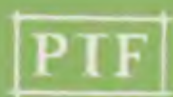


prof. P. Weissler

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM 26

ZESZYT 4

1975

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN

Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Doc. dr WITOLD GIRIAT

Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK

Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI

Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr JERZY GRZYWACZ (*Gdańsk*)

Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)

Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)

Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ (*Kraków*)

Doc. dr hab. BOGDAN ADAMCZYK (*Lublin*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)

Doc. dr JAN MOCHNIAK (*Opole*)

Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)

Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

Doc. dr hab. STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)

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

Doc. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

ul. Hoża 69, 00-681 WARSZAWA

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 26, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1975

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

Nakład 2965+115 egz. Ark. wyd. 6,5. Ark. druk. 5⁹/₁₆

Papier ilustr. sat. kl. III. 70×100, 80 gr.

Oddano do składania w kwietniu 1975

Podpisano do druku w sierpniu 1975

Druk ukończono w sierpniu 1975

Zam. 385/75. Z-13. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Arkadiusz H. Piekara

Zespół Optyki Nieliniowej i Fizyki Chemicznej
Instytutu Podstawowych Problemów Chemii
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Impulsy świetlne pikosekundowe *

Picosecond Light Pulses

Abstract: General description of Fabry-Perot interferometer is given and its resonant properties are depicted. The mechanism of mode-locking resulting in picosecond light pulses generation is presented. Particularly, picosecond pulses from neodymium glass laser as well as from dye laser are discussed.

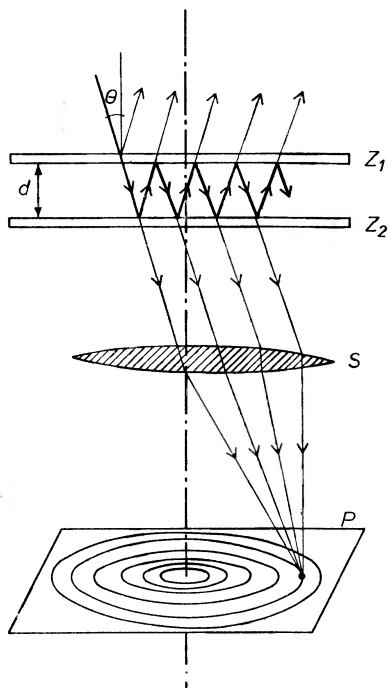
1. O interferometrze Fabry'ego-Perota

Interferometr Fabry'ego-Perota przedstawia rysunek 1. Składa się on z dwóch równoległych płytek Z_1 i Z_2 częściowo odbijających światło, częściowo zaś przepuszczających. Przyjmijmy, że obie płytki są jednakowe i mają współczynnik odbicia R , który jest stosunkiem natężenia światła odbitego do natężenia światła padającego. Zazwyczaj stosuje się płytki częściowo przepuszczalne o dużym współczynniku odbicia, np: $R = 0,9$. W tych warunkach wiązka wielokrotnie odbita od płytek interferometru zostaje tylko nieznacznie osłabiona. Zatem po wyjściu z układu bardzo wiele wiązek przepuszczonych bierze udział w interferencji. Jakie wynikają stąd niezwykle właściwości układu płytek Fabry'ego-Perota i jaka wynika stąd korzyść — wkrótce zobaczymy.

Wyobraźmy sobie, zgodnie z rysunkiem, że pewna wiązka światła padająca z góry na pierwszą płytkę Z_1 interferometru częściowo przez nią przechodzi ku dołowi i odbija się od drugiej płytki Z_2 , potem odbija się od pierwszej (część jej przechodzi ku górze), potem znów od drugiej itd. itd. Wszystkie wiązki przechodzące przez interferometer ku dołowi są wprawdzie coraz słabsze, lecz

* Jest to fragment II wydania książki *Nowe oblicze optyki*, która ukaże się w r. 1975 nakładem Państwowego Wydawnictwa Naukowego. Fragment ten zamieszczamy za zgodą Autora i Wydawcy (Przyp. Red.).

wielka ich ilość spotyka się gdzieś daleko (przy użyciu soczewki — w płaszczyźnie ogniskowej) i interferuje ze sobą. Każda następna wiązka jest słabsza od poprzedniej R^2 razy, gdyż dwukrotnie odbija się, kolejno od płytek Z_2 i Z_1 . Ponadto każde przejście wiązki przez płytkę Z_1 lub Z_2 osłabia ją T razy, gdzie T oznacza współczynnik przepuszczania. Jeśli zaniedbać straty na pochłanianie światła w płytkach, $T = 1 - R$; w rzeczywistości jednak jest $T < 1 - R$. Jeżeli natężenie wiązki, która wchodzi do interferometru oznaczyć przez I_0 , to natężenia kolejnych wiązek przechodzących przez interferometr będą: $I_0 T^2$,



Ryc. 1. Zasada interferometru Fabry'ego-Perota

$I_0 T^2 R^2$, $I_0 T^2 R^4$ itd., zatem osłabione są proporcjonalnie do kolejnych parzystych potęg R . Ponieważ miarą natężenia wszelkiego promieniowania jest kwadrat amplitudy drgań, przeto amplitudy w kolejnych wiązkach wychodzących z interferometru maleją jak pierwiastki kwadratowe powyższych wyrażeń. Niech $A_0 = \sqrt{I_0}$ oznacza amplitudę drgań w wiązce padającej. Wówczas amplitudy w kolejnych wiązkach wychodzących z interferometru będą:

$$A_0 T, A_0 T R, A_0 T R^2, \dots, A_0 T R^p, \dots$$

~ Każda następna wiązka opóźnia się w fazie w stosunku do poprzedniej o kąt φ , który wynika z przejścia wiązki między płytkami interferometru od

Z_2 do Z_1 i znów do Z_2 . Zatem różnice faz między kolejnymi wiązkami a wiązką pierwszą, będą:

$$0, \varphi, 2\varphi, \dots, p\varphi, \dots$$

Wyrażenia na drganie wektora elektrycznego w kolejnych wiązkach można więc przedstawić tak:

$$A_0 T \cos \omega t, \quad A_0 T R \cos(\omega t - \varphi), \quad A_0 T R^2 \cos(\omega t - 2\varphi), \dots, \quad A_0 T R^p \cos(\omega t - p\varphi), \dots$$

albo w postaci zespolonej (z której bierze się ostatecznie tylko część rzeczywistą):

$$A_0 T e^{i\omega t}, \quad A_0 T R e^{i(\omega t - \varphi)}, \quad A_0 T R^2 e^{i(\omega t - 2\varphi)}, \dots, \quad A_0 T R^p e^{i(\omega t - p\varphi)}, \dots$$

Abymy otrzymać rezultat interferencji tych wszystkich wiązek, należy wszystkie wyrazy dodać. Otrzymamy wtedy na wartość wektora drgań świetlnych

$$E = A_0 T e^{i\omega t} \sum_{p=0}^{\infty} R^p e^{-ip\varphi}, \quad (1)$$

a ponieważ jest to szereg geometryczny o ilorazie $Re^{-i\varphi}$, przeto suma jego wyrazi się wzorem

$$E = \frac{A_0 T}{1 - Re^{-i\varphi}} e^{i\omega t}. \quad (2)$$

Jest to drganie wypadkowe $Ae^{i\omega t}$ o amplitudzie zespolonej

$$A = \frac{A_0 T}{1 - Re^{-i\varphi}},$$

która świadczy o tym, że złożyły się na nią drgania wykazujące między sobą różnice faz φ . Mnożąc licznik i mianownik przez wartość sprzężoną doprowadzamy amplitudę do postaci $A = \alpha + \beta i$. Kwadrat jej modułu $|A|^2 = \alpha^2 + \beta^2$ jest miarą natężenia drgań I . Wykonajcie cierpliwie te drobne rachunki, a otrzymacie wynik bardzo prosty:

$$I = |A|^2 = \frac{A_0^2 T^2}{1 - 2R \cos \varphi + R^2} = \frac{A_0^2 T^2}{(1 - R)^2 (1 + F \sin^2 \varphi / 2)}, \quad (3)$$

gdzie

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2}. \quad (3a)$$

Od razu widzicie, że gdy zmieniać φ , zmieniając np. odległość między płytkami lub kąt padania θ , funkcja

$$\frac{1}{1 + F \sin^2 \varphi / 2}$$

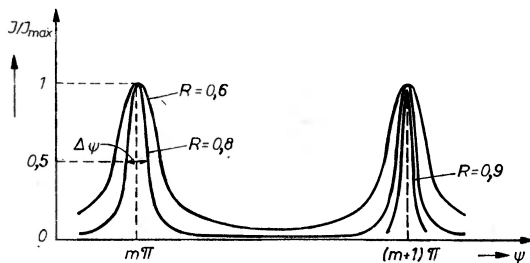
zmienia się od maksymalnej wartości 1 do minimalnej wartości $\frac{1}{1+F}$. Oznaczywszy przez I_{\max} maksymalną wartość natężenia światła przepuszczonego przez układ płytek,

$$I_{\max} = \frac{A_0^2 T^2}{(1-R)^2}, \quad (4)$$

otrzymujemy znany wzór Airy'ego:

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1}{1+F \sin^2 \varphi/2}. \quad (5)$$

Z wzoru tego wynika, że natężenie światła przepuszczonego w stosunku do natężenia maksymalnego zmienia się od wartości 1 do wartości $\frac{1}{1+F}$, która dla dużych współczynników odbicia R będzie *bardzo mała*. Na przykład:



Rys. 1a. Względne natężenie światła przechodzącego przez rezonator Fabry'ego-Perota, w zależności od różnicy faz $\psi (= \varphi/2)$, wywołanej jednym przebiegiem odległości d między zwierciadłami. Im lepsze zwierciadła, tym węższe prążki na ciemniejszym tle

dla $R = 0,9$ otrzymujemy $F = 360$, co oznacza, iż prążki interferencyjne są bardzo wąskie i występują na *bardzo ciemnym* tle, podczas gdy dla słabo odbijających płytek prążki interferencyjne są rozmyte i tworzą się na stosunkowo jasnym tle; ilustrują to krzywe na rys. 1a, wykreślone dla różnych wartości R .

Na rysunku tym kąt ψ oznacza $\varphi/2$, a więc różnicę faz nabytą przez wiązkę po jednym przejściu od płytki jednej do drugiej. Okresem funkcji $\sin^2 \psi$ jest π ; dla $\psi_{\max} = m\pi$, gdzie m jest liczbą całkowitą $\sin^2 \psi = 0$ i stosunek I/I_{\max} ma maksima równe 1. Maksima te pokazują położenia prążków interferencyjnych na skali fazy. Dla kąta $\theta \cong 0$ różnica faz ψ jest równa stosunkowi d/λ razy 2π , czyli

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} d = \frac{2\pi\nu}{c} d. \quad (6)$$

Dla różniących się nieco częstotliwości wystąpi szereg prążków interferencyjnych, dla których ψ różni się będzie o wielokrotność π . Z wzoru (6)

$$\delta\psi = \frac{2\pi}{c} d \delta\nu, \quad (7)$$

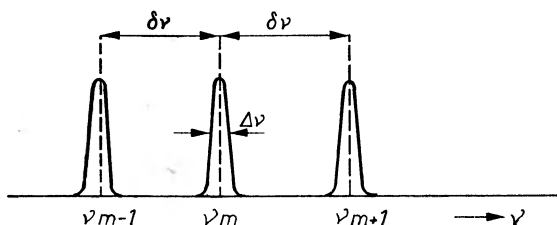
a kładąc $\delta\psi = \pi$ otrzymujemy dla prążków sąsiadujących ze sobą na skali częstotliwości:

$$\delta\nu = \nu_{m-1} - \nu_m = \frac{c}{2d}. \quad (8)$$

Taka jest odległość sąsiednich prążków na osi częstotliwości. Ilustruje to rys. 2. Ogólnym warunkiem występowania prążków interferencyjnych jest, aby $\delta\psi = \pi m$, czyli $\Delta\varphi = 2\pi m$, co w połączeniu z wzorem 6 daje:

$$d = m \frac{\lambda}{2}. \quad (9)$$

A teraz jedno z najważniejszych pytań: ile wynosi szerokość połowkowa $\Delta\nu$ tych prążków? Im bowiem węższe są prążki, tym większa jest dokładność w pomiarach spektroskopowych, zaś w zastosowaniu do laserów tym większa monochromatyczność światła, emitowanego w poszczególnym prążku.



Rys. 2. Te same prążki narysowane na osi częstotliwości fal świetlnych. Wzajemną ich odległość $\delta\nu$ daje wzór (8) $\delta\nu = \frac{c}{2d}$, zaś względną szerokość spektralną prążków — wzór (13)

$$\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}$$

Ponieważ szerokość $\Delta\nu$ prążka interferencyjnego jest bardzo mała w porównaniu z odległością prążków $\delta\nu$, możemy wykonać rachunek w założeniu, że odległość fazowa pomiędzy maksimum natężenia prążka ($\psi_{\max} = m\pi$; rys. 1a) a punktem, w którym natężenie prążka spada do połowy ($\Delta\nu$ mierzymy bowiem na wysokości połowy maksymalnego natężenia) jest bardzo mała w porównaniu z π . Ta odległość fazowa wynosi $\psi_{1/2} - m\pi$. Wobec tego

$$\sin^2 \psi_{1/2} = \sin^2(\psi_{1/2} - m\pi) \cong (\psi_{1/2} - m\pi)^2,$$

i wzór Airy'ego, w którym kładziemy $\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1}{2}$, przybierze postać

$$\frac{1}{2} = \frac{\frac{1}{F}}{\frac{1}{F} + (\psi_{1/2} - m\pi)^2} \quad (10)$$

staąd

$$\psi_{1/2} - m\pi = \frac{1}{\sqrt{F}}.$$

Szerokość prążka $\Delta\psi$ w skali fazy wynosi $2(\psi_{1/2} - m\pi)$, zatem

$$\Delta\psi = \frac{2}{\sqrt{F}}, \quad (11)$$

zaś w stosunku do odległości prążków

$$\frac{\Delta\psi}{\delta\psi} = \frac{2}{\pi\sqrt{F}}. \quad (12)$$

A ponieważ ψ zmienia się proporcjonalnie do ν (por. (6)), przeto stosunek szerokości prążków do ich wzajemnych odległości w skali częstotliwości wyniesie

$$\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{2}{\pi\sqrt{F}} = \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}. \quad (13)$$

Im współczynnik odbicia płytek jest bliższy jedności, tym prążki są węższe. Wobec (8) szerokość połówkowa prążka wynosi

$$\Delta\nu = \frac{c}{2d} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}, \quad (14)$$

co na ogół jest znacznie mniej niż naturalna szerokość linii spektralnych, które w gazach rozszerza efekt Dopplera, zaś w fazie skondensowanej — wzajemne oddziaływanie.

Jak niezwykłą właściwość układu Fabry'ego-Perota opisuje wzór Airy'ego (5), niech świadczy następujący przykład. Weźmy jedno zwierciadło o współczynniku odbicia np. 0,99. Jeśli rzucimy na nie prostopadle wiązkę światła, 99% mocy ulegnie odbiciu, zaś zaledwie 1% przejdzie przez płytkę (pomijając straty na pochłanianie). Jeśli teraz drugie takie samo zwierciadło ustawimy równoległe do pierwszego w odległości $d = m \frac{\lambda}{2}$ (tj. spełniającej warunek (9)),

fale świetlne między zwierciadłami tak znacznie się wzmocnią, że cała moc światła padająca na pierwsze zwierciadło zostanie przez układ przepuszczona, nic zaś nie będzie odbite! Nawet niewielka zmiana odległości zwierciadeł ten stan rzeczy popsuje: wówczas prawie całe światło zostanie odbite, zaś nic nie przejdzie przez układ. Przypomina to zjawisko rezonansu; dlatego

mówimy, że gdy $d = m \frac{\lambda}{2}$, układ zwierciadeł Fabry'ego-Perota jest w rezonansie dla światła o długości fali λ . Właściwość ta została wykorzystana do filtrów barwnych złożonych z cienkich warstw przezroczystych o różnych

współczynnikach załamania, jak i do warstw antyodblaskowych, jakie nakłada się na soczewkach.

Najnowsze zastosowanie znalazł układ Fabry'ego-Perota w laserach, jako rezonator optyczny.

2. Laser wytwarza impulsy pikosekundowe

Wzór (1) dał nam możliwość bliższego poznania obrazu interferencyjnego układu zwierciadeł Fabry'ego-Perota, w którym rozkład natężeń w zależności od fazy pokazuje rys. 1a. W wypadku prawie prostopadłego do zwierciadeł przebiegu światła, jak to ma miejsce w laserze ($\Theta = 0$, por. rys. 1), zmianę fazy $\varphi = 2\psi$ na drodze między zwierciadłami tam i z powrotem określa wzór (6), w którym zamiast d piszemy L , co oznacza długość drogi optycznej w laserze od zwierciadła jednego do drugiego:

$$\varphi = \frac{4\pi\nu L}{c} = \frac{2L}{\lambda} 2\pi. \quad (15)$$

W wypadku, gdy rezonator wypełniony jest ośrodkiem o współczynniku załamania n , we wzorze tym i we wzorach dalszych zamiast L należy położyć Ln .

Z wzoru (15) widzimy, że gdy światło jest niedoskonale monochromatyczne, a tak jest zawsze, dla różnych częstotliwości ν otrzymamy różne φ ; prążki interferencyjne oddają wtedy skład widmowy światła. Rys. 2 pokazuje nam zatem widmo o równoodległych liniachuwskali częstotliwości. Każda linia odpowiada jednemu „mодowi podłużnemu”. Mody podłużne określa warunek (9), przy pomocy liczb całkowitych m , które w laserze są na ogół bardzo duże. Wzajemna odległość spektralna pomiędzy liniami albo mоdami rezonatora wynosi

$$\delta\nu = \frac{c}{2L}, \quad (16)$$

a ich względna szerokość spektralna jest

$$\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}. \quad (17)$$

Weźmy dla przykładu rezonator lasera o długości drogi optycznej $L = 0.15$ m; z wzoru (16), kładąc $c = 3 \cdot 10^8$ n/s otrzymujemy na odstęp między częstotliwościami mоdów

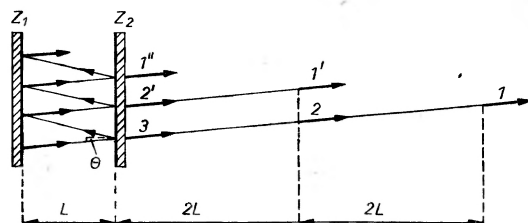
$$\delta\nu = 1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1} = 1 \text{ GHz}.$$

Jeśli oba zwierciadła mają współczynnik odbicia $R = 0,9$, wówczas względna szerokość spektralna mоdów, jakie daje rezonator, wynosi

$$\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} \cong 3 \cdot 10^{-2},$$

czyli bezwzględna szerokość spektralna modu $\Delta\nu$ wynosi mniej więcej $30 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, tj. 30 MHz.

Aby wyrobić sobie pojęcie o tym, jak formują się impulsy światła wysyłane przez laser, weźmy pod rozwagę sposób, w jaki nakładają się na siebie ciągi fal, przechodzące przez zwierciadło wyjściowe rezonatora. Ilustruje to rys. 3.



Rys. 3. Tak rozwija się synchronizacja modów. 1, 2, 3, ... są to ciągi fal emitowane kolejno w odstępach czasu $\frac{2L}{c}$; ciągi fal 1', 2', 3 emitowane są jednocześnie; przy kącie padania $\Theta \cong 0$ nakładają się na siebie i wzmacniają się przez interferencję, dając impulsy ultrakrótkie zwane również pikosekundowymi

Jeżeli emisja światła w ośrodku czynnym lasera jest w czasie ciągła, wówczas kolejne ciągi fal, np. 1' oraz 2, wychodzący po pierwszym odbiciu 1' od zwierciadeł itd., itd. nakładają się na siebie i po krótkim okresie niestabilnym, czyli przejściowym, dają ustaloną interferencję, wzmacniającą dla określonej długości fali wychodzące ciągłe wiązki. Emisja będzie ciągła, chociaż będą fluktuacje natężenia. Podobnie będzie dla emisji impulsowej, jeśli czas trwania impulsów znacznie przekracza czas przejścia światła między zwierciadłami, tam i z powrotem, czyli czas określony wzorem

$$\delta t = \frac{2L}{c} = \frac{1}{\delta\nu}. \quad (18)$$

Zgoła inaczej rzecz się będzie miała dla impulsów ultrakrótkich, tj. takich, których czas trwania jest krótszy od czasu pełnego przebiegu światła między zwierciadłami, $\delta t < \frac{2L}{c}$. Gdy wewnątrz lasera wytworzymy w pewien sposób

tak krótkie impulsy, wówczas wiązka wychodząca z lasera może być również nieciągła w czasie, impulsowa, muszą jednak być spełnione dwa warunki. Warunek pierwszy: impulsy wytwarzane przez laser muszą mieć częstotliwość powtarzania f równą $\delta\nu$, tzn. muszą być w rezonansie z częstotliwością przebiegu światła w rezonatorze

$$f = \frac{c}{2L}. \quad (19)$$

Rezonans ten zapewniony jest automatycznie w przypadku modulacji dobroci komory rezonansowej metodą bierną, tzn. przy pomocy roztworu barw-

nika nasycalnego, który „wybiela się” pod wpływem światła lasera impulsowego.

Oprócz warunku dotyczącego częstotliwości musi być spełniony warunek drugi dotyczący fazy. Oto na czym ten warunek polega.

Nieskończenie długi ciąg fal, taki jaki reprezentuje na przykład funkcja $\cos(\omega t - kx)$, charakteryzuje się jedną jedyną częstotliwością ω ; jest on doskonale monochromatyczny. Jeśli jednak ciąg ten poprzerywamy, ściślej mówiąc, zmodulujemy amplitudowo, z częstotliwością f , przez co zmienimy go na ciąg impulsów, to ciąg ten przestanie być monochromatyczny: pojawią się w nim, zgodnie z twierdzeniem o rozkładzie funkcji periodycznej na szereg Fouriera nowe częstotliwości.

