyka ciała stałego*, PWN, Warszawa 1974; C. Kittel *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1970) punkt ciężkości przesunięty jest często na inne zagadnienia (półprzewodniki, własności magnetyczne).

Książka P. Wilkesa ma dwie unikalne zalety, wyróżniające ją spośród podręczników fizyki ciała stałego: 1) można ją czytać ze zrozumieniem, nie odwołując się do innych pozycji matematycznych i metaloznawczych, 2) teoria stref Brillouina i teoria dyfrakcji, wykładane dotąd oddzielnie, zostały opisane łącznie, dzięki posłużeniu się pojęciem sieci odwrotnej, skutkiem czego książka jest doskonałym wprowadzeniem do nauczania rentgenografii i mikroskopii elektronowej, jak też może być pomocna osobom, posługującym się tymi technikami.

Podsumowując powyższe uwagi możemy stwierdzić, że książka P. Wilkesa zawiera przejrzysty wykład fizyki ciała stałego w omówionym zakresie i uważamy, że jest godna polecenia nie tylko metaloznawcom, ale również fizykom wykładającym fizykę ciała stałego na wydziałach metalurgicznych. Sądzymy ponadto, że książka może być przydatna studentom fizyki, specjalizującym się w fizyce metali, mimo iż wiele wyłożonych zagadnień wyda im się zapewne dobrze znanych.

Tłumaczenie nie budzi na ogół zastrzeżeń, choć w czasie czytania nie można nie zauważyć, że zostało ono wykonane przez dwóch tłumaczy. Zastosowali oni właściwą terminologię nawiązującą do ustalonego słownictwa metaloznawczego.

Stanisław Gorczyca, Marek Dollar

Akademia Górniczo-Hutnicza
Kraków

K R O N I K A

PTF

Nowe komisje PTF

Zarząd Główny PTF zatwierdził skład osobowy nowo powołanych komisji bądź nowy skład komisji już istniejących.

Komisja d/s Nauczania Fizyki w Uczelniach Technicznych: przewodniczący — prof. F. Kaczmarek (Poznań), członkowie — dr J. Białek (Politechnika Poznańska), prof. R. Gutowski (Politechnika Warszawska), mgr T. Płazak (Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków), doc. W. Zych (Warszawa), doc. S. Kończak (Politechnika Gliwicka), doc. T. Rewaj (Politechnika Szczecińska), prof. A. Oleś (AGH, Kraków), prof. J. Czerwonko (Politechnika Wroclawska).

Komisja d/s Nauczania Fizyki w Wyższych Uczelniach Medycznych: przewodniczący — doc. J. Jatzak (Łódź), członkowie — doc. S. Marciniak (Warszawa), prof. J. Terlecki (Gdańsk).

Komisja d/s Zapotrzebowania i Zatrudnienia Absolwentów Fizyki: przewodniczący — prof. A. Chelkowski (Katowice), członkowie — doc. B. Adamczyk (Lublin), doc. J. Baranowski (Warszawa), doc. K. Fijałkowski (Kraków), doc. J. Stankowska (Poznań).

Komisja d/s Publikacji Materiałów Konferencyjnych:

przewodniczący — prof. G. Białkowski (Warszawa), członkowie — prof. A. Chelkowski (Katowice), prof. J. Czerwonko (Wrocław), prof. A. Hryniewicz (Kraków), prof. S. Łęgowski (Toruń), prof. J. Stankowski (Poznań).

Komisja Nagród i Odznaczeń PTF: przewodniczący — prof. A. Hryniewicz (Kraków), członkowie — prof. Z. Galasiewicz (Wrocław), prof. S. Łęgowski (Toruń), prof. J. Janik (Kraków), prof. J. Pniewski (Warszawa), prof. L. Sosnowski (Warszawa), prof. J. Stankowski (Poznań), prof. Z. Szymański (Warszawa), prof. W. Żuk (Lublin).

Trzydziestolecie Gliwickiego Oddziału PTF

Gliwicki Oddział Polskiego Towarzystwa Fizycznego powstał dnia 18. II. 1948 r. i został zatwierdzony przez władze 9. VII. 1949 r. Prócz fizyków skupiał on w początkowej fazie elektryków i mechaników aż do powstania Gliwickiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej (28. X. 1958 r.) i Gliwickiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Elektrotechniki Teoretycznej i Stosowanej (21. III. 1961 r.).

W latach 1958—1970 do Oddziału należała grupa fizyków z Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Katowicach, a w latach 1972—1978 — grupa fizyków z Zakładu Fizyki Ciała Stałego PAN w Zabrze.

Dnia 5. IX. 1967 r. powstała sekcja Biofizyki w Śląskiej Akademii Medycznej pod kierownictwem prof. Mariana Puchalika i doc. Tadeusza Wilczoka.

Liczba członków wahała się wokół 90.

W ostatnim czasie w skład Oddziału wchodzi głównie fizycy z Instytutu Fizyki Politechniki Śląskiej, Instytutu Metali Nieżelaznych i Metalurgii Żelaza oraz Śląskiej Akademii Medycznej.