Weźmy najprostszy przykład: niech modulacja amplitudy drgań świetlnych dokonuje się według funkcji $\cos \Omega t$ gdzie $\Omega = 2\pi f$. Jeśli głębokość modulacji wynosi M , wówczas pole elektryczne wyrazi się wzorem:

$$E(t) = E_0(1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (20)$$

Tak zmodulowana fala staje się w istocie sumą trzech fal harmonicznycch (tj. sinusoidalnych), co wynika z zastosowania znanego wzoru trygonometrycznego:

$$E(t) = E_0 \cos \omega t + \frac{1}{2} M E_0 [\cos(\omega - \Omega)t + \cos(\omega + \Omega)t]. \quad (21)$$

Jak widać, oprócz częstotliwości zasadniczej pojawiają się tutaj dobrze znane radiotechnikom dwie „wstęgi boczne”, tj. dwie nowe częstotliwości: różnicowa i sumacyjna. Jeśli funkcja modulująca nie jest czysto sinusoidalna, lecz składa się z wyższych harmonicznycch: $\cos 2\Omega t, \cos 3\Omega t, \dots, \cos n\Omega t$, wówczas we wzorze (20) pojawi się szereg równoodległych częstotliwości różnicowych i sumacyjnych:

$$\dots \omega - n\Omega, \omega - (n-1)\Omega, \dots, \omega - \Omega, \omega, \omega + \Omega, \dots, \omega + (n-1)\Omega, \omega + n\Omega, \dots$$

W przykładzie tym funkcja modulująca wyrażała się sumą cosinusów. Na ogół jednak funkcja modulująca może być dowolną funkcją periodyczną $f(x)$, gdzie

$$x = \Omega t = 2\pi f t; \quad (22)$$

dla dowolnej funkcji periodycznej szereg Fouriera ma postać

$$f(x) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos nx + b_n \sin nx), \quad (23)$$

gdzie a_0 jest średnią wartością funkcji $f(x)$, zaś a_n i b_n wyznacza się przy pomocy tej samej funkcji w dobrze znany sposób, z wzorów Eulera, których nie będziemy tu pisać. Ten sam szereg można przedstawić wyłącznie jako szereg cosinusów, ale wtedy do kąta nx dojdzie stała fazowa φ_n :

$$f(x) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cos(nx - \varphi_n) \quad (24)$$

gdzie, jak nietrudno sprawdzić, $c_n = \frac{a_n^2}{\sqrt{a_n^2 + b_n^2}}$ i $\varphi_n = \arctg \frac{b_n}{a_n}$.

Zreasumujmy: pierwszym warunkiem emisji ultrakrótkich impulsów jest warunek równości częstotliwości modulacji natężenia światła f z częstotliwością przebiegu światła między zwierciadłami, wyrażony wzorem (19). Drugim jest warunek umożliwiający uzgodnienie faz poszczególnych modów podłużnych. Oba warunki wypełnia *bardzo szybko działający* barwnik nasycały, który w ciągu czasu, niezwykle krótkiego w porównaniu z okresem powtarzania $\frac{2L}{c}$, wyzwoli w ośrodku lasera emisję wymuszoną; wtedy wszystkie mody wchodzące w skład wiązki są zsynchronizowane. Akcja tego rodzaju nazywa się *synchronizacją modów*. Wówczas wszystkie czynne mody interferują konstruktywnie, dając $\cos(n\Omega t_0 - \varphi_n) = 1$. Stąd otrzymuje się $t_0 = \frac{\varphi}{n\Omega}$. Wobec synchronizacji modów, wartość t_0 nie może zależeć od n , stąd wniosek, że synchronizacja prowadzi do $\varphi_n = n\varphi_0$, a wtedy $t_0 = \frac{\varphi_0}{\Omega}$. A zatem drugi warunek powstawania impulsów ultrakrótkich, czyli warunek synchronizacji można przedstawić wzorem

$$\varphi_n = n\varphi_0. \quad (25)$$

W rezultacie modulacji dobroci rezonatora optycznego i synchronizacji modów pole elektryczne fali świetlnej lasera wyraża się wzorem o postaci (20), z zastosowaniem ogólnej funkcji modulującej (24) i drugiego warunku (25):

$$E(t) = E_0[1 + Mf(x)] \cos \omega t = E_0 \left\{ 1 + M \left[a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cos n(\Omega t - \varphi_0) \right] \right\} \cos \omega t, \quad (26)$$

gdzie $\Omega = \frac{\pi c}{L}$, zgodnie z warunkiem pierwszym (19). Dla kolejnych liczb całkowitych n otrzymujemy kolejne mody o częstotliwościach $\omega + n\Omega$. W chwili $t_0 = \frac{\varphi_0}{\Omega}$ wartość $\cos n(\Omega t_0 - \varphi_0) = 1$ i modulacja daje maksimum natężenia światła. Natomiast dla $t_k = \frac{\varphi_0 + \pi}{\Omega}$ natężenie spada niemal do minimum. Jako czas trwania pojedynczego impulsu można przyjąć

$$\Delta t \cong t_k - t_0 = \frac{\pi}{n\Omega} = \frac{\pi}{n\delta\omega}. \quad (27)$$

Powtarza się to z okresem modulacji wynikającym z wzoru (19):

$$\delta t = \frac{1}{\delta\nu} = \frac{1}{f} = \frac{2L}{c}, \quad (28)$$

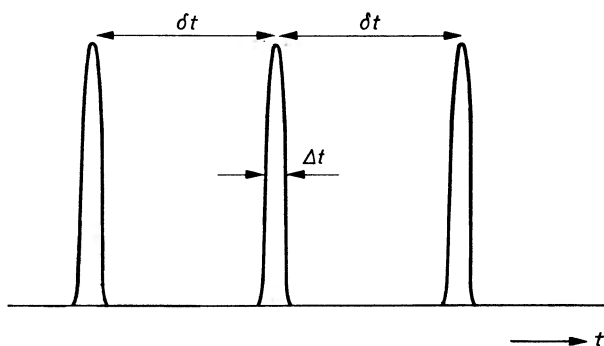
jak przedstawia rys. 4. W rzeczywistości jednak w laserze nie istnieje nieskończenie wiele częstotliwości; liczba ich ograniczona jest szerokością linii spek-

tralnej $\Delta\omega_L$, na której odbywa się emisja lasera (rys. 5). W przybliżeniu można położyć.

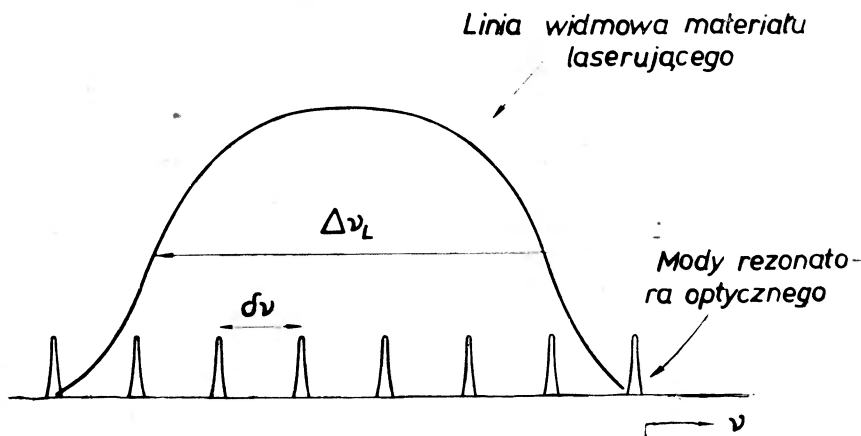
$$n \cong \frac{\Delta\omega_L}{\delta\omega}. \quad (29)$$

Wprowadzając tę wartość do wzoru (27) otrzymamy

$$\Delta t = \frac{\pi}{\Delta\omega_L} = \frac{1}{2\Delta\nu_L}. \quad (30)$$



Rys. 4. Gdy mody są zsynchronizowane, mają taki przebieg w czasie i tworzą impulsy ultrakrótkie, następujące po sobie w równych odstępach czasu $\delta t = \frac{1}{\delta\nu} = \frac{2L}{c}$



Rys. 5. Im więcej modów ma do dyspozycji akcja laserowa, tym bardziej krótkotrwałe powstają impulsy; ich szerokość w skali czasu (p. rys. 4) wynosi $\Delta t \cong \Delta\nu_L^{-1}$

Nie jest to wartość dokładna. Na ogół ocenia się ją co do rzędu wielkości kładąc

$$\Delta t \cong \Delta\nu_L^{-1}. \quad (31)$$

Ponieważ czas trwania ultrakrótkich impulsów lasera ze sprzężonymi modami wynosi na ogół dziesiątki pikosekund, impulsy te nazywa się również impulsami pikosekundowymi.

Czas trwania impulsu ultrakrótkiego związany jest ściśle z zasadą nieoznaczoności Heisenberga [1]. Przypomnijmy ją w postaci najczęściej spotykanej:

$$\Delta x \Delta p \cong h, \quad (32)$$

co oznacza, że iloczyn niepewności położenia cząstki (Δx) i niepewności jej pędu (Δp) jest rzędu wielkości stałej Plancka h . Zastosujemy zasadę Heisenberga do ciągu falowego o długości l i o pędzie $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{c} \nu$. Przy najkrótszych impulsach niepewność położenia stanie się długością ciągu i $\Delta x = l = c\Delta t$, gdzie Δt jest czasem impulsu. Z drugiej strony $\Delta p = \frac{h}{c} \Delta \nu$, gdzie $\Delta \nu$ jest rzędu wielkości szerokości linii spektralnej $\Delta \nu_L$. Związek (32) daje tedy na najkrótszy czas impulsu

$$\Delta t \cong \Delta \nu_L^{-1}.$$

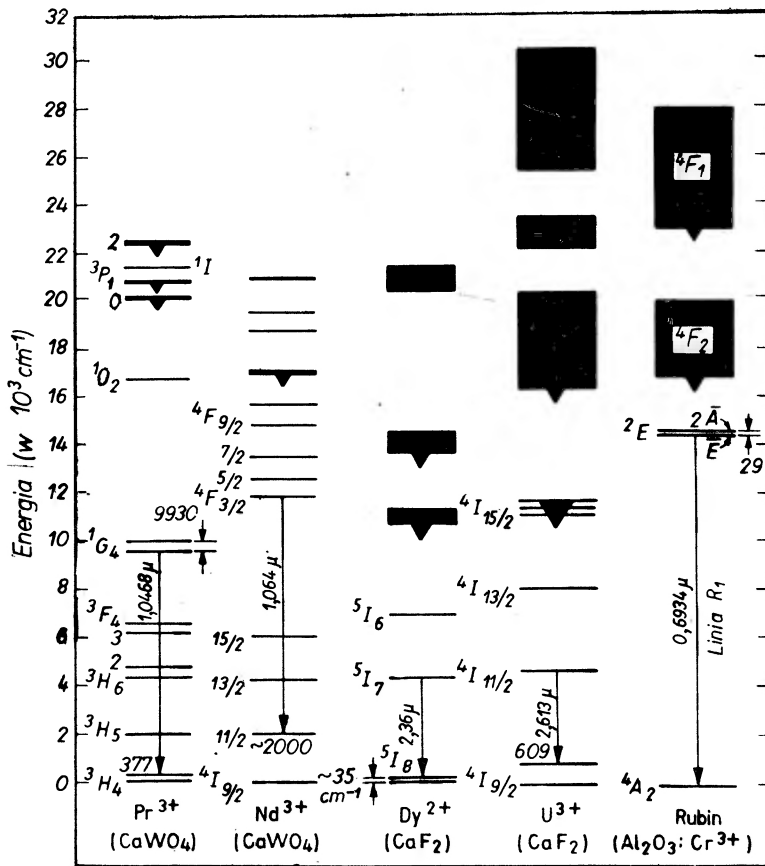
Krótsze impulsy możemy otrzymać jedynie kosztem powiększenia szerokości linii spektralnej.

3. Impulsy pikosekundowe z lasera neodymowego

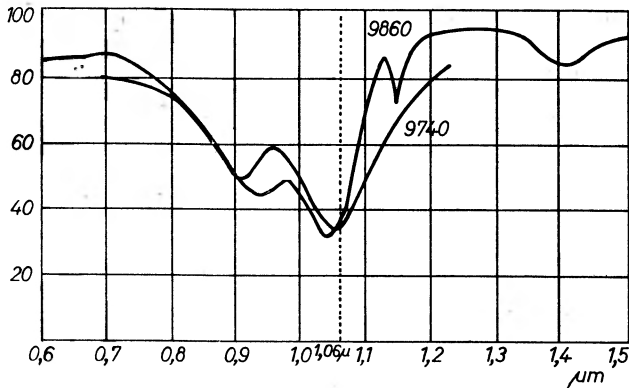
Rys. 6a przedstawia poziomy energetyczne różnych jonów, które, wtrącone do sieci kryształów zaznaczonych pod symbolem jonów, wykazują akcję laserową. Wśród nich wybitną rolę odgrywa jon neodymu, Nd^{3+} . Akcja lasera na tych jonach, wtrąconych do kryształu CaWO_4 lub do szkła, została zrealizowana już bardzo wcześnie, bo w roku 1961 [2, 3, 4]. Jak widać ze schematu poziomów, laser neodymowy pracuje na przejściu ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, dając promieniowanie podczerwone o długości fali $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$. Ważną jego cechą jest wielka moc, która w akcji z modulacją dobroci rezonatora (bierną lub czynną) bywa rzędu wielkości wielu MW, a nawet GW (megawatów, tj. 10^6W albo też gigawatów, tj. 10^9W).

Znaczenie lasera neodymowego wzrosło, gdy się okazało, że poziom wzbudzony ${}^4F_{3/2}$ jest bardzo szeroki (co nie zostało na tym rysunku zaznaczone). Szerokość spektralna przejścia laserowego ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ jest stosunkowo bardzo duża: dla Nd^{3+} w szkle wynosi ok. 100 cm^{-1} , podczas gdy dla Cr^{3+} w Al_2O_3 , tj. dla rubinu, wynosi zaledwie 6 cm^{-1} . Z tego względu laser pracujący na przecie ze szkła neodymowego nadaje się szczególnie dobrze, lepiej aniżeli rubin, do wytwarzania ultrakrótkich impulsów metodą synchronizacji modów. Wynika to wyraźnie z wzoru (31), w którym $\Delta \nu_L$ oznacza szerokość spektralną przejścia laserowego: im $\Delta \nu_L$ jest większe, tym czas trwania impulsu Δt jest krótszy.

W ten sposób, stosując do synchronizacji modów specjalne roztwory barwników, np. barwnik Eastmana 9860 rozpuszczony w 4,2-dwuchloroetanie (rys. 7), można łatwo otrzymać impulsy kilkupikosekundowe.



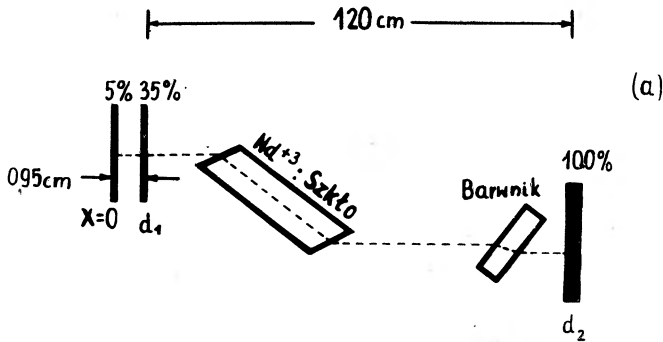
Rys. 6. Poziomy energetyczne kilku jonów



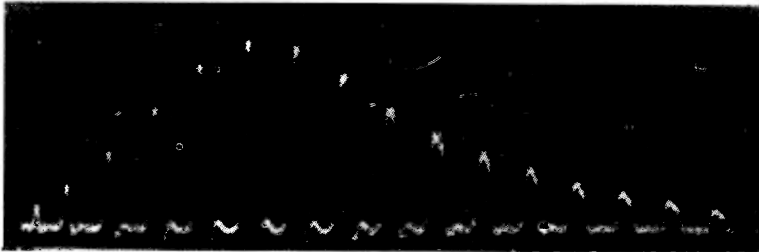
Rys. 7. Krzywa transmisji roztworu dwóch barwników Eastmana: A9860 w 1,2-dwuchloroetanem i A9740 w chlorobenzenie, w zależności od długości fali. W pobliżu długości fali lasera neodymowego, $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$, transmisja obu barwników ma minimum. Światło wielkiej mocy wzbudza molekuly barwnika tak licznie, że obsadzenie poziomu wzbudzonego i poziomu podstawowego będą niemal wyrównane. Roztwór stanie się na bardzo krótki czas bardziej przezroczysty niż był. Czas relaksacji molekuly barwnika A9860 wynosi 8,1 ps, zaś barwnika A9740—9,1 ps. Pod wpływem światła dobroć rezonatora zwiększa się i zaczyna się krótkotrwała akcja laserowa. Powtarza się to mniej więcej co 1 nanosekunde

Niewielki laser neodymowy dający w takim impulsie energię 0,1 J wytwarza moc 10^{10} W, czyli 10GW. Przez zastosowanie wzmacniacza optycznego, tj. w tym wypadku pręta neodymowego napompowanego zsynchronizowaną z laserem lampą błyskową, można moc lasera powiększyć do rzędu wielkości 10^{12} W czyli do 1TW (terawata).

Typowy układ lasera neodymowego ze sprzężeniem modów przedstawia rys. 8a. Jest to układ twórcy tej metody, de Marii i jego współpracowników [5, 6]. Zamiast zwierciadła wyjściowego zastosowano tu dwie płytki części-



a



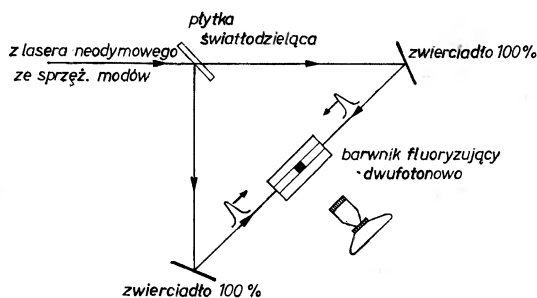
b

Rys. 8. a) Schemat lasera pracującego na szkle neodymowym (Nd^{3+} : szkło). Sprzężenie modów realizuje się za pomocą barwnika nasycalnego o krótkim czasie relaksacji; b) fotografia ciągu impulsów pikosekundowych z ekranu oscyloskopu [5,6]

wo odbijające światło o długości fali $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$, stanowiące rezonator optyczny (przeczytajcie o niezwykłej właściwości takiego rezonatora na końcu § 1). Układ takich płytek jest odporniejszy na niszczące działanie wiązki światła o tak wielkiej mocy. Światło tworzy z powierzchniami czołowymi pręta neodymowego oraz ze ścianami kupy z roztworem barwnika kąty brewsterowskie, zapobiegające odbiciu; zapobiega się przez to stracie mocy i sprzężeniu zwrotnemu, wprowadzającemu zakłócenia w akcji laserowej.

Rys. 8b przedstawia fotografię ekranu szybkopiszącego oscyloskopu elektronowego, na którym widzimy ciąg impulsów pikosekundowych z lasera neodymowego ze sprzężeniem modów; zdjęcia dokonano przy podstawie czasu wyzwalanej pierwszym impulsem. Dokładne wyznaczenie czasu trwania impulsu tą metodą jest niemożliwe, ponieważ nawet najszybsze podstawy czasu dają ok. 1 nanosekundę na podziałkę lub niewiele mniej. Poza tym najlepsze wzmacniacze w zakresie tak wielkich częstotliwości zniekształcają i wydłużają impulsy.

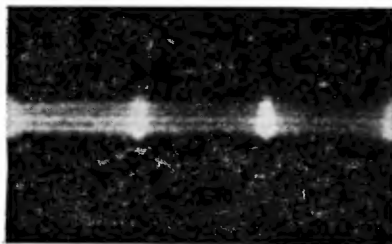
Pomysłowa i piękna metoda badania impulsów pikosekundowych została opracowana przez Giordmaina i współpracowników [7, 8]. Polega ona na tym, że wiązkę światła wytworzoną przez laser rozdziela się za pomocą płytki światłodzielnącej na dwie wiązki, które, przy pomocy odpowiednich zwierciadeł, kieruje się z przeciwnych stron do długiej kuwety z roztworem fluoryzującym. Obie wiązki, biegnąc w przeciwnych kierunkach, nakładają się na siebie i wytwarzają stojące paczki falowe, odpowiadające impulsom. W miejscach, gdzie fale są przez interferencję osłabione, roztwór nie fluoryzuje, ponieważ fale podczerwone fluorescencji nie wywołują. Natomiast w miejscach, gdzie fale



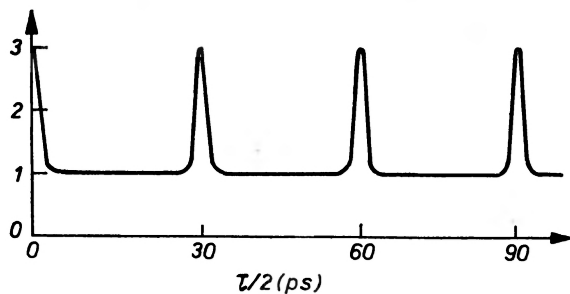
Rys. 9. Metoda „trójkątnej konfiguracji“ stosowana do obserwacji dwufotonowej fluorescencji. Wiązka światła wytworzona przez laser neodymowy ze sprzężeniem modów pada na płytkę światłodzielną; powstają dwie wiązki, które po odbiciu od zwierciadeł stuprocentowych, wchodzi do roztworu fluoryzującego. Z boku aparat fotograficzny ([9])

się wzmacniają powstaje — przy tak wielkich mocach — fluorescencja dwufotonowa. Impulsy światła widoczne są wewnątrz roztworu jako nieruchome świetlne plamki i mogą być z boku kuwety sfotografowane. Metodę tę pokazuje schematycznie rys. 9, zaś fotografie — impulsów — rys. 10 i 11. Długość impulsu wynosi na ogół ułamek milimetra i może służyć do oceny czasu jego trwania.

Do wytworzenia dwufotonowej fluorescencji stosuje się różne barwniki fluoryzujące, np. azulen lub rodaminę 6G, rozpuszczone w etanolu.

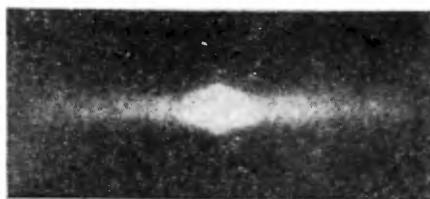


(a)

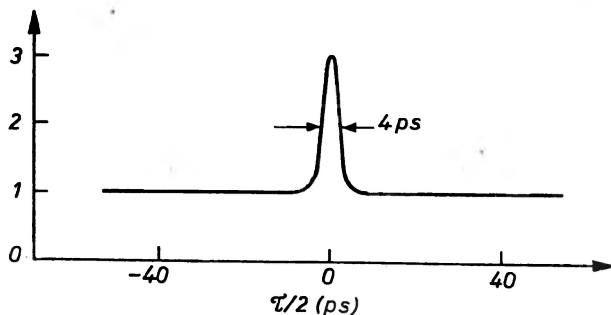


(b)

Rys. 10 a). Fotografia ciągu impulsów lasera Nd: szkło ze sprzężeniem modów fluorescencji dwufotonowej. Odległość impulsów w czasie bardzo mała: 60 ps. b). Obliczony przebieg natężenia fluorescencji dla impulsów 4 ps w odstępach 60 ps. Odcięte $\tau/2$ stanowią miarę odległości plamek świetlnych, równej $(\tau/2)v$, gdzie v jest prędkością grupową światła w danej cieczy



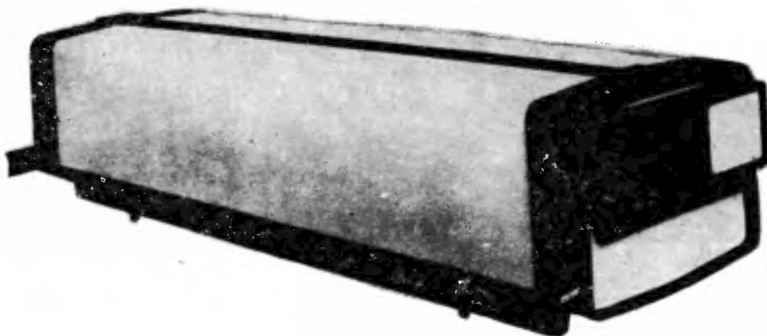
(a)



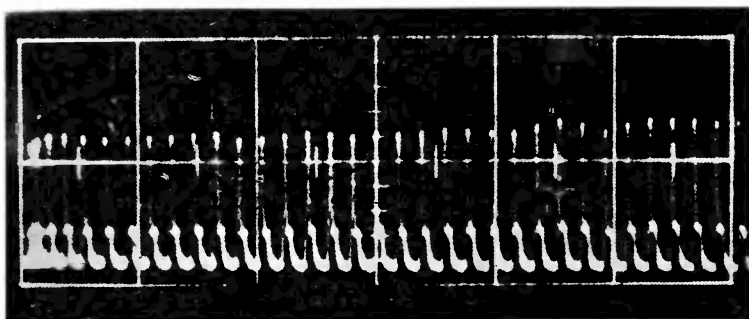
(b)

Rys. 11. Dwufotonowa fluorescencja, jak poprzednio, lecz dla jednego impulsu. Odległość impulsów w czasie bardzo duża: 6 ns

Ostatnio sprzężenie modów uzyskano w laserach barwnikowych, pompowanych lampami błyskowymi o bardzo krótkim błysku. Rys. 12 przedstawia



Rys. 12. Laser barwnikowy pompowany szybką lampą błyskową w nowoczesnej szacie (Electro-Photonics)



Rys. 13. Oscylogram akcji laserowej lasera barwnikowego ze sprzężeniem modów na ekranie oscyloskopu Tectronics 519. Podstawa czasu 20 ns na dużą podziałkę; czas trwania ultrakrótkich impulsów wynosi 5—200 ps, zależnie od długości rezonatora optycznego i kowety z roztworem barwnika

nowoczesną formę lasera barwnikowego firmy Electro-Photonics. Oscylogram pikosekundowych impulsów, jakie laser tego typu daje, pokazany jest na rys. 13.

Literatura

- [1] *The Feynman Lectures on Physics*, vol. 1, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, Mass. 1963; cf. 38.2; tłumaczenie polskie: *Feynmana wykłady z fizyki*, t. 1, cz. 2, PWN, Warszawa 1969; vid. 38.2.
- [2] L. F. Johnson, K. Nassau, *Proc. IRE* 49, 1704 (1961).
- [3] E. Snitzer, *Phys. Rev. Letters* 7, 444 (1961).
- [4] P. Grivet, N. Bloembergen, *Quantum Electronics*, Dunod, Paris 1964; vid. vol. 2, p. 999.
- [5] A. J. DeMaria, W. H. Glenn, M. J. Brienza, M. E. Mack, *Proc. IEEE* 57, 2 (1969).

- [6] M. S. Feld, A. Javan, N. A. Kurnit, *Fundamental and Applied Laser Physics, Proceeding of the Esfahan Symposium*, John Wiley Sons, New York 1973 p. 21: N. Blombergen, *Picosecond Nonlinear Optics*.
- [7] J. A. Giordmaine, P. M. Rentzepis, S. L. Shapiro, K. W. Wecht, *Appl. Phys. Letters* **11**, 216 (1967).
- [8] M. A. Duguay, J. W. Hansen, S. L. Shapiro, *IEEE J. Quantum Electronics* QE — **6**, 725 (1970).
- [9] D. J. Bradley, G. H. C. New, *Proc. IEEE* **62**, 313 (1974).

POSŁOWIE

Artykuł powyższy zawiera zaledwie fenomenologiczne wytłumaczenie mechanizmu powstawania pikosekundowych impulsów świetlnych. Stanowi on jeden rozdział (jedenasty) książki *Nowe oblicze optyki* i obejmuje temat, który wybrałem bardziej ze względów dydaktycznych aniżeli popularyzacyjnych. W rozmowach bowiem z młodymi fizykami, pracującymi w dziedzinie optyki nieliniowej, dowiedziałem się, że sprawa impulsów świetlnych i tak zwanego sprzężenia modów nie jest całkowicie jasna, niekiedy nawet dla tych, którzy badają te piękne i potężne zjawiska, jakimi w ostatnim piętnastoleciu hojnie nas darzy optyka nieliniowa. W gorączce pracy, w niepotrzebnym pośpiechu i w pogoni za wynikami, przeskakuje się niezrozumienie niekiedy podstawowych zjawisk i zasad, zastępując zrozumienie przyzwyczajeniem. Z tych względów właśnie jestem zdecydowanym zwolennikiem łączenia pracy badawczej z pracą dydaktyczną; bowiem pomaga ona pracownikowi naukowemu w logicznym uporządkowaniu swej wiedzy.

Dlatego też publikuję ten artykuł, choć muszę wyznać, że przyjemniejsze byłoby mi opisanie tego, co można w fizyce przy pomocy świetlnych impulsów pikosekundowych osiągnąć, zwłaszcza że współpracownicy moi i uczniowie, a również i ja, braliśmy w tym udział. Przedstawiałem te sprawy w ostatnich latach, a także w bieżącym roku, na konferencjach w Poznaniu (EKON-74 i RAMIS-75), w Tokio (Konferencja Metod Optycznych w Nauce i Przemysle, 1974), w Budapeszcie (II Konferencja Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, na temat materii skondensowanej 1974) i w Akademgorodku (IV Wawilowska Konferencja Optyki Nieliniowej, 1975). Zainteresowanego czytelnika odsyłam do poniższych publikacji, co czynię tym skwapliwiej, że badania wydają się rzucać nowe światło na nieliniowe oddziaływanie pikosekundowych impulsów świetlnych z materią i zachęcają w tym względzie do eksperymentalnego poszukiwania nowych zjawisk rezonansowych.

Oto te publikacje:

- A. H. Piekara, *Zjawisko autokolimacji w ośrodkach gazowych, ciekłych i stałych*, EKON-74, Poznań 1975 (w druku).
- A. H. Piekara, K. T. Gustafson (praca wykonana w Univ. of California, Berkeley, Calif.), *The interaction of vibrational enhancement and the orientational Kerr effects in Liquids*, *Optics Communications* **7**, 197 (1973).
- A. H. Piekara, J. S. More, M. S. Feld (praca wykonana w MIT, Cambridge, Mass.), *Analysis of self-irapping using the wave equation with high-order nonlinear electric permittivity*, *Phys. Rev. A*, **9**, 1403 (1974).
- A. H. Piekara, *Interaction of picosecond light pulses with matter*, Japan, *J. Appl. Phys.* **14**, Suppl. 14-1, 7 (1975).
- A. H. Piekara, B. Ratajska, *Nonlinear interactional of powerful light beam with thermal vibrations*, w druku (referowane na Konferencji RAMIS-1975).
- A. H. Piekara, B. Ratajska, *Resonant interaction of a mode-locked pulse train with crystal lattice at helium temperatures*, w druku (referowane na konferencji RAMIS-75).
- Szczególnie polecam następującą publikację książkową:
- S. Kielich, *Postępy optyki nieliniowej*, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza, Poznań, cz. I — 1972, str. 266, cz. II — 1973, str. 314.

Jacek Chrostowski

Institut Fizyki
Politechniki Warszawskiej
Warszawa

Telekomunikacja optyczna

Optical Communication

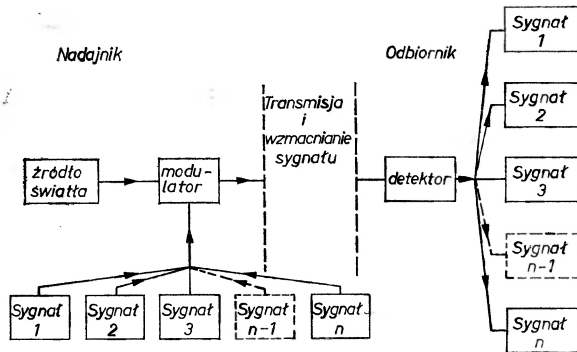
Abstract: A short review on data transmission technique in the optical frequency band is given. The most promising — PCM transmission system is described in more detail.

Współczesne systemy łączności wykorzystują głównie promieniowanie elektromagnetyczne o częstościach radiowych i mikrofalowych. Przez modulację jednego z parametrów fali nośnej przekazuje się wiele niezależnych sygnałów jednym torem. Im większa częstotliwość — tym więcej jest niezależnych sygnałów (zwanymi kanałami), które można przekazać w jednym łączu (tabela 1). Wykorzystanie pasma optycznego, jak widać, radykalnie zwiększa maksymalną ilość kanałów w łączu (poszczególne kanały telefoniczne zajmują pasmo 5 kHz, kolorowa telewizja — 8 MHz).

Idea użycia światła do przenoszenia informacji nie jest nowa, sięga zamierzonych czasów. Dopiero jednak laser stał się rzeczywistym stymulatorem prac nad użyciem fal e. m. z pasma optycznego w telekomunikacji. Duża spójność przestrzenna światła laserowego daje możliwość uzyskania dużej mocy w „antenie” przy jej małych rozmiarach, spójność czasowa z kolei zapewnia dużą liczbę kanałów. Mimo to w piętnaście lat po zbudowaniu lasera niewiele jest systemów laserowych używanych na stałe. Powodem są ostre wymagania jakościowe stawiane poszczególnym elementom systemów łączności i bariera opłacalności. Obecny etap techniki laserowej odpowiada początkowemu stadium techniki mikrofalowej z końca lat trzydziestych, tzn. szerokim zastosowaniom militarnym oraz wprowadzaniu tej techniki do cywilnych zastosowań. Można przypuszczać, że sprzężenie elektroniki z optyką spowoduje w niedalekiej przyszłości przeobrażenie telekomunikacji w większym stopniu niż dokonało tego kiedyś zastosowanie techniki mikrofalowej.

Porównanie maksymalnej liczby kanałów telefonicznych i telewizyjnych transmitowanych na różnych falach nośnych

Rodzaj fali nośnej	Zakres częst.	Wykorzystane pasmo	Maks. liczba kanałów telefonicznych	Maks. liczba kanałów TV
fale długie	30 kHz — 300 kHz	10%	3	—
fale średnie	300 kHz — 3 MHz	10%	25	—
fale krótkie	3 MHz — 30 MHz	10%	200	—
fale ultrakrótkie (UKF)	30 MHz — 300 MHz	10%	4000	1
UHF	300 MHz — 3000 MHz	10%	10 000	10
mikrofale	3000 MHz — 10^{13} Hz	10%	10 000 000	100
pasmo optyczne	$5 \cdot 10^{13}$ — 10^{15} Hz	0,1%	10^6	10^6



Rys. 1. Schemat blokowy łącza optycznego

Łączem optycznym nazywamy zestaw urządzeń rozmieszczonych w przestrzeni od miejsca, gdzie została wprowadzona informacja np. akustyczna i zakodowana na fali świetlnej, do miejsca, gdzie ta informacja została przekazana odbiorcy. Podstawowe elementy łącza optycznego przedstawiono na rysunku 1. Poniżej omówimy poszczególne jego elementy.

1. Źródło światła

Idealne źródło światła do celów telekomunikacyjnych powinno mieć następujące cechy: dużą moc wyjściową przy dużej sprawności, długą żywotność, wysoką stabilność częstości, dużą spójność przestrzenną i czasową, łatwość modulacji i wzbudzenia. Różne typy laserów w różny sposób zbliżają się do cech idealnego źródła. Lasery półprzewodnikowe mają niskie moce (kilkadziesiąt miliwatów) i słabą spójność, za to mają wymiary łebka od szpilki i cechuje je łatwość modulacji sygnałami o częstotliwościach aż do 10^{10} Hz przez modu-

lację stałego prądu zasilania. Lasery gazowe z kolei cechuje duża spójność emitowanego światła, wysoka stabilność częstości (względna zmiana częstości jest rzędu $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 10^{-8}$) i możliwość modulacji światła wewnątrz lasera, ale

są delikatne w obsłudze, mało sprawne w przetwarzaniu energii elektrycznej na światło i mają stosunkowo małą żywotność (laser He-Ne ma czas życia rzędu 10 000 godz., a laser argonowy jonowy — 1000 godz.). Moce wyjściowe laserów argonowych są rzędu dziesiątków watów, a w laserach CO₂ — kilowatów w pracy ciągłej. Lasery stałe (w szczególności neodymowe) mogą pracować w sposób ciągły ze stosunkowo dużą mocą wyjściową, lecz mają niską spójność emitowanego światła i nie mogą być modulowane wewnętrznie. Ich czas życia zależy od trwałości lampy pompującej, której żywotność nie przekracza w chwili obecnej tysiąca godzin. Bardzo dobre własności, ze względu na zastosowania w telekomunikacji dalekiego zasięgu w kosmosie, ma laser neodymowy YAG pracujący w systemie synchronizacji modów. Lasery argonowe z racji długości fali emitowanego światła (światło zielone — słabo tłumione przez wodę morską) mogą być przydatne zwłaszcza w łączności podwodnej tak wojskowej jak cywilnej. W łączności naziemnej jak i kosmicznej laser CO₂ konkuruje z laserem YAG, gdyż długość fali lasera CO₂ — 10,6 μm (średnia podczerwień) jest słabo pochłaniana w powietrzu. Ze względu na małe wymiary i cenę lasery półprzewodnikowe w zastosowaniach naziemnych bliskiego zasięgu w powiązaniu ze światłowodami wydają się najbardziej obiecujące. Warto zwrócić uwagę na bardzo ważną cechę promieniowania większości laserów — małą rozbieżność wiązki laserowej. Ograniczona dyfrakcyjnie wiązka tzw. gaussowska rozchodzi się pod kątem $\alpha \approx \frac{4\lambda}{\pi D}$; gdzie D — średnica zwierciadła

(anteny), który w pasmie optycznym może być rzędu minuty kątovej. Zastosowanie dodatkowo układu optycznego zmniejsza rozbieżność do jednej sekundy kątovej. Dla pasma mikrofalowego kąt ten jest znacznie większy. Ta cecha światła laserowego jest jednocześnie zaletą jak i wadą. Dzięki małej rozbieżności praktycznie nie jest możliwy podsłuch i zakłócanie przesyłania informacji, jednocześnie mniejsze są straty energii dochodzącej do odbiornika; powoduje to jednak trudności przy celowaniu promienia świetlnego do odbiornika i przez to narzuca konieczność budowy dodatkowych układów poszukujących i odchylających wiązkę.

2. Modulacja światła

2a. Modulacja światła lasera o pracy ciągłej

Wektor natężenia pola elektrycznego na wyjściu z lasera można przedstawić w postaci

$$\vec{E} = \vec{e}E_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi),$$

gdzie E_0 jest amplitudą fali, ν — częstością, φ — fazą, \vec{e} — wektorem polaryzacji, a t — czasem. Zmieniając w takt przekazywanego sygnału amplitudę, częstość lub fazę otrzymuje się wiązkę światła zmodulowaną amplitudowo, częstościowo i fazowo. Własności promieniowania laserowego umożliwiają jeszcze jeden sposób modulacji, nie stosowany w zakresie fal radiowych — modulację polaryzacyjną. Polega ona na tym, że w takt sygnału modulującego zmienia się kierunek wektora \vec{e} przy niezmiennych innych parametrach.

Przy modulacji wykorzystuje się zmianę parametrów ośrodka, przez który przechodzi światło, pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego, magnetycznego — np. współczynnika pochłaniania ośrodka, zmianę długości czy współczynnika załamania. Jeden z najkorzystniejszych sposobów — to wykorzystanie efektu elektrooptycznego (efekt Kerra oraz Pockelsa). W pewnych kryształach jak KH_2PO_4 (tzw. KDP) pod wpływem pola elektrycznego pojawia się wymuszona dwójłomność tzn. w kryształ, na który padło światło, rozchodzą się z różnymi prędkościami dwie fale o polaryzacjach liniowych prostopadłych do siebie. Różnica faz obu fal po opuszczeniu kryształu zależy od przyłożonego napięcia. Proporcjonalność tych wielkości w pewnym zakresie pozwala zrealizować dość prosto modulację polaryzacji lub amplitudy wiązki światła. W przypadku różnicy faz między obiema falami (przy ich równym natężeniu) $\Gamma = \frac{\pi}{2}$, sumaryczna fala na wyjściu modulatora jest kołowo spolaryzowana, dla $\Gamma = \pi$ mamy polaryzację liniową (rys. 2). Ustawienie za modu-

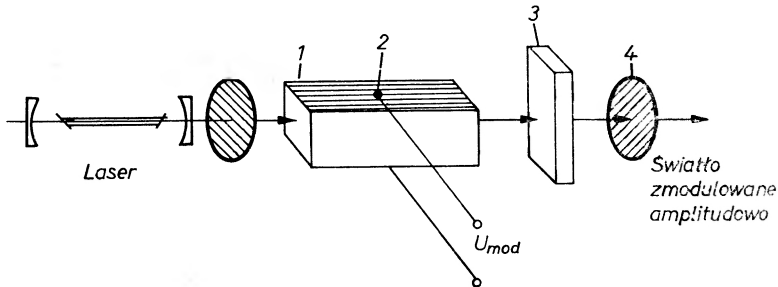
Γ	0	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3}{4}\pi$	π
Polaryzacja światła po modulatorze					

Rys. 2. Zależność charakteru polaryzacji światła od różnicy faz Γ dwóch promieni w modulatorze elektrooptycznym

latoem polaroidu (rys. 3) powoduje zamianę modulacji polaryzacyjnej w amplitudową, gdyż polaroid przepuszcza światło zgodnie z wzorem $I = I_0 \sin^2 \Gamma/2$, jeśli płaszczyzny polaryzacji światła padającego i analizatora (polaroidu) są wzajemnie prostopadłe. Tutaj I_0 jest natężeniem fali padającej, a I — natężeniem fali opuszczającej modulator. Właściwości kryształów elektrooptycznych, mimo braku opóźnienia między przyłożonym napięciem a zmianą fazy, pozwalają na modulację światła laserowego sygnałami, których szerokość pasma wynosi kilka tysięcy MHz.

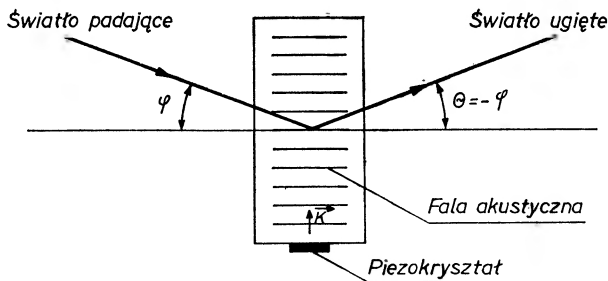
Modulację natężenia wiązki światła na skutek efektu akustooptycznego wyjaśnia rysunek 4. Piezokryształ drgający pod wpływem zmiennego napięcia

sygnałowego wytwarza w kryształach (np. $\text{Pb MoO}_4, \text{TeO}_2$) falę akustyczną stojącą lub biegnącą, powodującą lokalne zmiany współczynnika załamania, a więc zmienną w czasie fazową siatkę dyfrakcyjną. Światło ugięte obserwowane pod kątem Bragga jest zmodulowane zgodnie ze zmianami sygnału sterującego.



Rys. 3. Schemat modulatora elektrooptycznego: 1 — kryształ elektrooptyczny, 2 — przezroczyste elektrody, 3 — płytka kwarcowa, 4 — polaroid

Sygnał nakładany na falę świetlną w modulatorze niesie informację zwielokrotnioną, tzn. zakodowaną informację z każdego kanału np. na szeregu częstości tak zwanych podnośnych. Przez układ filtrów w odbiorniku można wydzielić poszczególne sygnały o różnych częstościach i konwencjonalnymi metodami



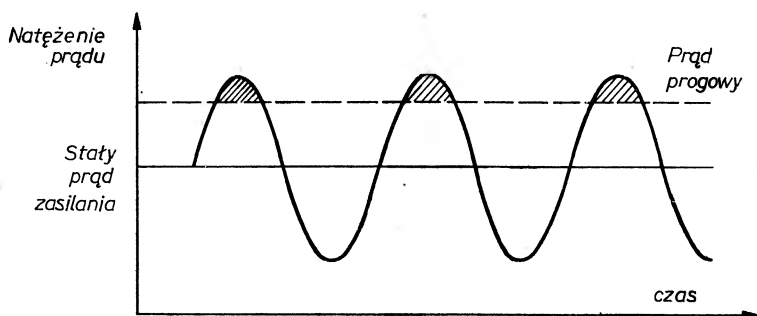
Rys. 4. Modulacja światła z wykorzystaniem efektu akustooptycznego

detekcji „odzyskać” pierwotny kształt danego sygnału. Jak z tego widać, sygnały niesione w łączy optycznym ulegają znacznemu przekształceniu po to, by optymalnie wykorzystać tor łączności. Obróbka sygnałów szczególnie wyraźna jest w przypadku modulacji informacji impulsowo-kodowej.

2b. Modulacja impulsowo-kodowa

Modulacja ciągłej fali laserowej ma parę wad. Do przekazania informacji z reguły nie jest potrzebna ciągła praca lasera, a urządzenie impulsowe jest bardziej sprawne energetycznie. Jednocześnie sygnały przekazywane na duże odległości ulegają znacznym zniekształceniom zmieniającym się w czasie. Ponadto coraz większa ilość informacji jest w swojej naturze binarna (dane

komputerowe). Z tych to powodów praktyczne systemy telekomunikacji optycznej wykorzystują technikę modulacji impulsowo-kodowej. Można wydzielić w niej dwa elementy — układ wytwarzający ciąg impulsów (laser pracujący w specjalnych warunkach) i sam modulator. Wytwarzanie impulsów w stałych odstępach czasu realizuje się najczęściej przez tzw. synchronizację modów lasera. Wyjaśnienie zasady pracy tak promieniujących laserów przekracza ramy tego artykułu. Ograniczymy się do pokazania prostej metody otrzymywania ciągu impulsów w laserze złączowym GaAs (rys. 5). Złącze laserowe jest



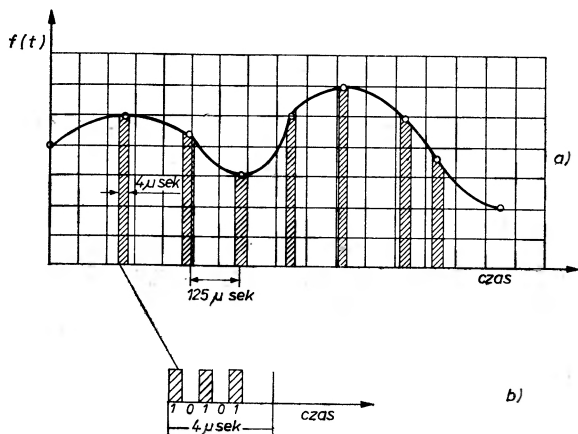
Rys. 5. Zasada wytwarzania impulsów światła w laserze GaAs przez modulację prądu zasilania

zasilane prądem stałym w wartości mniejszej od prądu progowego, powyżej którego zaczyna się generacja, zmodulowanego prądem zmiennym. W pewnych chwilach czasu wartość chwilowa prądu przekracza wartość progową i laser przez pewien okres czasu generuje. Zakreskowane pola odpowiadają impulsom światła wychodzącym z lasera. W laserze półprzewodnikowym można uzyskać ciąg impulsów „oddalonych” od siebie w czasie o ułamki nanosekund. W laserze Nd:YAG (w układzie synchronizacji modów) uzyskuje się ciągi impulsów o czasie trwania 1 ps i oddalonych o czas rzędu 1 ns.