Z ważniejszych imprez zorganizowanych przez Oddział należy wymienić: w dniach 11—14 września 1963 r. — XVIII Zjazd Fizyków Polskich w Katowicach, w dniach 29—30 listopada 1968 r. — uroczystą sesję naukową z okazji 20-lecia Gliwickiego Oddziału oraz wspólną z Naczelną Organizacją Techniczną (11. XII. 1969 r.) konferencję naukowo techniczną „Wprowadzenie nowych metod fizyki technicznej do badań i techniki przemysłowej”.

Ogółem na 282 posiedzeniach naukowych ogłoszono 322 referaty, w tym goście z zewnątrz (również z zagranicy) 59, przedstawiciele elektrotechniki i automatyki 44.

Posiedzenia grup z Katowic i z Zabrze odbywały się osobno.

Kilka posiedzeń połączono ze zwiedzaniem zakładów fizyki w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Katowicach, Śląskiej Akademii Medycznej w Zabrze-Rokitnicy, Zakładzie Fizyki Ciała Sta-

iego w Zabrze oraz w planetarium w Chorzowie.

Działalność popularyzatorska w szkołach i zakładach przemysłowych wykazywała największe nasilenie w latach 1953—1959.

Z przejściem z Gdańska prof. Włodzimierza Mościckiego do Oddziału rozpoczęto 9. III. 1968 r. coroczne cykle referatów (przeciętnie 10) dla młodzieży szkół średnich, dostępne bezpłatnie i prowadzone początkowo pod kierunkiem doc. Andrzeja Zastawnego, a od roku 1973 — dra Andrzeja Sycza.

Od roku 1951 działał przy Oddziale Komitet Olimpiad Fizycznych. Dwu członków tego komitetu, prof. Marian Puchalik i dr Michał Kobylański, zostało odznaczonych za zasługi medalem Komisji Edukacji Narodowej.

Wreszcie od szeregu lat prowadzone są zajęcia w ramach klubu „Fizykus” z uzdolnioną młodzieżą szkół średnich. Na zajęcia składają się wykłady, pokazy w pracowni, wycieczki, zajęcia laboratoryjne, rozwiązywanie zadań, prowadzone przez dra Michała Kobylańskiego, dra Joachima Gmyrka i mgra Kazimierza Wanata.

Udział w zajęciach i pozytywne wyniki dają uczniom uprawnienia do pewnych ulg, jak zwolnienie z egzaminu wstępnego na Politechnikę i zwolnienie z odrabiania laboratorium.

Józef Szpilecki

Nowy profesor

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Janowi Klamutowi z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu.

Wręczenie nominacji profesorskiej odbyło się 6 lutego 1980.

Nagrody Sekretarza Naukowego PAN

Nagrodą Sekretarza Naukowego PAN za prace z dziedziny fizyki zostały w 1979 r. wyróżnione następujące osoby (na pierwszym miejscu podajemy kierowników zespołów):

— dr Stanisław Lewandowski, mgr Grzegorz Jung, mgr Roman Sobolewski, mgr Halina Bielska-Lewandowska — z Instytutu Fizyki PAN i Sławomir Wątkowski (PP Polskie Nagrania) — za pracę „Opracowanie technologii nadprzewodzących cienkowarstwowych złącz tunelowych”,

— doc. Henryk Lachowicz (IF PAN), doc. Henryk Szymczak (IF PAN), dr Tomasz Jagieliński

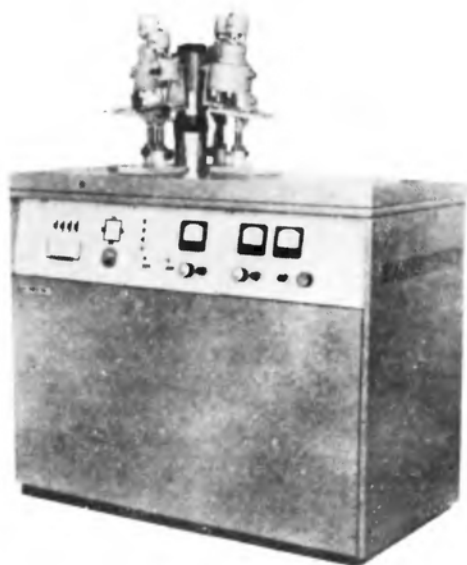
(IF PAN), prof. Andrzej Sukiennicki (IF Politechniki Warszawskiej), dr Bohdan Kos (IF Politechniki Warszawskiej), dr Rita Szymczak (IF PAN), mgr Andrzej Maziewski (IF Politechniki Warszawskiej), mgr Antoni Dąbkowski (IF PAN), dr Anna Ślawska-Waniewska (Ośrodek Bad. Rozw. Wys. Ciśnień UNIPRESS), dr Bohdan Lisowski (IF PAN), mgr Jan Fink-Finowicki (IF PAN), inż. Piotr Sulich (IF PAN), mgr Jacek Krzywiński (IF PAN), doc. Władysław Torbicz (Inst. Biocybernetyki i Inżynierii Biomedycznej PAN), mgr Stanisław Gołębiowski (Inst. Biocybernetyki i Inżynierii Biomedycznej PAN), dr Roman Kolano (Inst. Metali Nieżelaznych) — za pracę „Opracowanie podstaw fizycznych, technologii i metod pomiarowych oraz zasad konstrukcji układów logicznych wykorzystujących magnetyczne domeny cylindryczne w epitaksjalnych warstwach granatów”,