Kodowanie i zwielokrotnianie informacji w jednym łączu opiera się na znanym twierdzeniu Whittakera i Shanonna tzw. twierdzeniu o próbkowaniu: jeżeli funkcja $f(t)$ ma skończone widmo fourierowskie $F(\omega)$, tzn. transformata Fouriera tej funkcji jest równa zero dla $\omega > \omega_g$, to można jednoznacznie opisać tę funkcję przez podanie wartości funkcji w punktach oddalonych od siebie o czas $\Delta t \sim \frac{2\pi}{\omega_g}$. Wyjaśnimy to na przykładzie sygnału przekazywanego w czasie rozmowy telefonicznej (rys. 6). Dla potrzeb telefonii liczba próbek, które trzeba pobrać w czasie jednej sekundy, by wiernie odtworzyć rozmowę, wynosi 8 tysięcy; a więc odstęp między próbkami wynosi 125 μ s. Czas pobierania jednej próbki wynosi około 4s. Jak widać z rysunku, reszta czasu (odstęp między próbkami) marnuje się — tor transmisyjny nie jest praktycznie wykorzystany. W przerwie więc można przesyłać tym torem próbki innych rozmów. Jeśli przydzielimy 4 μ s jednej rozmowie, to można

zasilane prądem stałym w wartości mniejszej od prądu progowego, powyżej którego zaczyna się generacja, zmodulowanego prądem zmiennym. W pewnych chwilach czasu wartość chwilowa prądu przekracza wartość progową i laser przez pewien okres czasu generuje. Zakreskowane pola odpowiadają impulsom światła wychodzącym z lasera. W laserze półprzewodnikowym można uzyskać ciąg impulsów „oddalonych” od siebie w czasie o ułamki nanosekund. W laserze Nd:YAG (w układzie synchronizacji modów) uzyskuje się ciągi impulsów o czasie trwania 1 ps i oddalonych o czas rzędu 1 ns.

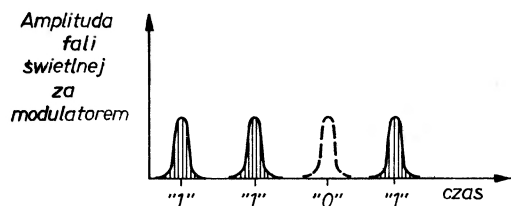
przesłać około 30 rozmów jednym torem pod warunkiem, że w odbiorniku odpowiednio rozdzielimy je od siebie. Taki system ma w dalszym ciągu wadę — jest czuły na zakłócenia, gdyż przekazujemy informację o wartości funkcji w punkcie próbkowania. Zrobimy jeszcze jeden krok — informację o wartości funkcji można przedstawić w postaci binarnej w czasie $4 \mu\text{s}$ (rys. 6b).



Rys. 6. Zasada kodowania informacji $f(t)$ w postaci impulsów binarnych

Dopiero po takim zakodowaniu informacja w każdym z torów sygnałowych steruje układem modulatorów optycznych pracujących na zasadach podobnych do omówionych. Są trzy podstawowe rodzaje modulacji PCM:

a) zasadę modulacji impulsowo-kodowej z mod. natężenia (tzw. PCM-IM) wyjaśnia rys. 7. Modulator zatrzymuje dany impuls lub go przepuszcza dając w ten sposób informację w postaci „1” — jest sygnał oraz „0” — brak impulsu;

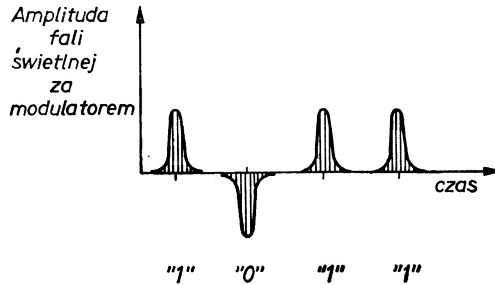


Rys. 7. Zasada modulacji impulsowo-kodowej PCM-IM

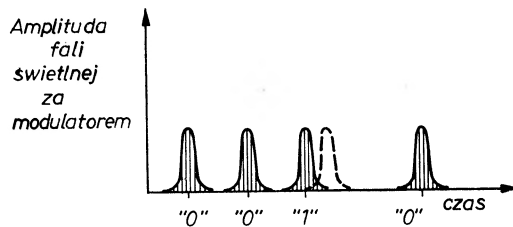
b) przy modulacji impulsowo-kodowej z modulacją polaryzacji (tzw. PCM-PM) modulator przepuszcza impuls bez zmiany bądź zmienia jego polaryzację o 180° (rys. 8). Możliwe jest też rozróżnienie na polaryzację lewoskrętną — „1” oraz prawoskrętną — „0”;

c) modulacja położenia impulsu PPM przesuwa impuls względem położenia początkowego. Możliwe jest tu rozwiązanie w postaci analogowej (poło-

zenie impulsu zmienia się w sposób ciągły) lub też odstęp między impulsami podzielony jest na szereg dyskretnych przedziałów czasu (rys. 9). W przypadku rozwiązania z rysunku 5 możliwa jest prosta modulacja PPM przez modulację częstotliwości sinusoidalnego prądu zasilania lasera (co odpowiada przesunięciu impulsów światła na osi czasu względem siebie).



Rys. 8. Zasada modulacji impulsowo-kodowej PCM-PPM



Rys. 9. Zasada modulacji położenia impulsu PPM

W wyniku takich operacji otrzymujemy ciąg impulsów światła, z których co n -ty impuls niesie informację o danym sygnale „akustycznym”. Oprócz impulsów sygnałowych muszą być również wysyłane impulsy synchronizacji, by w odbiorniku oddzielić w określony sposób sygnały od siebie. System jest binarny z założenia, gdyż rola detektora polega wyłącznie na określeniu czy dany impuls dotarł do odbiornika.

3. Transmisja i wzmacnianie

Wydaje się, że największym problemem w obecnej chwili jest przenoszenie informacji z nadajnika do odbiornika. Transmisja w wolnej przestrzeni praktycznie możliwa jest na dalsze odległości tylko w przestrzeni kosmicznej (systemy łączności satelitarnej bądź międzyplanetarnej). Atmosfera ziemska powoduje, że nieprzewodzona fala na Ziemi ze względu na deszcz, mgłę i zanieczyszczenia ulega pochłonięciu. Efekty termiczne, gradienty temperatur w powietrzu powodują zniekształcenia frontu falowego. Straty mocy są rzędu 3—8 dB/km (2—6,31 razy) przy deszczu, 3—10 dB/km (2—10 razy) przy

mgłę i 3—20 dB/km (2—100 razy) przy padającym śniegu. Z tego względu nie stosuje się swobodnej propagacji fali świetlnej ponad 20 km, gdyż moce laserów konieczne do zapewnienia trwałej łączności musiałyby być olbrzymie. Aby uniknąć tych niedogodności, stosuje się światłowody, które zachowują stałość parametrów w długim okresie czasu. Są dwa zasadnicze typy światłowodów. Jeden z nich zawiera prowadnicę oraz ustawione w niej w pewnych odległościach soczewki. Soczewki szklane lub gazowe ustawia się w odległościach równych podwojonej ogniskowej od siebie, dzięki czemu większość światła jest prowadzona wzdłuż osi światłowodu. Straty są tu rzędu 1 dB/km (1,26 raza) przy soczewkach oddalonych od siebie o kilkadziesiąt metrów. Światłowody te są jednak drogie ze względu na precyzję ustawienia soczewek i mimo bardzo dobrych własności ich zastosowanie ograniczone jest do małych odległości i systemów teletransmisji o dużych pojemnościach informacyjnych.

Znacznie prostsze i tańsze w produkcji są światłowody zbudowane z włókien szklanych o grubościach kilku mikrometrów i małym współczynniku załamania. Światło odbijając się wielokrotnie od ścianek nici (całkowite wewnętrzne odbicie) propaguje się ze stosunkowo małymi stratami. Splecione z wielu takich cienkich nitek giętkie przewody mają straty rzędu kilkunastu dB/km (kilkadziesiąt razy). Dla porównania w litym szkle straty mocy wynoszą 100 dB/km, tzn. 10^{10} razy.

Jak widać, jednak straty w światłowodach w obecnej chwili są znaczne i porównywalne ze stratami w wolnej przestrzeni. Konieczne jest więc wzmacnianie sygnału na drodze do odbiornika. Najpopularniejszą metodą jest wstawienie do toru lasera bez sprzężenia zwrotnego, tj. materiału laserującego bez zwierciadeł o odwróconym obsadzeniu poziomów energetycznych.

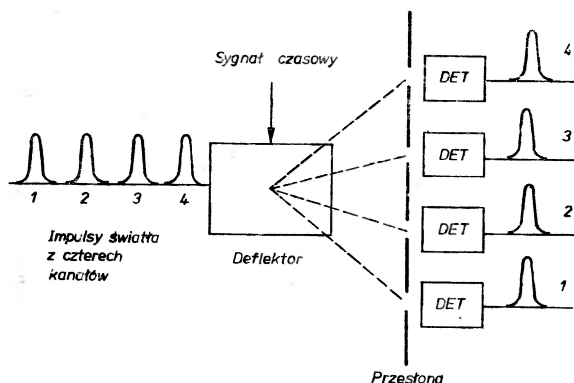
4. Detekcja

Sygnał zakodowany na fali nośnej świetlnej trzeba w odbiorniku oddzielić od fali nośnej. Technika ta nosi nazwę detekcji.

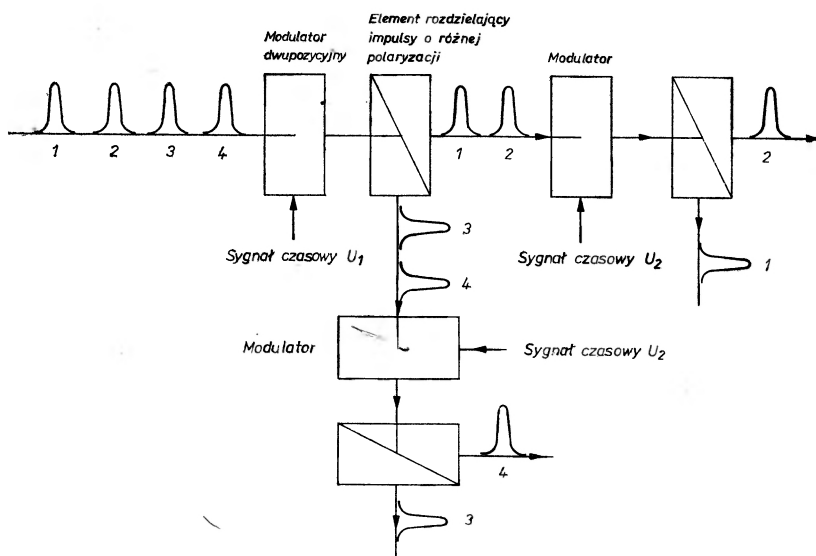
Detekcję niekoherentną (bezpośrednią) stosuje się przy stosunku mocy sygnału do mocy szumów większym od jedności. Polega ona na przetworzeniu obwiedni natężenia wiązki świetlnej na prąd elektryczny w fotopowielaczu (gdzie prąd fotoelektronów jest proporcjonalny do natężenia padającego światła) lub w fotodiodzie półprzewodnikowej (w której prąd w kierunku zaporowym jest modulowany padającym światłem). Detekcja taka jest ograniczona skończonym czasem przejścia elektronów między elektrodami i umożliwia detekcję sygnałów o częstotściach do 10^8 Hz.

Detekcja koherentna (heterodynowa lub homodynowa) polega na mieszaniu wiązki zmodulowanej z inną, niezmodulowaną wiązką spójną (z generatora lokalnego) i jest stosowana przy sygnałach bardzo słabych, na poziomie znacznie niższym niż poziom szumów.

Odbiornik składa się z układu soczewek zbierających sygnał i skupiających



Rys. 10. Sortowanie przestrzenne impulsów w odbiorniku



Rys. 11. Sortowanie czasowe impulsów w odbiorniku

go przez filtr pasmowy (dla zmniejszenia szumów) na detektorze. W przypadku światła zmodulowanego w sposób ciągły rozseparowanie poszczególnych sygnałów odbywa się na drodze elektronicznej. Natomiast w przypadku światła zmodulowanego impulsowo-kodowo sortowanie impulsów można przeprowadzić jeszcze na drodze optycznej. Są dwie możliwości takiej separacji sygnałów: sortowanie przestrzenne i czasowe. Rysunek 10 ilustruje zasadę oddzielenia od siebie impulsów na drodze odchylenia promienia świetlnego w taki sposób, by do poszczególnych detektorów docierały odpowiednie ciągi impulsów. Z kolei sortowanie impulsów tzw. czasowe w przypadku modulacji PCM-IM pokazuje rysunek 11. Impulsy mają zmienianą płaszczyznę polaryzacji za po-

mocą sygnału czasowego, tak że po przejściu kolejnego modulatora z „wielogłęziowego drzewa” zostają podzielone na jedne idące „w prawo” i drugie — idące „w lewo”.

5. Podsumowanie

Omówione powyżej elementy łącz optycznych są sprawdzonymi, działającymi urządzeniami. Głównym ograniczeniem w ich stosowaniu jest niska stosunkowo jakość i trwałość. Od urządzeń telekomunikacyjnych wymaga się trwałości 100 000 do 1 miliona godzin, gdy trwałość laserów wynosi najwyżej kilkadziesiąt tysięcy godzin. W łączności naziemnej brak ponadto jeszcze światłowodów o stratach rzędu 10 dB/km, tj. o stratach uznanych za możliwe do przyjęcia. Wg ocen ekspertów czołowych firm w tej dziedzinie (Bell Lab., ITT, Corning Glass) zamieszczonych w czasopiśmie „Optical Spectra” No. 6 z 1974 r., około roku 1980 powinny być w powszechnym użyciu systemy światłowodowe, zwłaszcza w obrębie wielkich aglomeracji miejskich i obejmą takie podstawowe dziedziny przekazywania informacji jak telewizja przewodowa, końcówki komputerowe i wideotelefony.

Literatura

- [1] *Laser Applications*, vol. II, wyd. Monte Ross, Pergamon Press, New York 1974.
- [2] M. Beesley, *Lasers and Their Application*, Taylor and Francis, 1971.
- [3] H. Klejman, K. Dzieciołowski, M. Rzewuski, *Lasery w telekomunikacji*, WNT, 1970.
- [4] *Proc. IEEE, Special Issue on Optical Communication* 58, No. 10 (1970).

Adam Sobiczewski

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Aktualny stan badań nad jądrami superciężkimi *

Present State in the Research on Superheavy Nuclei

Abstract: Present state of the theoretical predictions for the half-lives of superheavy and far-superheavy nuclei is reviewed. Prospects for existence of islands of deformed superheavy nuclei are also discussed. Problems connected with the synthesis of these nuclei are outlined.

1. Wstęp

Żywe zainteresowanie zagadnieniem jąder superciężkich pojawiło się od chwili opublikowania pracy [1], w której dokonano systematycznej, ilościowej analizy poprawki powłokowej do energii (czy masy) jąder atomowych, od najlżejszych do najcięższych. W wyniku tej analizy można było określić wpływ jaki poprawka ta ma na energię przejść α i β , a także na bariery na spontaniczne rozszczepienie jąder, a zatem i na czasy życia jąder względem tych procesów.

Okazało się, że dla znanych doświadczalnie jąder wpływ ten jest na tyle duży, by można było oczekiwać istnienia długożyciowych jąder superciężkich, tzn. jąder znacznie cięższych od wszystkich znanych dotychczas. Wystarczyło by w tak ciężkich jądrach, podobnie jak w jądrach znanych dotąd, występowała silna struktura powłokowa. Jądra bliskie jądrom podwójnie magicznym, tzn. jądrom o zamkniętej powłoce zarówno protonowej, jak i neutronowej, mogłyby być wtedy dostatecznie trwałe, by można je było wykryć doświadczalnie.

Szczegółowe badania teoretyczne doprowadziły do wniosku, że dobrym kandydatem na takie podwójnie magiczne jądro superciężkie jest jądro $^{298}114$ tzn. jądro o liczbie protonów $Z = 114$ i liczbie neutronów $N = 184$. Jądra

* Referat wygłoszony na XIII Zimowej Szkole Fizyki Jądrowej w Zakopanem, luty 1975 r. Oparty częściowo na wykładzie przeglądowym [12], wygłoszonym na Sympozjum Nobla w Ronneby (Szwecja) w czerwcu 1974 r.

położone w pobliżu niego tworzyłyby na mapie nuklidów wyspę jąder o podwyższonej trwałości. Oszacowania teoretyczne ich czasów życia dały wartości bardzo duże, rzędu 10^8 lat [2, 3]. Wyniki te stały się bezpośrednią przyczyną intensywnych poszukiwań tych jąder w próbkach ziemskich i księżycowych oraz w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym, a także prób ich syntezy z pomocą reakcji z ciężkimi jonami.

Istnieje już szereg prac przeglądowych poświęconych zagadnieniu jąder superciężkich (por. [4—12]).

Celem niniejszego artykułu jest przegląd wyników badań teoretycznych dokonanych w ostatnich czterech latach, tj. od chwili pojawienia się pracy przeglądowej [8]. Obejmuje on dokonane w tym czasie ulepszenia w oszacowaniach czasów życia jąder z otoczenia $^{298}114$, oszacowania czasów życia jąder znacznie jeszcze cięższych od jądra $^{298}114$, dyskusję hipotezy i oszacowań czasów życia jąder superciężkich zdeformowanych i wreszcie krótką dyskusję problemu syntezy jąder superciężkich.

2. Metody stosowane w oszacowaniach teoretycznych

Sprecyzujemy na początku, co chcemy oszacować. Są to przede wszystkim położenie wyspy lub wysp podwyższonej trwałości na mapie nuklidów oraz czasy połowicznego rozpadu jąder z tych wysp ze względu na trzy główne dla jąder ciężkich procesy rozpadu: spontaniczne rozszczepienie oraz rozpad α i β .

Jak wspomnieliśmy we wstępie, podwyższona trwałość jest efektem powłokowym. Szczególnie silne podwyższenie pojawia się więc dla jąder bliskich jądrum podwójnie magicznym. Liczb magicznych poszukuje się badając widma jednocząstkowe jąder. Odpowiadają one dużym przerwom energetycznym w tych widmach. Same widma otrzymuje się obliczając energie własne w możliwie realistycznych potencjałach jądrowych, jak np. potencjał Woodsa-Saxona.

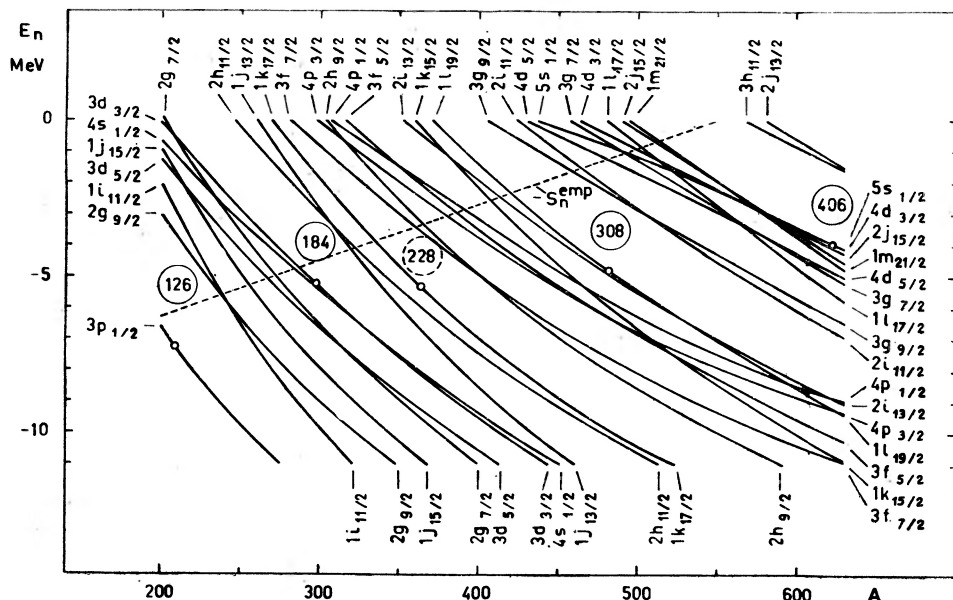
Rys. 1, zaczerpnięty z pracy [13], podaje przykład widma neutronowego obliczonego w potencjale Woodsa-Saxona, w funkcji liczby masowej A . Widać, że po znanej doświadczalnie liczbie magicznej $N = 126$, którą obliczenia dobrze odtwarzają, należy oczekiwać liczb $N = 184, 228, 308$ i 406 . Jest dosyć niespodziewane, że w jądrach nawet tak ciężkich, jak $A \approx 500-600$, gdzie gęstość pozicmów jest już bardzo duża, może wystąpić silna struktura powłokowa.

Ostatnio, oprócz widm otrzymanych w potencjałach fenomenologicznych, jak potencjał Woodsa-Saxona, zostały także otrzymane widma wyliczone metodą samozgodnych rachunków typu Hartree-Focka [14]. Okazuje się, że obie metody przewidują te same liczby magiczne, choć wartości odpowiednich przerw energetycznych różnią się.

W oszacowaniach czasów życia jąder superciężkich staramy się trzymać zasady pewnego pesymizmu, tzn. trzymać się raczej dolnej, niż górnej granicy tych czasów. Zanedbujemy więc wszelkie możliwe spowolnienia, czy wzbromienia w rozważanych rozpadach. Np. rozważamy z reguły czasy życia jąder

parzysto-parzystych pomijając w ten sposób spowolniający efekt jednej (jądra nieparzyste) lub dwu (jądra nieparzysto-nieparzyste) cząstek nieparzystych na proces rozpadu. W znanych doświadczalnie jądrach aktywności efekt taki jest silny i wydłuża czas życia o 1—5 rzędów.