— doc. Robert R. Gałązka (IF PAN), dr Andrzej Jędrzejczak (IF PAN), mgr Andrzej Szczerbakow (IF PAN), prof. Julian Auleytner (IF PAN), doc. Tadeusz Warmiński (IF PAN), inż. Barbara Witkowska (IF PAN), dr Jadwiga Bąk (IF PAN), techn. Antoni Gąsieniec (IF PAN) — za pracę „Eksperyment technologiczny w Kosmosie — SYRENA 1, 2, 3”,

— doc. Bożena Hilczer (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), prof. Jerzy Małecki (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), doc. Jan Jadzyn (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), mgr Jerzy Hoffman (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), mgr Przemysław Kędziora (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), dr Wojciech Kuczyński (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), dr Jan Kulek (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), dr Czesław Pawlacyk (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), mgr Antoni Pawłowski (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), dr Maria Połomska (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), mgr Ludosława Szczepańska (Inst. Fizyki Molekularnej PAN), inż. Kazimierz Wiącek (Zakłady Wytwórcze Głośników TONSIL), inż. Witold Synakiewicz (TONSIL), inż. Piotr Kozłowski (TONSIL), mgr Andrzej Poliński (TONSIL), inż. Romuald Bednarek (TONSIL) — za pracę „Opracowanie technologii produkcji elektretowych membran do mikrofonów”,

— dr Leszek Lipiński, dr Anna Szymrka, mgr Henryk Manuskiewicz (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN) — za pracę „Opracowanie układów do pomiaru i regulacji temperatury w zakresie niskich temperatur oraz wyróżnieniach ich do cechowania kriotermostrometrów”,

ZMODERNIZOWANY APARAT RENTGENOWSKI URS 0,2



*do badań rentgenostrukturalnych w dziedzinie fizyki
ciała stałego, krytalografii, metaloznawstwa, chemii.*

*Obraz dyfrakcyjny rejestrowany metodą fotograficzną
za pomocą kamer rentgenowskich.*

*Posiada wysokostabilny pod względem prądu anodo-
wego i napięcia generator o mocy efektywnej 5 kW.*



Techsnabexport

USSR MOSCOW

EKSPORTER — V/O TECHSNABEXPORT

ZSSR, 121200 Moskwa, Smolenskaja-Siennaja 32/34
Telefon: 244-32-85 Teleks: 7628

— czł. rzecz. PAN Bogusława Jeżowska-Trzebiatowska, dr Witold Ryba-Romanowski, mgr Zbigniew Mazurek, mgr Wiesław Stręk, mgr Cezary Szafranski, mgr Edward Łukowiak (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN) — za pracę „Opracowanie technologii wytwarzania monokryształów polifosforanów lantanowców do celów laserowych, sformułowanie modelu ich działania oraz opracowanie składów laserowych szkieł krzemowych”,

— prof. Kazimierz Łukasiewicz, dr Stanisław Olejnik, dr Alicja Waśkowska, dr Adam Pietraszko, dr Damian Kucharczyk (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN) — za „Zespół prac nad strukturą i mechanizmem przemian fazowych wybranych kryształów ferroelektrycznych”,

— dr Stanisław Klama (Instytut Fizyki Molekularnej PAN) — za pracę „Zbadanie efektów oscylacyjnych w kwantującym polu magnetycznym”,

— czł. koresp. PAN Marian Kryszewski, dr Aleksander Wróbel, mgr Maciej Gazicki, mgr Jacek Tyczkowski, mgr Marek Zieliński (Centrum Badań Molekularnych i Makromolekularnych PAN) — za pracę „Własności dielektryczne polimerów — otrzymywanie cienkich warstw, polaryzacja relaksacyjna i transport ładunku”,

— prof. Aleksander Opilski, dr Janusz Berdowski, dr Zymunt Kleszczewski (Instytut Fizyki Politechniki Śląskiej) — za pracę „Nowe akustyczne i akustooptyczne metody badania ciał stałych”.

B. W.

Nagrody Wydziału III

Wydział III PAN przyznał za rok 1979 następujące nagrody:

— dr Andrzej Dezor (Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Poznań) — za pracę nad badaniami dynamiki kompleksu glicyny i miedzi metodami jądrowego i elektronowego rezonansu paramagnetycznego,

— doc. dr Edward Kluk (Zakład Fizyki Molekularnej UŚ w Katowicach) — za cykl prac teoretycznych dotyczących nowych modeli reorientacji w fazach skondensowanych oraz wyniki eksperymentalne weryfikujące te modele,

— doc. dr Jerzy Langer (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) — za prace poświęcone zagadnieniu silnego sprzężenia elektronowych stanów defektów

z drganiami sieci, szczególnie tak zwanemu zjawisku bardzo dużej relaksacji sieciowej w ciałach stałych będącego konsekwencją tego sprzężenia.

B. W.

Leonard Sosnowski laureatem Nagrody m. st. Warszawy

Co roku w styczniu przyznawane są Nagrody m. st. Warszawy wybitnie zasłużonym osobom, których działalność związana jest z tym miastem. W tym roku jednym z laureatów jest Leonard Sosnowski, twórca polskiej szkoły fizyki półprzewodników.

Prof. Sosnowski jest od 32 lat kierownikiem Katedry Fizyki Ciała Stałego Uniwersytetu Warszawskiego. Na przełomie lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych był przez 6 lat dziekanem Wydziału Fizyki UW. Działalność jego związana jest nie tylko z Uniwersytetem Warszawskim, lecz również z Instytutem Fizyki PAN, którego był jednym z organizatorów i dyrektorem w latach 1954—1965.

W r. 1972 Leonard Sosnowski otrzymał najwyższe odznaczenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego — Medal Mariana Smoluchowskiego. Od r. 1978 jest Prezesem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej.

B. W.

Nagroda Fundacji Jurzykowskiego

Nagrodę Fundacji Alfreda Jurzykowskiego za rok 1979 w dziale fizyki otrzymał profesor Uniwersytetu Warszawskiego Iwo Białynicki-Birula za całokształt działalności w dziedzinie fizyki teoretycznej.

Fundacja Alfreda Jurzykowskiego powstała w 1960 r. z darowizny Alfreda Jurzykowskiego (1899—1966), Polaka, działającego w Brazylii i w Stanach Zjednoczonych. Od 1964 r. Fundacja przyznaje corocznie nagrody naukowcom, pisarzom i artystom narodowości polskiej, bez względu na miejsce zamieszkania i obywatelstwo za wybitne osiągnięcia twórcze. W 1979 r. wysokość poszczególnych nagród wynosiła po 5000 dolarów.

Poprzednimi laureatami Nagrody Fundacji Alfreda Jurzykowskiego w dziale fizyki i astronomii

byli: 1970 r. — Wilhelmina Iwanowska (Toruń), 1971 r. — Wojciech Rubinowicz (Warszawa), 1973 r. — Władysław Opęchowski (Vancouver), 1974 r. — Jan Rzewuski (Wrocław), 1975 r. — Roman Smoluchowski (Austin, Tx.).

B. W.

Medal Nielsa Bohra

Charles H. Townes otrzymał z rąk Henrika, księcia Danii, Międzynarodowy Złoty Medal Nielsa Bohra. Medal ten został mu przyznany przez Dansk Ingeniørening w uznaniu roli, jaką odegrał w wynalezieniu masera i lasera.

Townes jest obecnie profesorem Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley i zajmuje się astrofizyką. W 1964 r. otrzymał Nagrodę Nobla z fizyki za fundamentalne prace z elektroniki kwantowej, które umożliwiły skonstruowanie masera. Znany jest także ze swych badań w dziedzinie spektroskopii mikrofalowej, radioastronomii i struktury jądra atomowego.

Medal Nielsa Bohra jest przyznawany co 3 lata począwszy od 1955 r., kiedy to laureatem był sam Niels Bohr z okazji swoich 70 urodzin.

Physics Today 33, No 1 (1980)

B. W.

Prof. Minczewski o sytuacji w fizyce jądrowej

W czasie ogólnopolskiej konferencji „Postęp naukowo-techniczny jako podstawowy czynnik rozwoju”, która odbyła się w styczniu 1980, Dyrektor Instytutu Badań Jądrowych, prof. Jerzy Minczewski, tak określił stan polskich badań podstawowych, na których opiera się pokojowe wykorzystanie energii jądrowej: „Prace poznawcze rozwijają się jak dotychczas dobrze. Mamy wielu uczonych zaliczanych w ich specjalnościach do czołówki światowej. Bazują oni eksperymentalnie w dziedzinie fizyki jądrowej przede wszystkim na współpracy z ośrodkami zagranicznymi: ZIBJ Dubna i Instytut Fizyki Wielkich Energii w Sierpuchowie w ZSRR, Ośrodek CERN krajów zachodnioeuropejskich w Genewie i wielu innych. Podkreślam przy tej okazji poważną rolę współpracy międzynarodowej w rozwoju nauk poznawczych w dziedzinach, wymagających kosztownych

wielkich urządzeń badawczych. Dla krajów wielkości Polski jest to warunek *sine qua non* w dziedzinie atomistyki.

W kraju prace poznawcze wykorzystują aparaturę nabytą w ogromnej większości przed rokiem 1975. Istnieje udokumentowana obawa, że za parę lat wobec braku uzupełnień tej aparatury, głównie z II strefy, rozwój tych prac ulegnie gwałtownemu zahamowaniu. Wskaźnik wartości bieżącej aparatury naukowo-badawczej w IBJ od paru lat maleje i osiągnął na koniec ubiegłego roku wartość 0,35. Zaradzić temu może tylko stworzenie warunków uzupełniania tej aparatury”.

Rezonans IBJ 12, No 1 1980.

B. W.

EGAS

W dniach 12—15 lipca 1979 r. w Orsay k. Paryża odbyły się obrady XI Konferencji Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej (EGAS). Podczas trwania Konferencji, na plenarnym zebraniu uczestników ustalono m. in. nowy Zarząd EGAS, w skład którego weszli T. Andersen (Dania), B. Cognac (Francja, przewodniczący), R. J. Champagne (Francja), A. Dönszelmann (Holandia, sekretarz), J. Heldt (Polska), H. Hühnermann (RFN), I. Lindgren (Szwecja), D. N. Stacey (Anglia), A. P. Thorne (Anglia), R. Winkler (Berlin Zach.), A. Gozzini (Włochy).