Oszacowanie czasu życia ze względu na rozpad α , T_α , i rozpad β , T_β , wymaga znajomości energii tych rozpadów Q_α i Q_β . Energie te możemy otrzymać znając energie całkowite (lub masy) jąder: początkowego i końcowego. Więcej informacji wymaga oszacowanie czasu życia ze względu na spontaniczne rozszczepienie T_{st} . Proces ten, polegający na przeniknięciu jądra przez barierę potencjalną



Rys. 1. Energie poziomów neutronowych w funkcji liczby masowej A dla jąder bardzo ciężkich

względem jego deformacji, wymaga znajomości dwu wielkości. Jedna, to sama bariera, tzn. zależność energii potencjalnej jądra od jego deformacji. Druga, to bezwładność jądra na deformację. Opisywana jest ona przez parametr bezwładności (parametr masowy) B , który jest, podobnie jak energia potencjalna, funkcją deformacji.

Energię całkowitą jądra wylicza się zwykle tzw. metodą makroskopowo-mikroskopową. Jest to metoda fenomenologiczna, polegająca na przedstawieniu tej energii jako złożonej z części makroskopowej E_{LD} , opisywanej przez model kropłowy, oraz części mikroskopowej opisującej poprawkę powłokową do energii. Energia zatem jako funkcja liczby protonów Z , neutronów N i deformacji def , ma w tej metodzie postać

$$E(Z, N, def) = E_{LD}(Z, N, def) + E_{SHELL}(Z, N, def). \quad (1)$$

Przedstawienie takie pochodzi stąd, że model kropłowy, średnio rzecz biorąc, opisuje bardzo dobrze energię jądra zarówno w funkcji Z i N , jak i w funkcji deformacji. Odchylenia jednak od tych średnich zależności, choć względnie bardzo małe (tysięczne części procenta dla ciężkich jąder), są decydujące dla wielu procesów. Większość procesów bowiem nie zależy od całkowitej masy jądra, ale od różnicy mas. Może to być różnica mas jąder sąsiednich lub nawet tego samego jądra w różnych stanach, w szczególnym przypadku w stanach różniących się deformacją. W tych wszystkich przypadkach odchylenia mas od średnich wartości opisywanych modelem kropłowym mogą być już względnie duże. Odchylenia te są głównie efektem powłokowym. Wyliczane są one zwykle metodą Strutinskiego [15].

Ostatnio, energia jąder ciężkich była wyliczana także metodą czysto mikroskopową [14], mianowicie metodą samozgodnych rachunków typu Hartree-Focka, wychodzących z efektywnego oddziaływania dwucząstkowego Skyrme'a.

Parametr masowy B obliczany jest zwykle dwiema metodami: fenomenologicznie i mikroskopowo. Metoda fenomenologiczna dopasowuje B do znanych doświadczalnie czasów życia T_{st} aktywności, opierając się na obliczonych, możliwie realistycznych barierach potencjalnych. Następnie, przyjmując hydrodynamiczną zależność B od liczby masowej A ($B \approx A^{5/8}$), przenosi ona wyniki otrzymane dla aktywności na obszar jąder superciężkich. Pierwsza taka analiza [2] dała wynik

$$B^{\text{phen}} \approx 0,054 A^{5/8} \hbar^2 (\text{MeV}^{-1}). \quad (2)$$

Metoda mikroskopowa [16, 17], stosowana dotąd, opiera się na modelu wymuszonej, powolnej deformacji jądra. Badając zmianę struktury wewnętrznej (mikroskopowej) jądra wskutek tej deformacji jesteśmy w stanie obliczyć parametr masowy.

3. Wyniki oszacowań

Jak wspomniano już we wstępie, obliczenia widm jednocząstkowych wskazują, że kandydatem na podwójnie magiczne jądro superciężkie, najbliższe obszarowi doświadczalnego, jest jądro $^{298}114$. Dla jąder z jego otoczenia zatem należało przeprowadzić oszacowania czasów życia.

Przyjrzyjmy się wynikom, głównie najnowszym, tych oszacowań, zaczynając od wielkości pomocniczych decydujących o czasach życia.

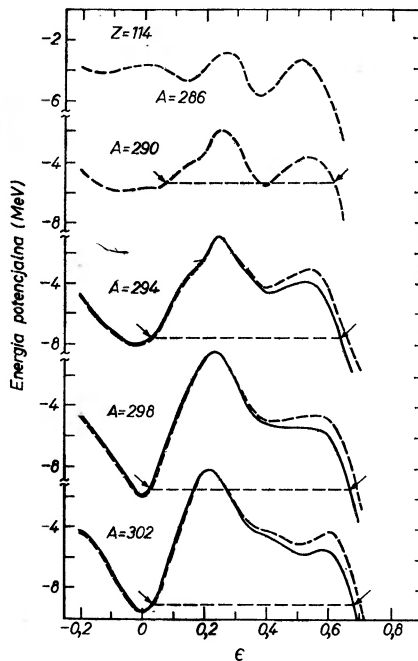
3.1. Bariery potencjalne

Praktycznie we wszystkich przeprowadzonych dotąd obliczeniach używano statycznej bariery potencjalnej na rozszczepienie. Bariere taką otrzymuje się idąc od deformacji odpowiadającej stanowi równowagi jądra do deformacji, przy której jądro rozdziela się na dwa fragmenty, wzdłuż drogi minimalnej energii potencjalnej. Deformacje, czy kształty jądra odpowiadające tej drodze są na ogół dosyć skomplikowane. Położenie punktu bieżącego na niej opisywane

jest przez jeden parametr swobodny. Np. przy rozkładzie deformacji na składowe multipolowe, parametrem tym może być składowa kwadrupolowa. Pozostałe składowe wyznaczone już będą z warunku minimum energii potencjalnej.

Okazuje się, że dla jąder superciężkich, dzięki silnemu oddziaływaniu coulombowskiemu (duże Z), bariery potencjalne są cienkie i z dobrym przybliżeniem wystarczają do ich opisu dwie składowe: kwadrupolowa (multipolowość 2) i heksadekapolowa (multipolowość 4). Pierwsza z nich opisuje wydłużenie jądra, druga jego przewężenie — tworzenie się „szyjki” —, które prowadzi do podziału na dwa fragmenty.

Rys. 2, zaczerpnięty z pracy [18], podaje przykłady barier potencjalnych dla kilku izotopów jądra o $Z = 114$. Widać, że wysokości barier są duże. Dla jądra podwójnie magicznego $^{298}114$ wysokość ta jest ok. 9 MeV.



Rys. 2. Bariery potencjalne na rozszczepienie, obliczone dla kilku izotopów o liczbie protonów $Z = 114$

Bariery te pojawiają się prawie wyłącznie dzięki efektowi powłokowemu. Bariery bowiem otrzymane z modelu kropłowego dla tych jąder są bardzo małe (mniejsze niż 1 MeV) i przy takich barierach następowałoby niemal natychmiastowe rozszczepienie.

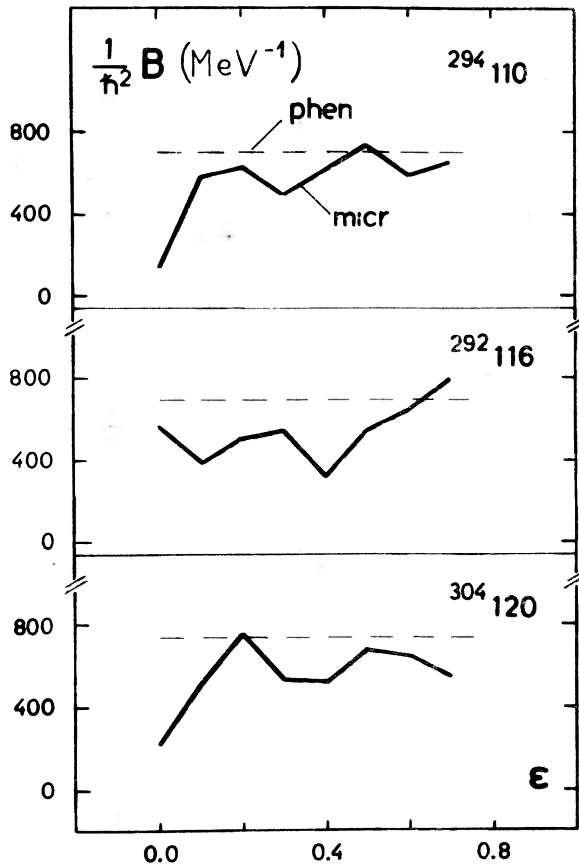
Na rys. 2 ϵ jest parametrem kwadrupolowej składowej deformacji [19, 20]. Dla orientacji, wartość $\epsilon = 0$ odpowiada kształtowi kulistemu, a wartość $\epsilon = 0,6$ odpowiada wydłużeniu jądra, przy którym stosunek dużej półosi c do małej a wynosi 2.

Bariery na rys. 2 otrzymane zostały z pomocą potencjału Nilssona [19, 20]. Zastosowanie potencjału Woodsa-Saxona prowadzi do barier jeszcze o 2—3 MeV wyższych.

Otrzymane ostatnio pierwsze wyniki oparte o samozgodne rachunki typu Hartree-Focka dają zaś bariery o ok. 2 MeV niższe [14].

3.2. Parametry masowe B

Rys. 3, zaczerpnięty z pracy [12], podaje przykłady wyników ostatnich obliczeń mikroskopowych parametru masowego dla kilku jąder superciężkich. Dla porównania podano także (linia przerywana) wartości fenomenologiczne



Rys. 3. Zależność parametru masowego, otrzymanego z obliczeń mikroskopowych, od deformacji jądra, dla kilku jąder superciężkich. Dla porównania podano wartości fenomenologiczne (linia przerywana)

otrzymane ze starszej analizy [2]. Widać, że wartości mikroskopowe są średnio tylko o ok. 10% niższe od fenomenologicznych. Jest to przyjemny fakt. Obliczenia mikroskopowe bowiem oparte są na stosunkowo prostym modelu, dy-

skutowanym obszernie w pracach [16, 17, 21, 22]. Poza tym są one czule na parametry wewnętrznej struktury jądra, których nie znamy zbyt dokładnie.

Ostatnio została przeprowadzona [23] obszerna, znacznie dokładniejsza od poprzedniej [2], analiza fenomenologiczna parametrów masowych jąder aktywności. Jest ona lepsza od poprzedniej z dwu powodów. Jeden, to użycie lepszych, bliższych do eksperymentu barier potencjalnych. Drugi, to przyjęcie bardziej realistycznej zależności B od deformacji. W szczególności, parametr B w tej analizie spełnia warunek asymptotyczny, wymagający, by B zmierzało do zredukowanej masy fragmentów rozszczepienia, gdy deformacja jądra dąży do punktu rozerwania.

Okazuje się, że nowe wartości fenomenologiczne są średnio o ok. 20% niższe od starych, a więc o ok. 10% niższe od wartości mikroskopowych. Wartości mikroskopowe pozostają więc nadal bliskie fenomenologicznym.

3.3. Czasy życia

Właściwie wszystkie obliczenia przeprowadzone dotychczas przewidują najdłuższy czas życia dla jąder $^{264}110$. Same wartości tego czasu różnią się w różnych pracach, w większości z nich jednak stosunkowo niedużo.

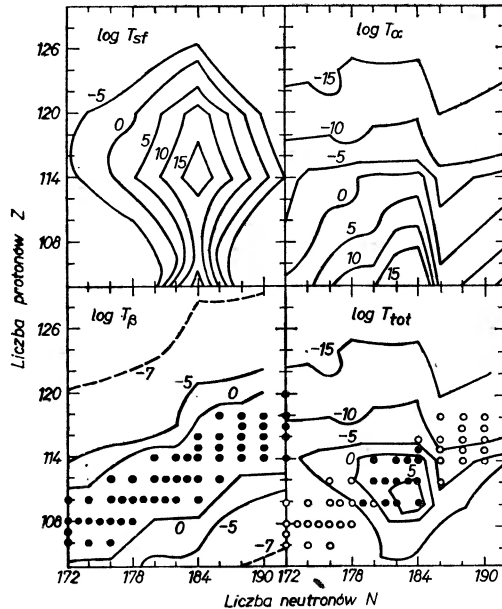
Jak wspomniano już we wstępie (por. także [8]), pierwsze oszacowania teoretyczne tego czasu [2, 3], oparte o potencjał Nilssona [19, 20], dały wartość rzędu 10^8 lat, a więc bardzo dużą. Stało się to bezpośrednią przyczyną poszukiwania pierwiastków superciężkich w naturze.

Zastosowanie potencjału Woodsa-Saxona dało wynik jeszcze o 5 rzędów większy [17], a zastosowanie potencjału nielokalnego, skonstruowanego z oddziaływania Yukawy — wynik o 1,5 rzędu większy [24]. Ta ostatnia praca [24] jest szczególnie obszerną i kompletną analizą czasów życia jąder superciężkich. Po raz pierwszy wyliczono w niej czasy życia ze względu na rozpad β dla jąder superciężkich niestabilnych względem tego procesu. Ze względu na zastosowany potencjał nielokalny, była też ona bardzo pracochłonna. Dała jednak ostatecznie wyniki zbliżone do wyników pracy [25] stosującej potencjał lokalny. Rys. 4 przedstawia główne wyniki pracy [24]. Największy czas życia (otrzymany dla jądra $^{294}110$) wynosi tu $10^{9.4}$ lat.

Najnowsze obliczenia [26] używające barier uwzględniających dodatkowo stopnie swobody w deformacji jądra oraz nowych parametrów masowych fenomenologicznych dały rezultat mniejszy, rzędu 10^5 lat. Należy podkreślić, że w obliczeniach tych dodatkowe stopnie swobody w barierze nie zostały bezpośrednio uwzględnione w parametrze masowym i dokonanie tego może podwyższyć z powrotem ten wynik.

Reasumując wyniki otrzymane metodą makroskopowo-mikroskopową możemy stwierdzić, że maksymalny czas życia otrzymany jest w granicach 10^5 — 10^{13} lat, a więc 10^9 lat plus minus 4 rzędy. Biorąc pod uwagę bardzo różne potencjały jednocząstkowe, różne parametry masowe B , a nawet dosyć różne parametry modelu kropłowego występujące w formie masowej, należy uznać ten rozrzut za stosunkowo mały.

Znacznie odmiennych wartości dostarczają rachunki samozgodne typu Hartree-Focka. Otrzymany ostatnio wynik [14] dla jądra $^{294}_{110}$ wynosi ok. 50 godzin (T_a). Jest to pierwsza na razie i pewnie nie ostatnia wartość otrzymana tą metodą. Bazuje ona na stosunkowo prostym efektywnym oddziaływaniu Skyrme'a.



Rys. 4. Mapy czasów życia ze względu na spontaniczne rozszczepienie, rozpady α i β oraz wychwyty elektronowy, a także mapa całkowitego czasu życia, otrzymane w pracy [24]. Liczby przy liniach stałego czasu oznaczają logarytmy dziesiętne tych czasów podanych w latach.

Kółka (pełne i puste) oznaczają jądra β -stabilne

Jeśli przyjąć ten wynik, to nie możemy naturalnie oczekiwać pierwiastków superciężkich w naturze. Wciąż jednak możemy oczekiwać syntezy i zbadania ich własności w warunkach laboratoryjnych.

4. Możliwość istnienia dalekich jąder superciężkich („super-superciężkich”)

Naturalne jest pytanie czy poza wyspą z otoczenia jądra $^{298}_{114}$ możemy oczekiwać jeszcze innych wysp podwyższonej trwałości, w szczególności wysp jąder znacznie cięższych od jądra $^{298}_{114}$. Byłyby to dalekie jądra superciężkie lub „super-superciężkie”, jak niektórzy je nazywają.

Badania nad tym problemem prowadzone były początkowo [27, 28] wyłącznie w oparciu o potencjał Nilssona, ekstrapolując parametry tego potencjału ku dużym liczbom masowym A . Ekstrapolacje te przewidują dla protonów silną powłokę przy $Z = 164$ jako następną po powłoce przy $Z = 114$. Nie dają one jednak wyraźnych powłok dla neutronów powyżej $N = 184$. Te, które

otrzymuje się, są słabe i czułe na zmiany parametrów potencjału. W związku z tym, także czasy życia dla odpowiadających im jąder są małe i czułe na zmiany parametrów. I tak, największe czasy życia otrzymane w pracy [28] są rzędu 10^{-2} s i występują dla jąder w pobliżu jądra $^{466}164$.

Wadą ekstrapolacji opartych o potencjał Nilssona jest fakt, że parametry tego potencjału znamy tylko dla dwóch wartości A . Mianowicie dla A odpowiadających środkom obszarów jąder zdeformowanych: ziem rzadkich i aktywnowców, dla których opisu potencjał ten został stworzony. Ponadto parametry te różnią się znacznie dla tych dwu wartości, sugerując silną zależność od A .

Dogodniejszy do ekstrapolacji w liczbie masowej A wydaje się potencjał Woodsa-Saxona ze względu na słabą zależność jego parametrów od A , zbadaną w całym zakresie doświadczalnym A . Potencjał Nilssona zaś wydaje się korzystny do badania jedynie samej zależności struktury jądra od deformacji, którą to zależność, mimo swojej prostoty, opisuje dobrze.

Taki punkt widzenia przyjęty został w przeprowadzonych ostatnio badaniach nad dalekimi jądrami superciężkimi [29].

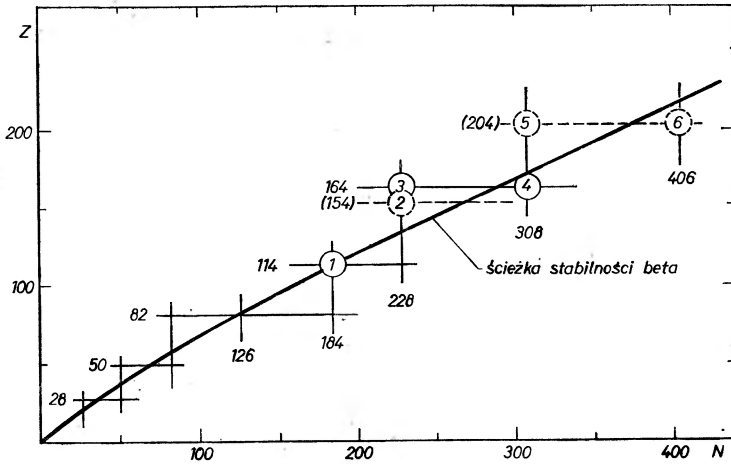
Badania widm jednocząstkowych neutronowych, oparte o potencjał Woodsa-Saxona [13] i zilustrowane na rys. 1, wskazują, że możemy oczekiwać silnych powłok neutronowych dla jąder jeszcze znacznie cięższych od $^{298}114$.

Rysunek analogiczny do rys. 1, sporządzony dla protonów [13] wskazuje, że kandydatami na liczby magiczne następne po $Z = 114$ są $Z = 164$ (tzn. ta sama, co w pracach [27, 28]), a także liczba $Z = 154$. Skojarzenie ich z kandydatami na neutronowe liczby magiczne $N = 228$ i $N = 308$, widoczne na rys. 1, dają na jądra podwójnie magiczne, następne po $^{298}114$ i jednocześnie najbliższe do ekstrapolowanej ścieżki stabilności β , jądra: $^{382}154$, $^{392}164$ i $^{472}164$. Oznaczamy odpowiadające im wysepki podwyższonej trwałości dalekie przez odpowiednio ②, ③ i ④, w odróżnieniu od wyspy ① najbliższej obszarowi doświadczalnemu, a utworzonej wokół jądra $^{298}114$ i omówionej powyżej. Zilustrowane to jest na rys. 5.

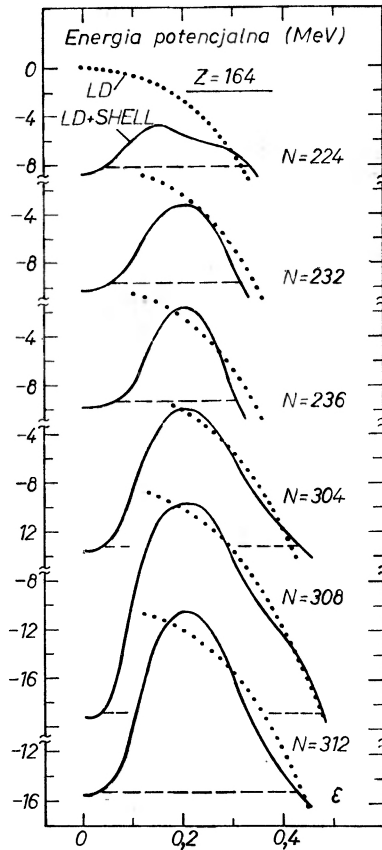
Położone blisko siebie wyspy ② i ③ możemy właściwie traktować jako jeden obszar podwyższonej trwałości ②—③.

Powstaje pytanie, jak dużej trwałości możemy oczekiwać od jąder z obszarów ②—③ i ④.

Systematyczne badania przeprowadzone zostały w pracy [29]. Rys. 6, zaczerpnięty z tej pracy, pokazuje przykłady barier, jakie otrzymuje się, dla kilku jąder zarówno z obszaru ③ ($N \approx 228$), jak i ④ ($N \approx 308$). Są to bariery dla kilku izotopów o $Z = 164$. Widoczne jest, że wszystkie bariery pochodzą z efektu powłokowego. Przebieg energii otrzymanej z samego modelu kropłowego (linie kropkowane) nie daje żadnej bariery i w ramach tego modelu rozszczepienie pokazanych jąder byłoby natychmiastowe. Dzięki silnemu efektowi powłokowemu wysokość barier jest duża: w obszarze ③ do ok. 8 MeV, a w obszarze ④ do ok. 17 MeV. Fakt, że bariery w obszarze ③ są niższe niż w ④, pochodzi z dwu przyczyn. Jedna, że powłoka $N = 228$ jest słabsza (mniejsza przerwa energetyczna) niż $N = 308$. Druga, to większy stosunek ilości



Rys. 5. Położenie przewidywanych jąder superciężkich na mapie nuklidów. Zaznaczone są doświadczalne oraz hipotetyczne liczby magiczne, a także doświadczalna ścieżka stabilności beta oraz jej ekstrapolacja

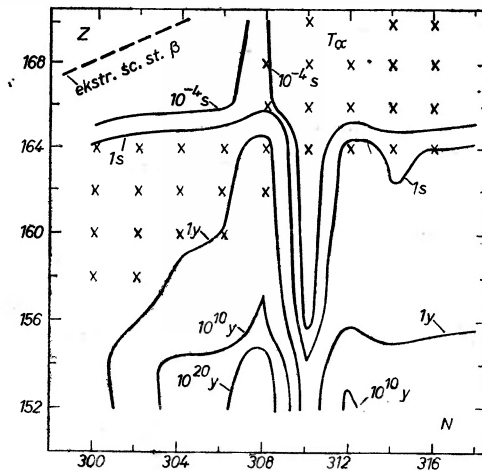


Rys. 6. Bariery na rozszczepienie dla kilku izotopów o $Z = 164$, otrzymane w pracy [29]. Zaznaczony jest wkład energii kropelowej (LD) do tych barier

protonów do neutronów w jądrach ③ niż ④, a więc i większe oddziaływanie coulombowskie. Ten drugi fakt powoduje także, że bariery w obszarze ③ są cieńsze niż w ④ i w efekcie czasy życia na rozszczepienie też są krótsze. Ogólnie, dzięki silnemu oddziaływaniu coulombowskiemu (duże Z) bariery jąder dalekich superciężkich są cieńsze niż jąder z obszaru ①, co widać też bezpośrednio z porównania rys. 6 z rys. 2.

Obliczenia czasów życia dają wartości znacznie mniejsze dla obszaru ②—③ niż dla obszaru ④.

Największy czas dla obszaru ②—③, otrzymany dla jąder z otoczenia $^{392}154$ i $^{386}158$, jest rzędu zaledwie nanosekund. Przyczyną jest tu, oprócz dużego Z , wspomniany duży stosunek liczby protonów do neutronów. Powoduje to bardzo krótkie czasy życia ze względu na rozpad α i one decydują o krótkich całkowitych czasach życia dla jąder tego obszaru. Naturalnie, silny nadmiar protonów powoduje także skrócenie czasów życia ze względu na rozpad β , T_β , które nie były wyliczane dla tego obszaru. Ze względu jednak na stosunkową



Rys. 7. Mapa czasów życia ze względu na rozpad α , T_α dla jąder obszaru ④. Kropki lub krzyżki oznaczają położenie jąder β -stabilnych, otrzymane z rachunków mikroskopowych. Zaznaczone jest także położenie ekstrapolowanej empirycznej ścieżki stabilności beta

powolność rozpadu β (za proces ten odpowiedzialne są oddziaływania słabe) można oczekiwać, że czasy te są dłuższe od T_α i nie mają wobec tego wpływu na czasy całkowite.

Największy czas dla obszaru ④, otrzymany dla jąder $^{470}162$ lub $^{468}160$ (zażenie od wariantu rachunku), jest rzędu 10^5 - 10^7 lat, a więc bardzo duży. Fakt, że czas ten jest znacznie większy od czasów otrzymanych dla obszaru ②—③, pochodzi z dwu przyczyn, wspomnianych już przy omawianiu barier na rozszczepienie. Jedna, to że powłoka $N = 308$ jest silniejsza od powłoki $N = 228$, a druga to mniejszy stosunek liczby protonów do neutronów (a więc słabsze efekty coulombowskie) w jądrach obszaru ④ niż obszaru ②—③. Daje to znaczny

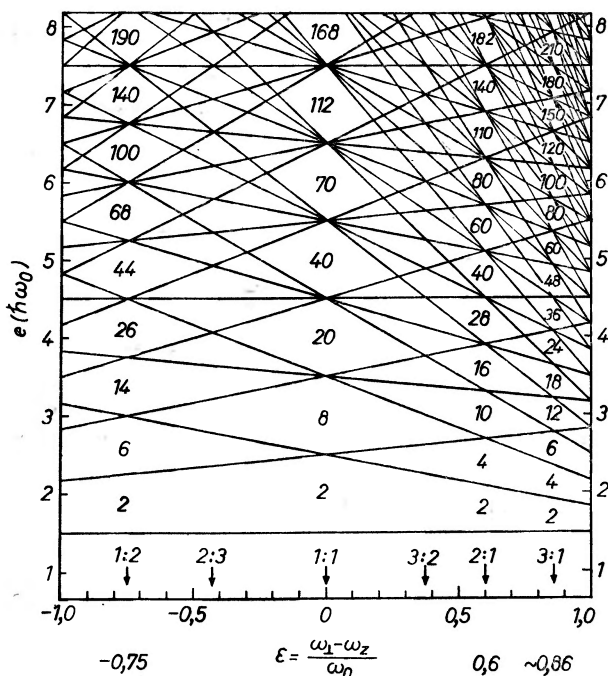
wzrost czasów życia ze względu zarówno na rozszczepienie, jak i rozpad α przy przejściu z obszaru ②—③ do ④. Ponadto, stosunek liczby protonów do neutronów w jądrach obszaru ④ jest taki, że jądra położone w pobliżu środka tego obszaru okazują się β -stabilne. Widoczne to jest z rys. 7, który, oprócz podania położenia jąder β -stabilnych w obszarze ④, ilustruje czasy życia na rozpad α w tym obszarze. Dla prawie wszystkich jąder objętych rysunkiem 7 mamy $T_{\text{sf}} > T$, tak że T_{α} podaje całkowity czas życia ze względu na oba procesy. Wśród jąder β -stabilnych, największy czas T_{α} , a więc i czas całkowity ze względu na wszystkie trzy procesy, jest rzędu 10^5 - 10^7 lat, jak wspomniano już powyżej. Fakt, że czasy T_{sf} są dla obszaru ④ tak duże, pochodzi stąd, że bariery potencjalne są bardzo wysokie (choć cienkie), jak widzieliśmy to na rys. 6, oraz że jednocześnie duże są wartości parametrów masowych.

5. Możliwość istnienia jąder superciężkich zdeformowanych

To, co mówiliśmy dotychczas, stanowi przegląd prac teoretycznych nad jądrami superciężkimi wykonanych do czasu Sympozjum Nobla, które odbyło się w czerwcu 1974 r. w Ronneby w Szwecji (por. [30]). Wszystkie te prace dotyczyły jąder superciężkich sferycznych. W czasie Sympozjum, które było pierwszą konferencją poświęconą wyłącznie zagadnieniu jąder superciężkich, A. Bohr zwrócił uwagę, że a priori możemy spodziewać się także istnienia jąder superciężkich zdeformowanych. Pochodzi to stąd, że struktura powłokowa pojawia się, poza kształtem sferycznym, także przy pewnych kształtach zdeformowanych jądra (por. [31]). Struktura ta jest z reguły słabsza niż przy kształcie kulistym, który ma najwyższy stopień symetrii. Należy zatem oczekiwać, że i trwałość jąder superciężkich zdeformowanych będzie mniejsza niż sferycznych. Z drugiej strony jednak może się okazać, że proces otrzymywania ich może być ułatwiony w stosunku do otrzymywania jąder sferycznych. Przede wszystkim z dwu następujących przyczyn. Jedna, to fakt, że liczby magiczne dla jąder zdeformowanych są różne od liczb magicznych dla jąder kulistych. Może więc zdarzyć się, że wyspa jąder superciężkich zdeformowanych będzie usytuowana na mapie nuklidów dogodniej dla eksperymentu niż wyspa jąder sferycznych. Np. jądro sferyczne $^{294}110$ jest za bogate w neutrony dla bezpośredniej syntezy w reakcjach z ciężkimi jonami i można go oczekiwać jedynie jako produktu dość specjalnych łańcuchów rozpadu jądra złożonego otrzymywanego w reakcjach [24]. Drugą przyczyną to okoliczność, że jądro złożone powstające w procesie syntezy dwóch ciężkich jąder charakteryzuje się najprawdopodobniej kształtem niesferycznym i prawdopodobieństwo jego przejścia do stanu podstawowego odpowiadającego konfiguracji zdeformowanej może być większe od prawdopodobieństwa przejścia do stanu sferycznego.

Pojawienie się struktury powłokowej przy kształtach zdeformowanych jądra zilustrowane jest na rys. 8. Przedstawia on przebieg poziomów energetycznych z deformacją, dla przypadku czystego oscylatora harmonicznego.

Deformacja, opisywana parametrem ε , odpowiada elipsoidalnym kształtom potencjału o symetrii osiowej. Widoczne jest, że struktura powłokowa pojawia się przy kształtach odpowiadających prostym stosunkom półosi elipsoidy w kierunku osi symetrii a i półosi w kierunku prostopadłym c . Najsilniejsza struktura pojawia się przy $a:c = 1:1$ (kształt kulisty), potem przy $a:c = 1:2$ (kształt spłaszczony — dysk), $a:c = 2:1$ (kształt wydłużony — cygaro), $a:c = 3:1$ itd. Przy bardziej realistycznym potencjale obraz nie jest tak prosty, jak na rys. 8. Uwzględnienie oddziaływania spin-orbita oraz bardziej realistycznej zależności radialnej potencjału zmienia w pewnym stopniu liczby magiczne odpowiadające kształtom zdeformowanym i same kształty, przy których



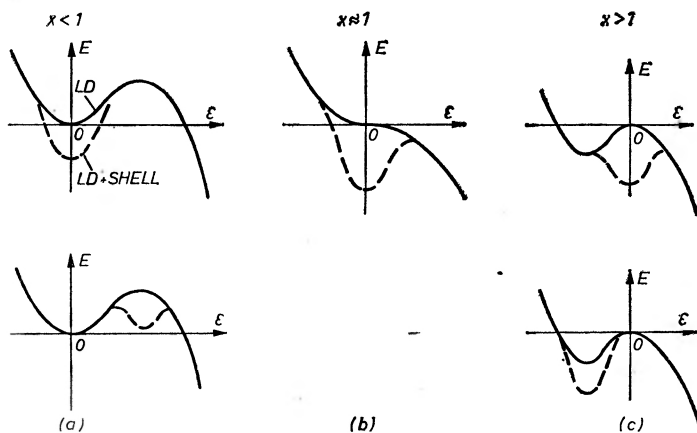
Rys. 8. Przebieg poziomów energetycznych z deformacją dla osiowo symetrycznego oscylatora harmonicznego

pojawia się najsilniejsza struktura powłokowa. Same efekty powłokowe przy kształtach zdeformowanych pozostają jednak.

Powstają teraz pytania, kiedy struktura powłokowa daje najsilniejsze efekty na najbardziej krytyczny proces dla jąder bardzo ciężkich, mianowicie na spontaniczne rozszczepienie. Jak widzieliśmy w poprzednich paragrafach, trwałość jąder superciężkich względem tego procesu pochodzi właściwie wyłącznie z efektów powłokowych. Otóż efekty te są najsilniejsze, dają najgłębsze minima w energii potencjalnej, gdy nakładają się, zgodnie z równaniem (2), na energię kropłową w jej punktach stacjonarnych, tzn. w punktach najsłab-

szej zależności energii kropłowej od deformacji. Punkty te pojawiają się przy różnych deformacjach w jądrach o różnej liczbie atomowej Z , a dokładniej — o różnym parametrze rozszczepialności $x \approx \frac{1}{50} Z^2/A$.

Rys. 9 podaje orientacyjny przebieg kropłowej energii potencjalnej (linia ciągła) dla trzech przypadków: $x < 1$, $x \approx 1$ i $x > 1$. Widoczne jest, że w przypadku $x < 1$ punkt stacjonarny pojawia się przy kształcie kulistym (minimum) oraz przy kształcie wydłużonym (maksimum). Zależnie od tego, czy mamy do

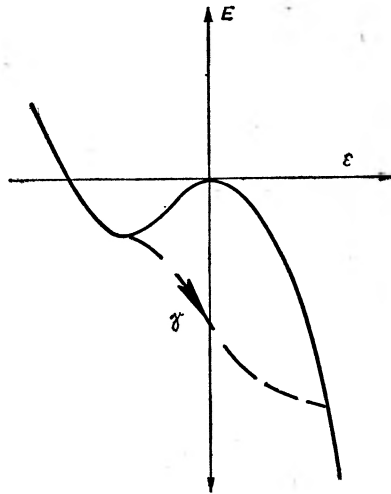


Rys. 9. Orientacyjny przebieg kropłowej energii potencjalnej (LD) z deformacją dla trzech przypadków wartości parametrów rozszczepialności: $x < 1$, $x \approx 1$ i $x > 1$. Linia przerywana oznaczono przebieg energii potencjalnej po dodaniu poprawki powłokowej (LD + SHELL). Zilustrowane są dwie możliwości: jądra magicznego sferycznego (górne wykresy) i jądra magicznego zdeformowanego, w którym duża poprawka powłokowa pojawia się przy deformacji odpowiadającej punktowi stacjonarnemu energii kropłowej (dolne wykresy)

czynienia z jądrem magicznym sferycznym (np. ^{208}Pb) czy magicznym zdeformowanym (np. jądra w otoczeniu ^{242}Am), efekt powłokowy daje nam pogłębienie minimum sferycznego (przypadek górny na rys. 9a), bądź też utworzenie drugiego minimum w energii potencjalnej (przypadek dolny). Ten ostatni przypadek odpowiada znanym obiektom fizycznym. Mianowicie rozszczepiającym się izomerom, będącym stanami jądrowymi w tym drugim minimum. Przypadek $x \approx 1$ odpowiada już jądrům superciężkim. Widać, że mamy tu tylko jeden punkt stacjonarny, przy kształcie kulistym, i zatem największe szanse na jądra sferyczne.

Przy $x > 1$ (jądra superciężkie bogate w protony albo dalekie jądra superciężkie) występują dwa punkty stacjonarne: przy kształcie kulistym (maksimum) i kształcie spłaszczonym (minimum). Daje to szanse na jądra superciężkie zarówno sferyczne, jak i zdeformowane. Żeby jednak zdać sobie dokładnie sprawę, jaka jest szansa na jądra zdeformowane, należy zwrócić uwagę,

że minimum w energii kropłowej na rys. 9c przestaje być minimum, a staje się punktem siodłowym, jeśli dopuścić kształty nieosiowe jądra. Wtedy bowiem od kształtu spłaszczonego jądra można przejść do kształtu wydłużonego nie przechodząc przez kształt kulisy. Okazuje się przy tym, że przy takim przejściu przez deformacje nieosiowe (opisywane zwykle parametrem γ) energia kropłowa cały czas maleje, jak podano schematycznie na rys. 10. Jedyne poprawka



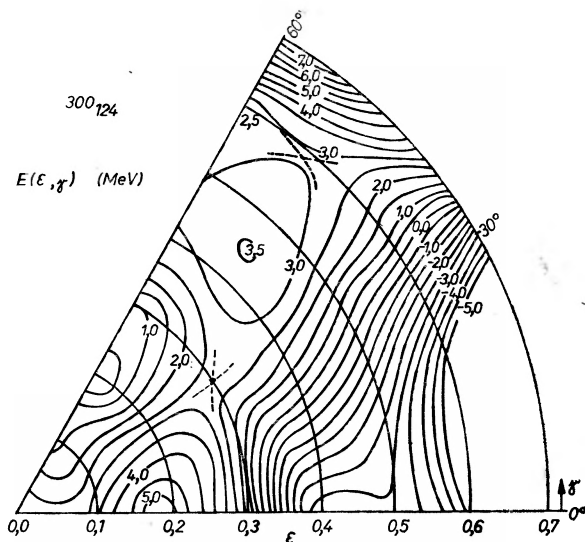
Rys. 10. Schematyczna ilustracja faktu, że punkt stacjonarny kropłowej energii potencjalnej, odpowiadający deformacji ujemnej, jest punktem siodłowym, z którego jądro może przejść do punktu rozerwania poprzez deformację nieosiową γ bez pokonywania jakiejkolwiek bariery

powłokowa może z punktu siodłowego odpowiadającego kształtowi spłaszczonemu uczynić prawdziwe minimum.

Systematyczne badanie możliwości istnienia wysp jąder superciężkich zdeformowanych przeprowadzone zostało w pracy [32]. Otrzymano, że najlepszymi kandydatami na takie wyspy są jądra wokół $^{300}_{124}$ oraz $^{308}_{136}$.

Wykres energii potencjalnej jądra $^{300}_{124}$, traktowanej jako funkcja zarówno deformacji osiowej ϵ , jak i nieosiowej γ , podany jest na rys. 11 (zaczepnięty z pracy [32]). Widać, że z minimum energii otrzymanego przy kształcie spłaszczonym ($\gamma = 60^\circ$) można wydostać się pokonując barierę o wysokości zaledwie 2,5—3,0 MeV. Zachowując osiową symetrię, tzn. idąc wzdłuż linii $\gamma = 60^\circ$ (jądro osiowo symetryczne spłaszczone) i linii $\gamma = 0^\circ$ (jądro osiowo symetryczne wydłużone) musielibyśmy pokonać barierę o wysokości ponad 5 MeV. Wskutek niskiej (2,5—3,0 MeV) i cienkiej jednocześnie bariery, obliczone czasy życia na spontaniczne rozszczepienie są zaledwie rzędu 10^{-17} — 10^{-14} s.

Dla jądra $^{308}_{136}$, mimo silnej poprawki powłokowej, dostaje się barierę o wysokości zaledwie ok. 0,5 MeV. Oznacza to prawie natychmiastowe rozszczepienie się tego jądra.



Rys. 11. Energia potencjalna jądra $^{300}_{124}$ jako funkcja dwu zmiennych: deformacji osiowej ϵ i nieosiowej γ

Zatem, zgodnie z pracą [32], dla jąder superciężkich zdeformowanych możemy oczekiwać tylko bardzo krótkich czasów życia, rzędu czasów życia jądra złożonego.

6. Zagadnienie syntezy jąder superciężkich

Zajmowaliśmy się dotychczas wyłącznie oszacowaniami teoretycznymi trwałości jąder superciężkich i ich położenia na mapie nuklidów. Interesował nas tylko oczekiwany czas życia, w przypadku wytworzenia tych jąder w stanie podstawowym.

Równie ważną jednak sprawą jest zbadanie samej możliwości ich wytworzenia i to właśnie w stanie podstawowym.

Wydaje się, że o ile w pierwszej kwestii sporo już zostało zrobione, to w drugiej — jesteśmy na samym początku badań.

Możemy oczekiwać, że jądra superciężkie mogły lub mogą być utworzone na dwu drogach: drogą szybkiego wychwyty neutronów w silnym strumieniu neutronowym (proces r , por. [33]) lub z pomocą reakcji z ciężkimi jonami.

Droga procesu r przebiega w pobliżu linii zerowej energii wiązania neutronu, $B_n = 0$, tzn. w pobliżu linii, na której jądra stają się niestabilne względem emisji neutronu. Linia ta dla jąder ciężkich leży daleko od ścieżki stabilności beta, w kierunku neutrono-nadmiarowym. Oszacowania własności jąder leżących na drodze procesu r wymagają zatem dalekiej ekstrapolacji od obszaru doświadczalnego i są odpowiednio mało pewne. Ostatnie oszacowania zdają się wskazywać, że utworzenie jąder superciężkich na drodze procesu

r jest mało prawdopodobne [34, 35]. Wzrost nadmiaru neutronów bowiem szybko obniża barierę na rozszczepienie (poprzez obniżenie energii powierzchniowej jądra na skutek wzrostu członu symetrii w tej energii) i wydaje się, że w rejonie procesu r staje się ona porównywalna z energią wiązania neutronu. Dołączenie zatem neutronu do jądra powodowałoby natychmiastowe jego rozszczepienie, zatrzymując proces r .

Z syntezą pierwiastków superciężkich drogą reakcji z ciężkimi jonami związane są cztery główne trudności:

1) Jądra superciężkie z otoczenia ^{208}Pb są bogatsze w neutrony niż wszystkie znane doświadczalnie stabilne izotopy. Przy jakiegokolwiek zatem kombinacji jądra tarczy i pocisku nie możemy dostać się do środka wyspy, ale gdzieś na jej peryferie, po stronie jąder ubogich w neutrony. Tym bardziej, że wysoko-wzbudzone jądro złożone „wyparowuje” zwykle kilka neutronów przed przejściem do stanu podstawowego. Może się więc zdarzyć, że produkt reakcji będzie się szybko rozpadał przez rozszczepienie lub rozpad α nie dając szans dostania się do środka wyspy. Dogodniejsza pod tym względem byłaby dyskutowana w poprzednim paragrafie wyspa jąder superciężkich zdeformowanych z otoczenia jądra $^{800}\text{Z}_{124}$, do której środka łatwo byłoby dostać się bezpośrednio. Widzieliśmy jednak, jak małe czasy życia dla tych jąder otrzymywane są w oszacowaniach.

2) Utworzenie się jądra złożonego w reakcji ciężkiego jonu z ciężkim jądrem tarczy wymaga pokonania dużej bariery coulombowskiej (proporcjonalnej do $Z_1 \cdot Z_2$), a więc i dużej energii zderzenia. Duże rozmiary obu jąder i duża energia zderzenia powodują, że ciężki jon wnosi do jądra złożonego z reguły bardzo duży moment pędu. Ten duży moment pędu czy szybki obrót jądra złożonego może silnie zmniejszyć jego stabilność lub nawet uczynić niestabilnym wskutek sił odśrodkowych. Wstępne oszacowania pokazują [36], że prawdopodobieństwo utworzenia jąder superciężkich może być wskutek tego efektu bardzo małe.

3) Jeśli nawet zaniedbać efekty obrotu jądra złożonego i przyjąć, że zostanie ono utworzone, to znaczna część energii zderzenia przekształcona zostanie prawdopodobnie na energię wzbudzenia innych, niż rotacyjne, jego stopni swobody. Wzbudzenie nierotacyjne jądra, które polega na superpozycji wzbudzeń dużej liczby stanów jednocząstkowych, powoduje osłabienie efektów powłokowych, na których bazuje trwałość jąder superciężkich (w ich stanie podstawowym). Może się więc zdarzyć, że jądro złożone wzbudzone będzie się natychmiast rozszczepiało nie dając szans przejścia do stanu podstawowego.

4) Wreszcie, proces syntezy, tworzenia się jądra złożonego z dwu dużych fragmentów, będący pod wieloma względami procesem odwrotnym do rozszczepienia, związany jest z dużymi deformacjami. Prawie nic nie wiemy na razie o dynamice takiego procesu. Może się okazać, że prawdopodobieństwo otrzymania jądra złożonego w konfiguracji sferycznej lub bliskiej do sferycznej jest w takim procesie bardzo małe [37]. A taka właśnie konfiguracja jest

potrzebna do trwałości jądra superciężkiego. Wobec cienkiej bariery na rozszczepienie bowiem już stosunkowo mała deformacja jego powoduje, że wychodzi ono poza punkt siodłowy (punkt odpowiadający maksimum w barierze potencjalnej) i rozszczepia się w sposób natychmiastowy.

Mała szansa otrzymania jądra złożonego w konfiguracji sferycznej lub prawie sferycznej oznaczałoby zatem małą szansę na otrzymanie jąder superciężkich.

7. Wnioski i uwagi końcowe

Dotychczasowe badania teoretyczne wskazują na szanse istnienia wysp jąder superciężkich: spore dla jąder sferycznych i małe dla jąder zdeformowanych. Wśród jąder sferycznych, największe szanse ma wyspa najbliższa do obszaru doświadczalnego, utworzona wokół jądra $^{298}114$. Mniejsze szanse, ale wciąż jeszcze znaczne, mają wyspy cięższych jąder sferycznych.