Ustalono również, że organizatorem XII Konferencji, która odbędzie się 2—5 września 1980 roku w Pizie (Włochy), będzie prof. A. Gozzini z Istituto de Fisica, Università di Pisa, 56100 Pisa.

Stanisław Zachara

Rozpad protonu

Jednym z bardziej nieoczekiwanych przewidywań teorii unifikujących oddziaływania silne, słabe i elektromagnetyczne jest rozpad protonu. W jednej z najprostszych wersji tych teorii zaproponowanej przez H. Georgiego i S. Glashowa i opartej na grupie SU(5) oddziaływanie nowego rodzaju między kwarkami i leptonami zachodzi przez wymianę ciężkich bozonów tzw. leptokwarków o astronomicznej masie rzędu 10^{16} GeV (odpowiada to

10^{-9} g czyli te cząstki elementarne cięższe są już od bakterii!). Teoria ta, która przewiduje poprawnie wartość kąta Weinberga dla oddziaływań elektro-słabych, przewiduje również czas życia protonu $10^{31 \pm 2}$ lat. Najczęstszym rozpadem protonu jest rozpad dwuciałowy na mezon π^0 i pozyton. Podobne wyniki otrzymuje się w schematach unifikacyjnych opartych na kilku innych grupach. Obecna dolna granica na czas życia protonu, otrzymana w latach 1974—77 w eksperymentach badających oddziaływania neutrin z promieniowania kosmicznego, wynosi 10^{30} lat, jest więc bardzo bliska przewidywaniom teorii. Nic więc dziwnego, że kilka grup fizyków w USA oraz w CERNie zaproponowało nowe wersje eksperymentów poszukujących rozpadów nukleonów w detektorach o masach dochodzących nawet do 10 000 t. Podstawową trudnością przy poszukiwaniu tak długich czasów życia jest tło od innych procesów symulujących takie rozpady. Aby uniknąć dużego tła od oddziaływań mionów kosmicznych w pobliżu aparatury, detektory umieszcza się od kilkuset do kilku tysięcy metrów pod ziemią w kopalniach. Na dużych głębokościach tło od oddziaływań mionów jest już zaniedbywalnie małe, pozostaje jednak jeszcze, niemożliwe do wyeliminowania, tło od oddziaływań neutrin kosmicznych. Aby przekroczyć osiągniętą obecnie czułość (10^{30} lat) detektorów poszukujących rozpadów nukleonów, trzeba więc skonstruować detektor, który może bardziej szczegółowo badać produkty rozpadu nukleonu i odróżnić je od konfiguracji cząstek z oddziaływań neutrin. Największe budowane detektory zawierające kilka tysięcy ton wody będą korzystały w tym celu z promieniowania Czerenkowa. Dwuciałowy rozpad $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ daje dwie kaskady promieniowania Czerenkowa o przeciwnych kierunkach, o jednakowej energii i znanej energii całkowitej. Tylko w bardzo małym ułamku oddziaływań neutrinowych można napotkać identyczną konfigurację cząstek. Te bardzo rzadko występujące przypadki wyznaczają praktyczną granicę na rozmiary i czułość detektorów tego rodzaju: na każde $3 \cdot 10^{23}$ nukleonów (ok. 5000 t wody) oczekuje się rocznie jednego przypadku tła neutrinowego nierozróżnialnego od rozpadu nukleonu. Obecnie budowane detektory poradzą sobie więc tylko z czasami życia mniejszymi od 10^{23} lat. Na przykład przy czasie życia protonu 10^{31} lat w detektorze o masie 5000 t. otrzymuje się sygnał 150 przypadków rocznie przy tle ok. 1 przypadku na rok.

Pierwsze, niecierpliwie oczekiwane wyniki z budowanych obecnie detektorów powinny pojawić się w 1981 r.

Physics Today 33, No 1, 1980

M. S.

X Ogólnokrajowe Seminarium Kriogeniki we Wrocławiu

W dniach od 3 do 5 września 1979 r. odbyło się we Wrocławiu w siedzibie Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN coroczne, tym razem już dziesiąte, Ogólnokrajowe Seminarium Kriogeniki organizowane wspólnie przez Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN oraz Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego.

W czasie obrad Seminarium wygłoszono 10 referatów plenarnych, których tematyka dotyczyła następujących zagadnień: problem wykorzystania helu (1 referat), przewodnictwo cieplne metali (1), nadprzewodnictwo (4), niskie temperatury i silne pola magnetyczne (1), egzoemisja elektronów (1), zastosowanie magnetometru kwantowego (1), metody realizacji skali temperatur (1). Do najbardziej reprezentatywnych problemów omawianych na Seminarium należało więc nadprzewodnictwo i jego zastosowania.

Obrady odbywały się w 9 sekcjach, na których wygłoszono łącznie 49 komunikatów. Odbyła się również szeroka dyskusja na temat rozwoju fizyki i techniki niskich temperatur w kraju.