Większość oszacowań teoretycznych daje na największy czas życia wśród jąder z wyspy $^{298}114$ wartość bardzo dużą, rzędu $10^{(9\pm 4)}$ lat, a więc szansę na znalezienie tych jąder w przyrodzie. Jedynie ostatnie oszacowania [14], oparte o samozgodne rachunki typu Hartree-Focka, dają czasy znacznie mniejsze, rzędu kulkudziesięciu godzin. Ten ostatni wynik wykluczałby istnienie pierwiastków superciężkich w przyrodzie, pozostawia jednak wciąż bardzo duży zapas możliwości dla ich detekcji i zbadania własności w przypadku syntezy laboratoryjnej. Wszystkie oszacowania teoretyczne więc pozostawiają spore prawdopodobieństwo dla istnienia wysp jąder superciężkich.

Odrębnym zagadnieniem jednak jest możliwość dostania się do tych wysp, czyli syntezy pierwiastków superciężkich. Bardzo niewiele na razie zrobiono w badaniach nad tym problemem, znacznie mniej niż nad (prostszy, jak się wydaje) problemem istnienia samych wysp. Wstępne oszacowania zdają się sugerować, że może wystąpić wiele efektów, które bardzo utrudnią lub wręcz uniemożliwią syntezę. Może być więc tak, że wyspy istnieją, a nie będziemy mogli dostać się do nich.

Wydaje się, że obecne badania właśnie nad sposobami i możliwościami syntezy są najważniejsze i na nie przenosi się aktualnie punkt ciężkości w pracach nad pierwiastkami superciężkimi.

Dotychczasowe wyniki poszukiwań pierwiastków superciężkich w przyrodzie są raczej negatywne dając na górną granicę ich koncentracji wartość 10^{-14} — 10^{-13} g/g (por. artykuł przeglądowy [38]). Zwraca się jednak uwagę, że być może przebadano zbyt wąską klasę próbek [39]. W pracy [39] zaobserwowano ostatnio słabą, nie znaną dotychczas, aktywność rozszczepieniową, wydzieloną chemicznie ze związków hafnu.

Podobnie negatywne dotąd wydają się wyniki syntezy w reakcjach z ciężkimi jonami. Chociaż tutaj znowu zaobserwowano nieznaną aktywność rozszczepieniową o czasie połowicznego zaniku 150 dni [11]. Zaobserwowano ją w produktach reakcji jąder uranu bombardowanych jonami ksenonu.

Prace nad poszukiwaniem jąder superciężkich w przyrodzie oraz nad ich syntezą prowadzone są nadal. Co więcej, należy oczekiwać, że prace nad syntezą wejdą dopiero teraz w intensywną fazę ze względu na osiągnięcie w kilku laboratoriach technicznych możliwości przyspieszania odpowiednio ciężkich jonów. Trudno więc przewidzieć ostateczny rezultat. Warto jednak już dziś zwrócić uwagę na rozsądny, właściwy chyba pogląd, że wartość badań nad tymi jądrami nie polega wyłącznie na tym czy zostaną one ostatecznie odkryte, czy nie. Wydaje się, że polega ona głównie na tej wiedzy, którą przy okazji badań nad nimi osiągniemy. Naturalnie, odkrycie jąder superciężkich byłoby bardzo dużym wydarzeniem. Rozszerzyłoby naszą wiedzę na struktury jądrowe o dużych masach, ładunkach i nadmiarze neutronów, a także na duże struktury atomowe. Mogłoby także doprowadzić do ważnych, trudnych do przewidzenia dzisiaj zastosowań. Jednakże, nawet gdyby nie zostały odkryte, dowiemy się z badań nad nimi bardzo wiele.

Już do obecnej chwili badania teoretyczne nad jądrami superciężkimi bardzo rozszerzyły naszą wiedzę o strukturze powłokowej ciężkich jąder sferycznych i zdeformowanych. W szczególności były one bezpośrednią przyczyną rozciągnięcia mikroskopowych metod badania (samozgodne obliczenia typu Hartree-Focka) na jądra najcięższe. Zainicjowały także obecne intensywne badania nad dynamiką reakcji z ciężkimi jonami, a w szczególności nad wpływem lepkości materii jądrowej na przebieg tych reakcji.

W badaniach doświadczalnych wpłynęły bardzo na udoskonalenia w technice (czułość i dokładność) detekcji ciężkich jąder, odkrycie ciężkich pierwiastków (do aktywności włącznie) w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym, a także na przebudowę starych lub budowę nowych akceleratorów w celu przyspieszenia coraz cięższych jonów.

W tym właśnie sensie można powiedzieć, że już od około dziesięciu lat hipoteza jąder superciężkich przyczynia się do szybkiego, i trzeba dodać, wielostronnego rozwoju fizyki jądrowej. Dzięki silnemu bodźcowi, jaki daje szansa, choćby niewielka, odkrycia tych jąder.

Literatura

- [1] W. D. Myers, W. J. Świątecki, *Nuclear Phys.* **81**, 1 (1966).
- [2] S. G. Nilsson, J. R. Nix, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, P. Möller, *Nuclear Phys.* **A115**, 545 (1968).
- [3] S. G. Nilsson, S. G. Thompson, C. F. Tsang, *Phys Lett.* **28B**, 458 (1969).
- [4] G. T. Seaborg, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **18**, 53 (1968).
- [5] M. Lefort, *Ann. Phys.* **5**, 355 (1970).
- [6] T. Johansson, S. G. Nilsson, Z. Szymański, *Ann. Phys.* **5**, 377 (1970).
- [7] J. R. Nix, *Proc. Leysin Conf.*, 1970 (CERN 70—30, 1970), s. 605; *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **22**, 65 (1972); *Phys. Today* (April 1972), s. 30.
- [8] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **22**, 573 (1971).
- [9] S. G. Thompson, C. F. Tsang, *Science* **178**, 1047 (1972).
- [10] S. G. Nilsson, J. Damgaard, *Physica Scripta* **6**, 81 (1972).

- [11] G. N. Flerov, *Proc. Int. Conf. on Reactions Between Complex Nuclei*, Nashville 1974, ed. by R. L. Robinson, F. K. McGowan, J. B. Ball, J. H. Hamilton, North-Holland/American Elsevier 1974, tom. 2, s. 459.
- [12] A. Sobiczewski, *Proc. Nobel Symp. od Superheavy Elements*, Ronneby 1974, *Physica Scripta*, w druku.
- [13] A. Sobiczewski, T. Krogulski, J. Błocki, Z. Szymański, *Nuclear Phys.* **A168**, 519 (1971).
- [14] M. Beiner, H. Flocard, M. Veneroni, P. Quentin, *Proc. Nobel. Symp. on Superheavy Elements*, Ronneby 1974, *Physica Scripta*, w druku.
- [15] V. M. Strutinsky, *Nuclear Phys.* **A95**, 420 (1967); **A122**, 1 (1968).
- [16] A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, S. G. Nilsson, J. R. Nix, C. F. Tsang, C. Gustafson, P. Möller, B. Nilsson, *Nuclear Phys.* **A131**, 67 (1969).
- [17] M. Brack, J. Damgaard, A. S. Jensen, H. C. Pauli, V. M. Strutinsky, C. Y. Wong, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 320 (1972).
- [18] S. G. Nilsson, C. F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, I. L. Lamm, P. Möller, B. Nilsson, *Nuclear Phys.* **A131**, 1 (1969).
- [19] S. G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **29**, no. 16 (1955).
- [20] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **20**, 649 (1969).
- [21] Z. Szymański, *Proc. Nobel Symp. on Superheavy Elements*, Ronneby 1974, *Physica Scripta*, w druku.
- [22] K. Pomorski, w przygotowaniu do druku.
- [23] J. Randrup, C. F. Tsang, P. Möller, S. G. Nilsson, S. E. Larsson, *Nuclear Phys.* **A217**, 221 (1973).
- [24] E. O. Fiset, J. R. Nix, *Nuclear Phys.* **A193**, 647 (1972).
- [25] A. Łukasiak, A. Sobiczewski, W. Stępień-Rudzka, *Acta Phys. Pol.* **B2**, 535 (1971).
- [26] J. Randrup, S. E. Larsson, P. Möller, A. Sobiczewski, A. Łukasiak, *Proc. Nobel. Symp. on Superheavy Elements*, Ronneby 1974; *Physica Scripta*, w druku.
- [27] J. Grumann, U. Mosel, B. Fink, W. Greiner, *Z. Phys.* **228**, 371 (1969); U. Mosel, W. Greiner, *Z. Phys.* **222**, 261 (1969).
- [28] R. Bengtsson, *Proc. Leysin Conf.*, 1970 (CERN 70—30, 1970) s. 646.
- [29] A. Łukasiak, A. Sobiczewski, *Acta Phys. Pol.* **B6**, 147 (1975).
- [30] A. Sobiczewski, Z. Szymański, *Postępy Fizyki*, **26**, 461 (1975).
- [31] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Addison-Wesley, tom. 2, rozdz. 6, w druku.
- [32] R. Bengtsson, S. E. Larsson, S. G. Nilsson, I. Ragnarsson, preprint, Lund 1974.
- [33] B. Kuchowicz, *Postępy Fizyki* **25**, 475 (1974).
- [34] R. Boleu, S. G. Nilsson, R. K. Sheline, K. Takahashi, *Phys. Lett.* **40B**, 517 (1972).
- [35] W. M. Howard, J. R. Nix, *Nature* **247**, 17 (1974); *Proc. Rochester Conf.*, 1973, IAEA, Vienna 1974, tom 1, s. 145.
- [36] J. Wilczyński, *Nuclear Phys.* **A216**, 386 (1973).
- [37] W. J. Świątecki, *Proc. Int. Conf. on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions*, Heidelberg 1969, North-Holland Publ. Co., 1970, s. 729.
- [38] G. Herrman, *Proc. Nobel Symp. on Superheavy Elements*, Ronneby 1974; *Physica Scripta*, w druku.
- [39] J. Maly, J. Merinis, Y. Legoux, G. Bouissieres, Inst. de Phys. Nucl. Orsay, Report IPNO-RC 74-02 (1974).

NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

Jerzy Chmielewski

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Wprowadzenie do systemu CAMAC

Introduction to CAMAC System

Abstract: History of the CAMAC standard development by the ESONE Committee is given. Basic features of the standard are described and examples of the simplest and more complex system configurations realized in CAMAC are given.

1. Wstęp

Na przełomie lat 1950/1960 powstał samorzutnie komitet ESONE („European Standards of Nuclear Electronics” [1]). — stowarzyszenie przedstawicieli szeregu laboratoriów europejskich, mające na celu opracowanie wspólnego systemu aparatury elektronicznej dla potrzeb eksperymentów w dziedzinie fizyki jądrowej. W 1966 r. komitet ESONE w poszerzonym składzie, przewidując, że obwody scalone zrewolucjonizują sprzęt elektroniczny lat 1970—1980, przystąpił do opracowywania standardowego sposobu łączenia komputerów z czujnikami i elementami sterującymi w systemach pracujących w rzeczywistej skali czasu. Rezultat tej pracy, znany pod dźwięczną nazwą CAMAC, został w 1969 r. opublikowany jako słynny raport EUR-4100 [2], wzbudzając powszechne zainteresowanie specjalistów.

W tym samym roku, podczas XVI Sympozjum Nukleonicznego zorganizowanego przez amerykańskie Stowarzyszenie Inżynierów Elektryków i Elektroników, odbyła się niezwykle dramatyczna dyskusja okrągłego stołu, w wyniku której elita specjalistów „Nowego Świata” stwierdziła, że nie pozostaje nic innego, jak zaakceptować system CAMAC opracowany przez specjalistów „Starego Świata” *.

Decyzja taka była nielatwa przede wszystkim dlatego, że przemysł amerykański i ośrodki naukowo-badawcze zainwestowały ogromne środki w modułowy system elektronicznej aparatury jądrowej NIM (Nuclear Instrument Modules) [3]. Zalety nowego standardu były tak oczywiste, że do komitetu ESONE przystąpiło wiele nowych organizacji (wśród nich Instytut Badań Jądrowych z Polski oraz instytuty z Węgier i Rumunii), zgłaszając swoje poparcie i gotowość współpracy, zaś decyzja USA w tej sprawie mogła mieć tylko drugorzędne znaczenie.

* Dla ścisłości należy dodać, iż komitet ESONE w końcu 1967 r. nawiązał roboczy kontakt z komitetem NIM uzgadniając następnie niektóre z zagadnień standardu CAMAC.

CAMAC włączono do planu prac Międzynarodowej Komisji Elektrotechnicznej (IEC) w celu niejako oficjalnej „ratyfikacji” tego dobrowolnego standardu oraz na wniosek PRL umieszczono w planach prac Stałej Komisji d/s Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej RWPG.

W Polsce system CAMAC zatwierdzono polską normą [4], obowiązującą od dnia 1. VIII. 1973 r.

Komitet ESONE kontynuuje nadal prace w ramach standardu CAMAC. Opracowano system wielokasetowy wykorzystujący tzw. magistralę gałęzi [5], określono wymagania odnośnie do sygnałów analogowych [6], zaś ostatnio opracowywany jest projekt organizacji systemu szeregowego [7]. Wiele uwagi poświęca się niezwykle złożonym zagadnieniom programowania.

2. Główne cechy systemu CAMAC

1) System CAMAC jest systemem modułowym, w którym można stosować różnorodne bloki funkcjonalne w celu tworzenia wymaganych zestawów aparatury.

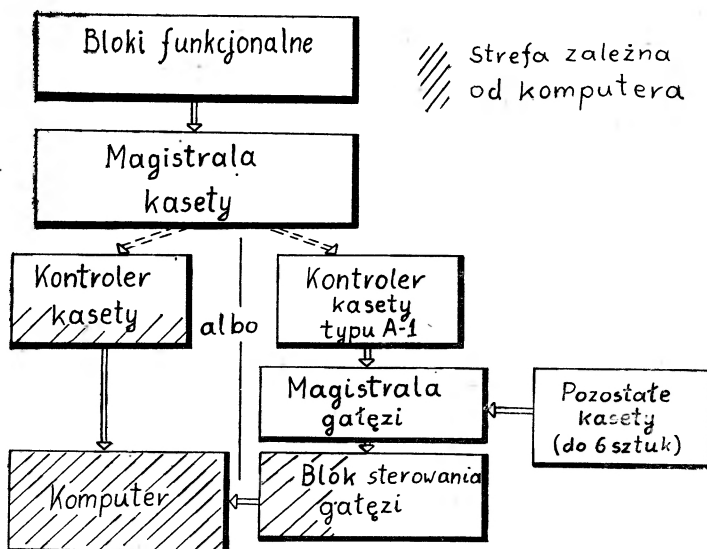
2) Wymienne bloki funkcjonalne o konstrukcji umożliwiającej uzyskanie wysokiej gęstości elementów (w szczególności obwodów scalonych) umieszczane są w standardowej kasecie.

3) Każdy blok funkcjonalny posiada dostęp do standardowej magistrali połączeniowej, po której przekazywane są sygnały sterujące, informacje a także napięcia zasilające. Standard tej magistrali (nazywanej w oryginale „Dataway”) jest niezależny od rodzaju bloku i od typu współpracującego komputera.

4) Połączenia zewnętrzne w blokach mogą spełniać wymagania określone dla sygnałów cyfrowych lub analogowych podłączonych urządzeń, względnie wymagania określone dokumentami [2], [5] lub [6].

5) Stosowanie systemu CAMAC nie wymaga żadnych licencji lub jakichkolwiek zezwoleń.

Na rys. 1 pokazano schematycznie zasadę budowy systemu CAMAC. Bloki funkcjonalne, wypełniające określone czynności (np. zliczanie impulsów, sterowanie silników lub wiele innych), podłączone są do systemu połączeń magistrali kasety. Do tejże magistrali podłączony jest blok sterowania kasety, zwany kontrolerem. Kontroler z kolei posiada bezpośrednie połączenie z komputerem, który za jego pośrednictwem steruje pracą systemu bloków funkcjonalnych.



Rys. 1. Schemat systemu CAMAC

W przypadku większej liczby bloków, a co za tym idzie i większej liczby kaset (ogółem do 7 sztuk), w każdej z kaset znajduje się kontroler, podłączony za pomocą systemu połączeń gałęzi z blokiem sterowania gałęzi. W danym przypadku komputer porozumiewa się z blokami funkcjonalnymi w poszczególnych kasetach poprzez blok sterowania gałęzi.

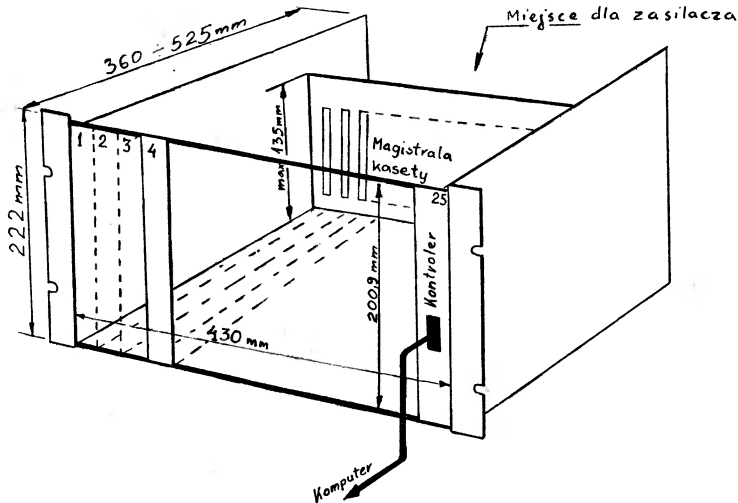
System CAMAC należy rozpatrywać w trzech płaszczyznach:

- jako podstawowe normy i wymagania mechaniczno-konstrukcyjne,
- jako normy dotyczące wymagań elektrycznych i sposobu realizacji połączeń,
- jako podstawowe zasady dotyczące programowania pracy bloków i ich zestawów.

Omówmy pokrótce konstrukcję mechaniczną.

Standardowa kaseeta posiada 25 stanowisk — numerowanych miejsc wyposażonych w odpowiednie prowadnice i 86-kontaktowe gniazda wtykowe magistrali. Stanowisko nr 25, zajmujące skrajną pozycję z prawej strony kasety (patrząc od przodu), jest tzw. stanowiskiem sterującym, spełniającym szczególną rolę, o której będzie mowa później. Pozostałe stanowiska noszą nazwę normalnych.

Podstawowe wymiary kasety pokazano na rys. 2, lecz użytkownika bardziej będą interesowały podstawowe wymiary bloku funkcjonalnego (rys. 3), one bowiem w zasadniczy sposób wpływają na pracę bloku. Proszę zwrócić uwagę na tolerancje wymiarów!



Rys. 2. Kaseeta CAMAC

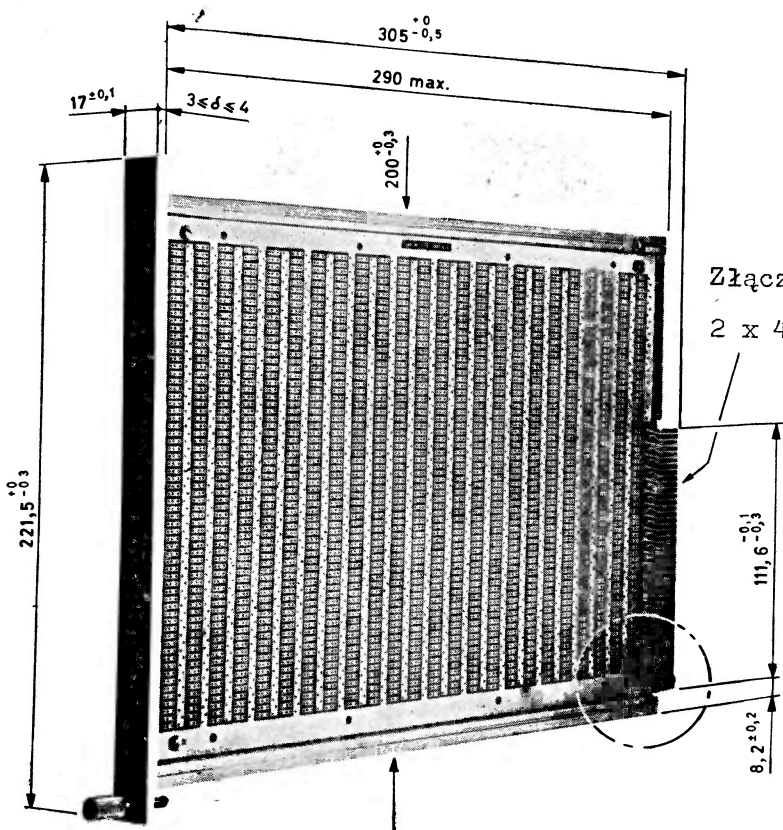
Bloki funkcjonalne mogą zajmować dowolną ilość stanowisk oraz nie większą od niej ilość gniazd magistrali (co najmniej jedno). Bloki mocowane są w kasetach za pomocą wkrętów będących integralną ich częścią.

Płyta czołowa przeznaczona jest w zasadzie na gniazda dla sygnałów wejściowych i wyjściowych, wskaźniki oraz (ewentualnie!) elementy regulacyjne, przełączniki itp.

W górnej części tylnej płyty bloku również mogą być umieszczone złącza i gniazda dla sygnałów wejście/wyjście.

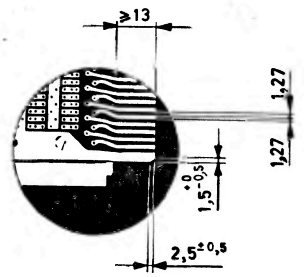
Główne złącze bloku zazwyczaj wykonane jest na tej samej płycie, na której wykonany jest montaż i umieszczone są elementy. Wymiary tego złącza i jego kontaktów muszą być bezwzględnie zachowane! Należy zwrócić uwagę, że grubość materiału, z którego jest ono wykonane, wynosi $1,6 \pm 0,2$ mm — mierzone łącznie z obustronną warstwą miedzi (tj. z pominięciem ewentualnego dodatkowego pokrycia kontaktów, np. złotem). Konstrukcja bloków i kaset winna umożliwiać swobodny lub wymuszony przepływ powietrza wokół elementów na płytach montażowych.

Przejdźmy do wymagań elektrycznych.