Liczba uczestników seminarium wynosiła 98 osób, z czego 60 reprezentowało ośrodek wrocławski, a pozostałe 38 pochodziły z innych ośrodków naukowych w Polsce (Warszawa — 14, Kraków — 11, inne — 18).

W zakresie tematyki kriogenicznej reprezentowanej na kolejnych seminariach uwidacznia się ustalony od lat podział. I tak, ośrodek wrocławski prezentuje badania w dziedzinie własności elektrycznych, cieplnych i mechanicznych ciał stałych, nadprzewodnictwa i własności helu, termometrii, egzoemisji elektronów, zastosowania SQUiD-ów, urządzeń kriogenicznych. Ośrodek warszawski reprezentuje na seminariach głównie badania w zakresie techniki niskich temperatur w medycynie, a ośrodek krakowski w zakresie własności fizykochemicznych skroplonych gazów.

Na podkreślenie zasługuje wystąpienie z refe-

ratami dwóch naukowców zagranicznych (Japonia i Włochy).

Organizowane od dziesięciu lat seminaria są ważnym forum wymiany myśli naukowej wśród badaczy uprawiających fizykę i technikę niskich temperatur w Polsce.

Jerzy Rafałowicz

Fizyka w ochronie środowiska morskiego

W dniach 12—16 listopada 1979 roku odbyło się w Gdańsku międzynarodowe sympozjum na temat możliwości zastosowania fizyki do kontroli i badań zanieczyszczeń morza substancjami ropopochodnymi. Podczas trwania sympozjum uczestnicy (74 krajowych i 8 zagranicznych) wysłuchali 22 referatów dotyczących zastosowania metod NMR, EPR, akustyki, akustooptyki, fizyki dielektryków, spektroskopii podczerwieni i UV-VIS, chromatografii, spektroskopii laserowej, spektrometrii masowej i in. do badań zanieczyszczeń morza.

Materiały sympozjum zostaną wydane przez Komitet Badań Morza PAN w czasopiśmie *Studia i Materiały Oceanologiczne*.

Sympozjum było zorganizowane przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego przy współudziale Komitetu Badań Morza PAN w Sopocie i Wyższej Szkoły Morskiej w Gdyni.

Stanisław Zachara

Spotkanie dydaktyków fizyki trzech uniwersytetów

Z inicjatywy Zakładu Fizyki Ogólnej i Dydaktyki Fizyki UMCS, w ramach umowy o współpracy Uniwersytetu Warszawskiego, Uniwersytetu Łódzkiego i Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej, odbyło się w dniach 28—29. XI. 1979 r. w Lublinie spotkanie dydaktyków fizyki trzech współpracujących uniwersytetów. W spotkaniu wzięło udział 30 osób. Obecni byli kierownicy zakładów dydaktyki fizyki: doc. T. Pniewski (UW), doc. C. Bończak (UŁ) i doc. D. Stachórska (UMCS). Na spotkanie przybyli także: Przewodniczący Zespołu Dydaktyczno-Wychowawczego Fizyki i Astronomii Ministerstwa Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki — prof. G. Białkowski oraz Przewodniczący Zespołu Przedmiotowego Fizyki

i Astronomii Ministerstwa Oświaty i Wychowania — prof. S. Szpikowski.

Wygłoszono 12 referatów, w których zaprezentowano nowatorskie opracowania i rozwiązania dydaktyczne poszczególnych ośrodków. Referaty dotyczyły użyteczności analogii i modeli w nauczaniu fizyki, roli eksperymentu i pracowni fizycznej, strukturalizacji fizyki, nauczania programowanego, konkursów fizycznych i innych aspektów działalności dydaktyczno-wychowawczej w szkolnictwie różnego typu. Ogólniejszy charakter miało wystąpienie prof. G. Białkowskiego, poświęcone związkom procesu badań naukowych z procesem nauczania.

Podczas spotkania odbyły się dyskusje na temat podręczników dla szkoły 10-letniej oraz na temat form współpracy ośrodków dydaktyki: warszawskiego, łódzkiego i lubelskiego. Zakłady dydaktyki fizyki UW i UMCS podejmują, prowadzone dotąd tylko przez Zakład Fizyki UŁ, badania nad wpływem czynników motywacyjnych na przebieg procesu dydaktyczno-wychowawczego na kierunku fizyki. Badania te, oparte na obszernym materiale statystycznym, pozwolą na pełniejsze poznanie problemów dydaktycznych na uniwersyteckich studiach fizycznych i różnych uwarunkowań dydaktyki na tych studiach.

Uczestnicy spotkania mieli możliwość zapoznania się w Muzeum Fizyki z automatyzowanymi zestawami do demonstracji zjawisk fizycznych oraz badaniami dydaktycznymi prowadzonymi w Zakładzie Fizyki Ogólnej i Dydaktyki Fizyki IF UMCS. Następne podobne spotkanie planowane jest na wiosnę 1981 r.

Józef Pomorski

European Journal of Physics

Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) przystąpiło wspólnie z brytyjskim Institute of Physics do wydawania naukowego czasopisma EPS — *European Journal of Physics*, poświęconego przede wszystkim zagadnieniom kształcenia w fizyce na wyższych uczelniach. *European Journal of Physics* jest kwartalnikiem, pierwszy zeszyt wyjdzie w czerwcu 1980 r., a do końca 1981 r. mają się ukazać pełne dwa pierwsze tomy.

Redaktorem jest G. W. Series (Reading). W skład Rady Redakcyjnej weszli, z ramienia EPS: L. Gougenheim (Meudon), M. Hulin (Paryż). W. Kuhn

(Giessen), K. Kurki-Suonio (Helsinki), G. Marx (Budapeszt), A. Meesen (Louvain), E. Mendoza (Jerozolima), A. Piekara (Warszawa), R. Sexl (Wiedeń) i G. Toraldo di Francia (Florencja) oraz z ramienia Institute of Physics: M. V. Berry (Bristol), W. E. Burcham (Birmingham), M. Hart (Londyn), B. Pippard (Cambridge), R. Schofield (Uxbridge) i K. W. Stevens (Nottingham).

European Journal of Physics publikować będzie prace związane z dydaktyką i pedagogiką fizyki, metodami nauczania fizyki stosowanymi w różnych krajach i różnych uczelniach, kształceniem uniwersyteckim nauczycieli fizyki oraz artykuły o charakterze refleksyjnym na temat podstaw fizyki lub nowych poglądów na znane zjawiska fizyczne, jak również artykuły o powiązaniach fizyki z innymi naukami oraz o wpływie fizyki na rozwój kultury. Czasopismo zawierać również będzie dział nowości oraz recenzje książek, filmów i zapisów na taśmach czy płytach.

Materiały do publikacji należy nadsyłać do: The Managing Editor, *European Journal of Physics*, The Institute of Physics, Publishing Division, Techno House, Redcliffe Way, Bristol BS1 6NX, England. Informację w sprawie prenumeraty można uzyskać od The Circulation Manager (adres jak wyżej).

B. W.

Solid State Ionics

Firma North-Holland zaczęła wydawać nowe czasopismo *Solid State Ionics*, poświęcone badaniom teoretycznym i doświadczalnym zjawisk transportu jonów w ciele stałym. Tematyka czasopisma będzie zawierać przede wszystkim następujące zagadnienia: fizyka i chemia defektów, wyniki eksperymentów i teorie dotyczące transportu jonów, różne aspekty elektrochemii i elektrofizyki ze szczególnym uwzględnieniem własności między-powierzchni oraz różne zastosowania transportu jonów, jak baterie paliwowe, ogniwa, materiały magazynujące wodór, kataliza, fotografia itp. Poza pracami oryginalnymi czasopismo publikować będzie artykuły przeglądowe i sprawozdania z konferencji.

Redaktorami *Solid State Ionics* są: M. Stanley Whittingham (Exon Research and Engineering Co., Linden, N. J., USA), Robert A. Huggins (Stanford Univ.), K. Funke (Politechnika w Hanowerze),

Brian C. H. Steele (Imperial College, Londyn), Michel Kleitz (Laboratoire d'Energetique Electrochimique, St. Martin d'Herès, Francja), Priya Vashishta (Argonne National Lab.).

Physics Today 32, No 11 (1979)

B. W.

Otto R. Frisch

(1904—1979)

Dnia 22 września 1979 r. zmarł w Cambridge Otto Robert Frisch, jeden z pionierów fizyki jądrowej.

Frisch urodził się 1 października 1904 r. w Wiedniu. W 1926 r. ukończył Uniwersytet Wiedeński. W latach 1930—1933 pracował u Otto Sterna w Hamburgu. Najistotniejszym osiągnięciem Frischa było, dokonane wspólnie z jego ciotką Lise Meitner, wyjaśnienie istoty rozszczepienia jąder.

W latach 1934—1939 Frisch pracował w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze. Lise Meitner, która ze względu na prześladowania Żydów musiała opuścić Niemcy, pracowała wówczas w Sztokholmie. W końcu 1938 r. Otto Hahn, dawny bliski współpracownik Lise Meitner, przysłał jej list opisujący swoje pasjonujące odkrycie, że jednym z produktów rozpadu uranu pod wpływem bombardowania neutronami jest bar. We wszystkich poprzednich eksperymentach z reakcjami jądrowymi stwierdzano jedynie emisję protonów, neutronów i cząstek α . Niezrozumiałe wydawało się dlaczego z uranu powstaje bar.

Wakacje w okresie Bożego Narodzenia 1938 r. Lise Meitner spędziła wspólnie z Frischem w małej miejscowości pod Göteborgiem. Tam dyskutowali odkrycie Hahna szukając wyjaśnienia zaobserwowanego zjawiska. Frisch wysunął koncepcję zastosowania modelu kropli cieczy. Według tego modelu siły odpychania kulombowskiego między składnikami jądra mogą w pewnych warunkach przewyżczyć napięcie powierzchniowe i spowodować podział jądra.

Po powrocie do Kopenhagi Frisch stwierdził, że fragmenty wyzwolane w rozszczepieniu posiadają wielką energię. Wykonał ten eksperyment w ciągu 2 dni! Potem Niels Bohr wspólnie z J. Wheelerem opracowali podstawową teorię procesu rozszczepienia opartą na modelu kropkowym jądra i wykazali, że rozszczepienie (przez powolne neutrony) należy przypisać rzadkiemu izotopowi uranu — ^{235}U .

Z początkiem wojny Frisch przeniósł się z Kopenhagi do Birmingham. Rozważając możliwość wywołania łańcuchowej reakcji jądrowej, opartej na rozszczepieniu ^{235}U , doszedł do wniosku, że byłoby realne wytworzenie bomby jądrowej pod warunkiem opracowania dobrej metody separacji izotopów uranu. Frisch oraz współpracujący z nim R. Peierls przekazali ten wniosek rządowi brytyjskiemu. W późniejszych latach wojny Frisch pracował w Los Alamos. Po wojnie powrócił do Anglii, gdzie został kierownikiem Wydziału Fizyki Doświadczalnej w Harwell. W 1947 r. został po-

wołany na katedrę fizyki w uniwersytecie w Cambridge.

Frisch był bardzo zainteresowany konstrukcją aparatury badawczej. W 1942 r. wynalazł analizator amplitudy impulsów. Jednym z bardziej ciekawych przyrządów opracowanych przez Frischa w Cambridge był tzw. *sweepnik* służący do półautomatycznego pomiaru torów w komorze pęcherzykowej.

Frisch zajmował się również popularyzacją wiedzy, publikując wiele artykułów i wygłaszając odczyty radiowe.

Physics Today 33, No 1 (1980)

B. W.

Kalendarz imprez

Informacje podajemy w następującej kolejności: data, miejsce i nazwa imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać zgłoszenia i ewentualnie streszczenia prac, Z — termin nadsyłania zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidziane wydanie materiałów, NP — nieprzewidziane wydanie materiałów, U — przewidziana liczba uczestników, język (jeśli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

KONFERENCJE 1980

24—27 września 1980, Wrocław

Technologia Elektronowa, Instytut Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej, Januszewskiego 11/17, 50-372 Wrocław.

11—13 listopada 1980, Częstochowa

International Conference on Organic Materials for Electronics.

1—3 grudnia 1980

XIII Ogólnopolskie Seminarium: Magnetyczny Rezonans Jądrowy i Jego Zastosowania. Zakład Radiospektroskopii Jądrowej Instytutu Fizyki Jądrowej, prof. dr J. Hennel, Radzikowskiego 152, 31—342 Kraków, tel. 70-222.

grudzień 1980, Toruń

12-th Symposium Mathematical Physics. Instytut Fizyki UMK, Grudziądzka 5/7, 87-100 Toruń.

SZKOŁY 1980

7—13 września 1980, Błażejewko k. Poznania

Teoria stopów magnetycznych. Instytut Fizyki Molekularnej PAN, prof. J. Morcowski, IF Mol. PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel. 67-40-71, w. 121.
U: 73, angielski.

SZKOŁY 1981

18 lutego—3 marca 1981, Karpacz.

XVIII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Teoria cechowania oddziaływań fundamentalnych — status i perspektywy, Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego, doc. dr hab. Włodzimierz Garczyński, IFT UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

Z: 31. 12. 80, U: 60, angielski, O: 2800 zł.

Informacje dla autorów

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w „Postępach Fizyki” zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postępy Fizyki* 24, 701 (1973).

2. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

3. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

4. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora, miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu w języku angielskim (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochyłonych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w formie 2 do 4 razy większej niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Biały, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoryu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskwa 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze dla literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 8.—

12. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny
do dnia 10 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa nr 1153-201045-139-11, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

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

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, 00-680 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 18) 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. A. Herman — Współczesne lasery heterozłączone	207
RÓŻNE	
D. Mączka, A. Latuszyński, J. Pomorski — 15 lat elektromagnetycznej separacji izotopów w Zakładzie Fizyki Jądrowej IF UMCS	229
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
H. Cofta — Szczepan Szczeniowski (1898—1979).	253
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
H. Szydłowski — Niepewności i błędy pomiarowe	261
NOWOŚCI NAUKOWE	
R. Gokieli, A. Ziemiński — Fizyka cząstek elementarnych w 1979 roku	269
NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW	
W. J. Willis — Wielkie spektrometry (tłum. B. Badelek)	279
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
J. Bartke — Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii i Struktury Jądra w Vancouver	297
M. Kuś, M. Lewenstein — Międzynarodowa Szkoła Solitonowa w Jadwisinie	298
W. Wacławek — III Seminarium Naukowe Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Częstochowie	300
RECENZJE	
J. R. Meyer-Arendt — Wstęp do optyki (S. Kielich)	303
P. Wilkes — Fizyka ciała stałego dla metaloznawców (S. Gorczyca, M. Dollar)	305
KRONIKA	

CONTENTS

M. A. Herman — Contemporary Heterojunction Lasers	207
MISCELLANEA	
D. Mączka, A. Latuszyński, J. Pomorski — 15 Years of Electromagnetic Isotope Separation in the Nuclear Physics Department, Institute of Physics UMCS, Lublin	229
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
H. Cofta — Szczepan Szczeniowski (1898—1979).	253
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
H. Szydłowski — Uncertainties and Errors of Measurements.	261
SCIENTIFIC NEWS	
R. Gokieli, A. Ziemiński — Physics of Elementary Particles in 1979	269
LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING	
W. J. Willis — The Large Spectrometers	279
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	