Złącze drukowane (lub równoważne)
2 x 43 kontakty

Grubość płyty $1,6 \pm 0,2 \text{ mm}$



Rys. 3. Podstawowe wymiary bloku CAMAC

Magistrala kasyety — „Dataway” posiada 5 rodzajów połączeń (rys. 4):

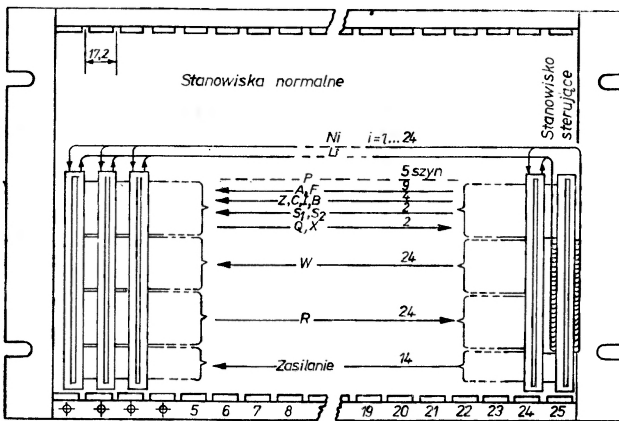
1) Wspólne dla wszystkich złącz szyny napięć zasilających: $+6\text{ V}$, -6 V , $+24\text{ V}$, -24 V , 0 V — jako obowiązkowe oraz $+12\text{ V}$, -12 V , $+200\text{ V}$, $117\text{ V}/50\text{ Hz}$ — jako dodatkowe; ponadto przewidziano szynę „czysta ziemia” dla celów specjalnych. Wybór wartości napięć był uwarunkowany założonym stosowaniem obwodów scalonych cyfrowych TTL, ECL, liniowych a także tranzystorów.

2) Wspólne dla wszystkich złącz kasyety szyny sygnałowe: B, F (5 szyn), A (4 szyny), Z, Q, X, I, C, S1, S2.

3) Wspólne dla wszystkich złącz stanowisk normalnych szyny sygnałowe: P1, P2, R (24 szyny), W (24 szyny).

4) 24 pary przewodów (L i N) łączące poszczególne złącza stanowisk normalnych z określonymi kontaktami złącza stanowiska kontrolnego.

5) Indywidualne połączenia zmienne P3, P4, P5 stanowisk normalnych oraz P1, P2, P6, P7 stanowiska kontrolnego.



Rys. 4. Magistrala kasyety

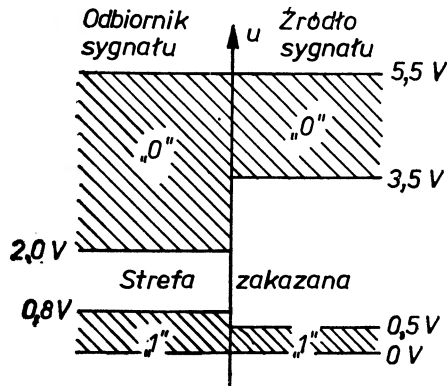
Przeznaczenie poszczególnych szyn omówimy nieco później.

Na szynach sygnałowych magistrali obowiązuje następująca konwencja:

sygnałowi logicznemu „0” odpowiada napięcie w granicach $+2,0\text{ V} \div +5,5\text{ V}$,

sygnałowi logicznemu „1” odpowiada napięcie w granicach $0 \div 0,8\text{ V}$ (rys. 5).

Podane poziomy napięć odpowiadają wartościom spotykanym dla obwodów scalonych typu TTL, np. znanej serii „SN74..” firmy „Texas Instruments”.



Rys. 5. Poziomy sygnałów logicznych na magistrali

Wartości napięć nie odpowiadające podanym są niedozwolone i mogą wskazywać na uszkodzenie w blokach magistrali kasyety.

Dla sygnałów doprowadzanych do złącz na płycie czołowej lub tylnej bloku zaleca się stosowanie tej samej konwencji w przypadku sygnałów „niedopasowanych”, w przypadku sygnałów „dopasowanych”, tj. przekazywanych za pośrednictwem linii o oporności falowej 50Ω , zaleca się standard NIM określający wartości natężenia prądu. Znak minus oznacza kierunek prądu do źródła sygnału.

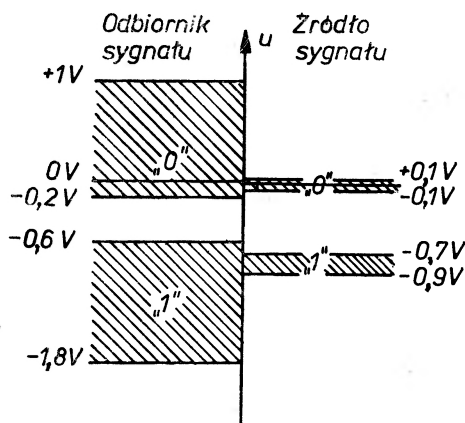
	Sygnal „0”	Sygnal „1”
Źródło wydaje na obciążenie 50Ω	$-2 \div +2$ mA zalecane $-1 \div +1$ mA	$-14 \div -18$ mA
Odbiornik winien przyjmować	$-4 \div +20$ mA	$-12 \div -36$ mA

Dla orientacji na rys. 6 pokazano poziomy napięciowe sygnałów na oporności 50Ω .

Dla sygnałów analogowych [6] o czasie narastania nie mniejszym od 30 ns (czemu odpowiada pasmo częstotliwości około 10 MHz) zaleca się stosowanie w zasadzie impulsów o polaryzacji dodatniej i amplitudzie:

$0 \div +5$ V dla oporności wejściowej odbiornika sygnału ponad 5000 omów (max. $-7,5 \div +7,5$ V),

$0 \div +2,5$ V dla oporności wejściowej 50 omów (max. -4 V \div $+4$ V).



Rys. 6. Poziomy napięć sygnałów logicznych „dopasowanych” dla oporności 50Ω

Obwody wejściowe odbiorników sygnału powinny wytrzymywać bez uszkodzenia napięcia w granicach -15 V \div $+15$ V.

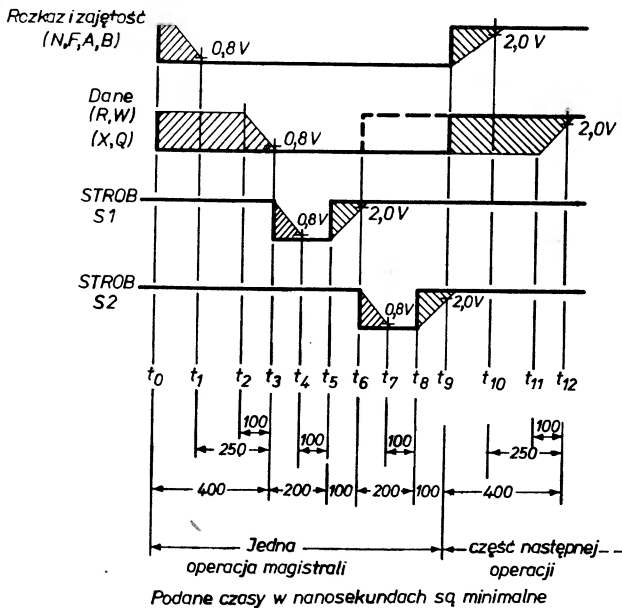
W przypadku współpracy bloków CAMAC z urządzeniami zewnętrznymi można stosować sygnały o innych charakterystykach, stosownie do wymagań tych urządzeń.

Przechodzimy obecnie do zasady programowania pracy bloków i ich zestawów.

Przy omawianiu magistrali kasyety wyliczonych zostało 5 różnych rodzajów połączeń. Niektóre z nich były oznaczone symbolami literowymi. Jedną z najważniejszych linii jest linia N, łącząca jeden z kontaktów złącza stacji normalnej z określonym kontaktem złącza stacji kontrolnej. Linie te mają numery odpowiadające numerom stacji w kasecie, np. N1, N24. Za pomocą tej linii można wybrać jedną i tylko jedną określoną stację. Grupa szyn A, to w rzeczywistości 4 szyny oznaczone A8, A4, A2 i A1. Za ich pośrednictwem można wybrać w bloku wybranym linią N do 16 subadresów. Subadresy przypisywane są w bloku poszczególnym grupom triggerów, gniazd wejściowych, rejestrów lub tp.

Grupa szyn F, a więc F16, F8, F4, F2 i F1, określa rozkaz, jaki powinny wykonać układy znajdujące się pod adresem wybranym za pomocą szyn N i A.

Kombinacja sygnałów na szynach magistrali NAF określa zatem polecenie dla określonego adresata — zwane rozkazem. Proces przekazywania rozkazu do bloku określamy mianem operacji na magistrali („Dataway operation”). Operacji na magistrali zawsze towarzyszy sygnał „zajętości” przekazywany po szynie B (rys. 7). Minimalny czas trwania jednej operacji (cyklu NAF) wynosi $1 \mu\text{s}$. W środku tego cyklu (a ściślej mówiąc po czasie 400 ns, niezbędnym dla ustalenia się sygnałów na magistrali i dla opóźnień związanych z dekodowaniem NAF), pojawia się sygnał strobujący na szynie S1. Może być on wykorzystany dla inicjacji wykonania rozkazu nie zmieniającego stanu sygnałów na szynach magistrali. W środku pozostałej części cyklu, tj. w końcowej jego fazie, pojawia się drugi sygnał strobujący na szynie S2. Może on powodować wykonanie rozkazu, przy czym dozwolona jest jednoczesna zmiana stanu sygnałów na szynach magistrali. Sygnał S2 z tego względu wykorzystywany jest do kasowania stanu rejestrów, triggerów itp.



Rys. 7. Zależności czasowe operacji magistrali

W odpowiedzi na rozkaz NAF blok odpowiada sygnałem „rozkaz przyjęty” na szynie X. Jednocześnie blok może wydawać na szynę Q sygnał odpowiedzi na umowne pytanie, za jakie można uważać dany rozkaz. Np. „czy dane są ważne?”.

Rozróżniamy 3 rodzaje rozkazów:

1) rozkaz odczytania zawartości określonych rejestrów w bloku, z wydaniem informacji na szynę R,

2) rozkaz zapisywania informacji (poleceń) w określonych rejestrach bloku, z przekazywaniem informacji po szynach W,

3) rozkaz kasowania, kontroli stanu i sterowania blokiem, bez wykorzystywania szyn R i W. Zestawienie wszystkich możliwych funkcji podano w tabelicy 1.

Oprócz rozkazów adresowanych typu NAF, istnieją rozkazy nieadresowane przekazywane po następujących szynach:

Z — sygnał kasowania pierwotnego, wymuszający ustawienie wszystkich żądanych rejestrów i triggerów w stan początkowy (zwykle jest pierwszym rozkazem po włączeniu zasilania aparatury),

Zestawienie funkcji CAMAC

Kody operacji							
Kod dzie- siętny	Operacje	Uwagi	sygnały kodu operacji				
			F16	F8	F4	F2	F1
0	Czytaj z rejestru grupy 1	operacja wyko-	0	0	0	0	0
1	Czytaj z rejestru grupy 2	rzystująca szy-	0	0	0	0	1
2	Czytaj i kasuj rejestr gr. 1	ny R	0	0	0	1	0
3	Czytaj uzupełnienie rej. gr. 1		0	0	0	1	1
4	Niestandardowa	dotatkowe ope-	0	0	1	0	0
5	Rezerwa	racje wykorzy-	0	0	1	0	1
6	Niestandardowa	stujące szyny	0	0	1	1	0
7	Rezerwa	R	0	0	1	1	1
8	Sprawdź zgłoszenie	operacje nie wy-	0	1	0	0	0
9	Kasuj rejestr grupy 1	korzystujące	0	1	0	0	0
10	Kasuj zgłoszenie	szyn R ani W	0	1	0	1	0
11	Kasuj rejestr grupy 2		0	1	0	1	1
12	Niestandardowy	dotatkowe ope-	0	1	1	0	0
13	Rezerwa	racje nie wyko-	0	1	1	0	1
14	Niestandardowy	rzystujące szyn	0	1	1	1	0
15	Rezerwa	R ani W	0	1	1	1	1
16	Zapisz do rejestru gr. 1	operacje wyko-	1	0	0	0	0
17	Zapisz do rejestru gr. 2	rzystujące szyny	1	0	0	0	1
18	Zapisz selektyw. do rej. gr. 1	W	1	0	0	1	0
19	Zapisz selektyw. do rej. gr. 2		1	0	0	1	1
20	Niestandardowy	dotatkowe ope-	1	0	1	0	0
21	Kasuj selektyw. rej. gr. 1	racje wykorzy-	1	0	1	0	1
22	Niestandardowy	stujące szyny W	1	0	1	1	0
23	Kasuj selektywnie rej. gr. 2		1	0	1	1	1
24	Blokuj	operacje nie wy-	1	1	0	0	0
25	Wykonaj	korzystujące	1	1	0	0	1
26	Odblokuj	szyn R ani W	1	1	0	1	0
27	Sprawdź stan		1	1	0	1	1
28	Niestandardowy	dotatkowe ope-	1	1	1	0	0
29	Rezerwa	racje nie wyko-	1	1	1	0	1
30	Niestandardowy	rzystujące szyn	1	1	1	1	0
31	Rezerwa	R ani W	1	1	1	1	1

C — sygnał kasowania wybranych rejestrów i trigerów bloków,

I — sygnał zakazu wstrzymujący wybrane czynności bloków (powinien np. towarzyszyć sygnałowi Z).

Sygnałom Z i C zawsze towarzyszyć muszą sygnały B i S2 (S1 nie musi).

Pozostał nam do omówienia sygnał zgłoszenia stacji L, który podobnie do sygnału wybierającego stację N, przekazywany jest indywidualnym przewodem bezpośrednio do odpowiedniego kontaktu złącza stacji sterującej. Blok przy pomocy sygnału L może zwrócić na siebie

uwagę kontrolera kasyety, który z kolei podejmie stosowną akcję. Sygnał L może pojawiać się w dowolnej chwili a w przypadku jednoczesnego zgłoszenia się kilku bloków, decyzję kogo obsługiwać najpierw podejmie kontroler, względnie sterujący go komputer. Sygnałami L można nawet wywoływać sekwencje programów komputera.

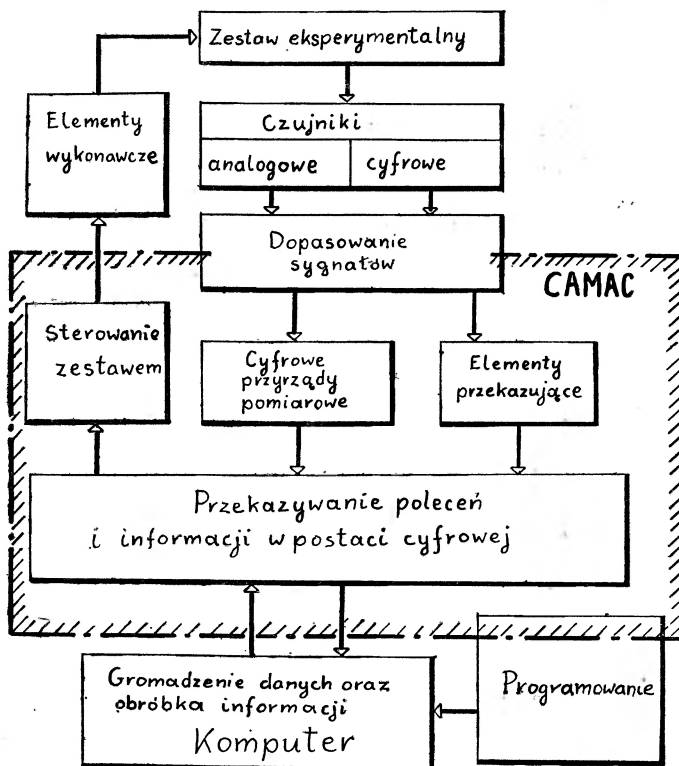
Przyczyny powodujące zgłoszenie L mogą być bardzo różne. Może to być zadziałanie kontaktów w jakimś urządzeniu podłączonym do bloku w kasecie, zakończenie procesu kodowania amplitudy sygnału w kod cyfrowy, zliczenie przez przelicznik zadanej liczby impulsów i wiele, wiele innych.

Tak więc, zbiór sygnałów przekazywanych poprzez magistralę umożliwia dwukierunkowe — od świata zewnętrznego poprzez bloki i kontroler kasyety do urządzenia sterującego (komputera) oraz od komputera do świata zewnętrznego tą samą drogą — przekazywanie poleceń, meldunków, informacji itp.

Potęga CAMAC-a polega właśnie na standardowym sposobie łączenia oraz przekazywania informacji pomiędzy zupełnie dowolnymi urządzeniami świata zewnętrznego oraz dowolnymi komputerami, z możliwością praktycznie dowolnej rozbudowy systemów.

3. CAMAC a eksperyment

Rozpatrzmy schemat reprezentujący miejsce CAMAC-a w eksperymencie (rys. 8). W zestawie eksperymentalnym, informacji o badanych zjawiskach dostarczają nam czujniki. Czujniki możemy podzielić na dwie grupy: analogowe — dostarczające sygnały o zmiennej wartości oraz cyfrowe — w których sama ich obecność lub brak zbioru sygnałów stanowi istotną informację. Sygnały obu rodzajów czujników wymagają wstępnego dopasowania, tj. ujednocnienia



Rys. 8. Miejsce CAMAC-a w eksperymencie.

(wzmocnienia, osłabienia, ukształtowania, zmiany polaryzacji itd.). Dla przekazania informacji dostarczanej przez czujniki do komputera niezbędna jest zamiana sygnałów analogowych w sygnały cyfrowe. Informację cyfrową można przekazywać do komputera w celu jej przechowywania, względnie do dalszej obróbki. Informacja cyfrowa może powodować, stosownie do programów przygotowanych przez eksperymentatora, przekazywanie poleceń i informacji cyfrowej do zestawu eksperymentalnego za pośrednictwem układów sterujących i odpowiednich elementów wykonawczych. W ten sposób mamy cykl zamknięty, co stwarza warunki do optymalizowania realizacji eksperymentu. Zakres wpływów CAMAC-a zaznaczono zakreskową ramką.

W skład systemu CAMAC wchodzi wiele różnych rodzajów bloków funkcjonalnych. Do najczęściej spotykanych należy zaliczyć bloki realizujące następujące funkcje:

- a) zliczanie impulsów wejściowych — przeliczniki,
- b) zliczanie zadanej uprzednio liczby impulsów — liczniki nastawne,
- c) przekazywanie na rozkaz danych ze świata zewnętrznego na magistralę kasyety — bramki wejściowe,
- d) przekazywanie na rozkaz danych z magistrali do świata zewnętrznego — bramki wyjściowe,
- e) zapamiętywanie przychodzących danych i przekazywanie ich w późniejszym czasie, na rozkaz, na magistralę kasyety — rejestry wejściowe,
- f) zapamiętywanie i wydawanie na zewnątrz danych zapisanych rozkazem z magistrali — rejestry wyjściowe,
- g) sterowane rozkazami przełączanie wielu wejść na jedno wyjście (lub wydawanie na magistralę) — multipleksory,
- h) przetwarzanie amplitudy sygnału w kod cyfrowy przekazywany następnie, na rozkaz, na magistralę — przetworniki A-C, woltomierze cyfrowe,
- i) przetwarzanie kodu cyfrowego zapisanego rozkazem z magistrali w sygnał analogowy — przetworniki C-A,
- j) przetwarzanie kodów cyfrowych; dwójkowych w dziesiętne, dziesiętnych w dwójkowy itp. — konwertery kodu,
- k) przetwarzanie wielkości fizycznych, np. interwałów czasowych, w kod cyfrowy i odwrotnie,
- l) sterowanie zewnętrznymi urządzeniami rejestrującymi informację cyfrową — interfejsy drukarek, perforatorów, indykatorów,
- m) przyjmowanie informacji cyfrowej z zewnętrznych urządzeń — interfejsy czytników taśmy perforowanej, klawiatur itp.,
- n) pośredniczenie w przekazywaniu informacji pomiędzy komputerem a magistralą kasyety — interfejsy komputerów,
- o) sterowanie pracą bloków w kasecie — kontrolery kasyety (które mogą być jednocześnie interfejsami komputerów), oraz wiele, wiele innych. Zainteresowanych odsyłam do klasyfikacji CAMAC-a opracowanej w CERN-ie [10].

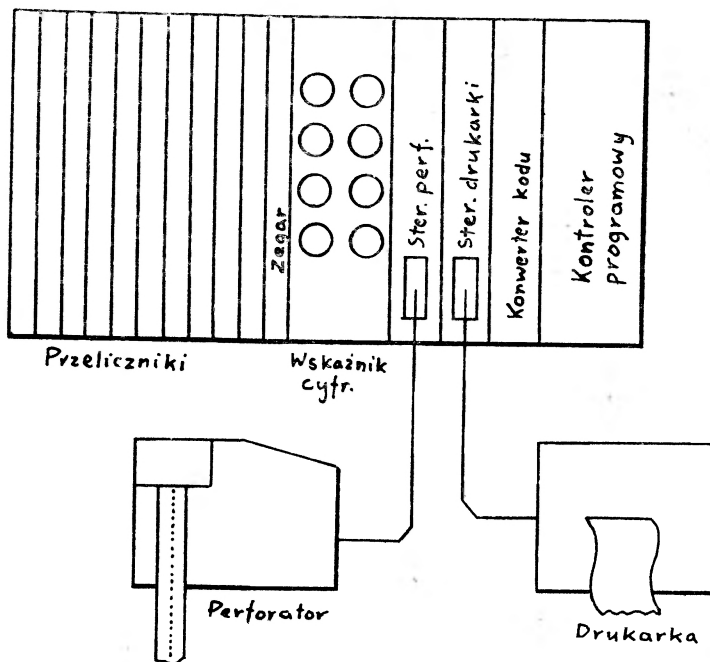
Zasadą generalną jest to, że blok powinien zawierać w sobie specyficzne układy, niezbędne do obsługi współpracujących z nim urządzeń zewnętrznych. Drugą zasadą jest dążenie do upraszczania konstrukcji bloków — kosztem zwiększania obciążenia programu współpracującego kontrolera (co z kolei może wymagać bogatego wyposażenia komputera).

Obok bloków „cyfrowych” mogą być stosowane również bloki „analogowe” tzn. wzmacniacze, dyskryminatory, układy koincydencyjne, bramki liniowe itp., nie korzystające z żadnych innych szyn kasyety oprócz zasilania. Należy zwrócić jednakże uwagę, że CAMAC umożliwia stosowanie: wzmacniaczy, których wzmocnienie będzie kontrolowane; dyskryminatorów, których próg będzie kontrolowany; układów koincydencji lub bramek liniowych, których wzajemne uwarunkowania będą kontrolowane — w każdym z tych przypadków — przez komputer. Odciążą się tym samym operatora od zbędnych czynności, a jednocześnie zabezpieczy system przed omyłkami, które może on popełnić.

Wyliczone rodzaje bloków zabezpieczają większość potrzeb narzucanych wymaganiami eksperymentów w dziedzinie fizyki jądrowej. W pojedynczej kasecie można zmieścić ponad

80 przeliczników o pojemności zliczania 65535 impulsów w każdym lub też 160 kanałów niezależnej analizy amplitudowej o rozdzielczości równoważnej 256 kanałom w każdym kanale. Pojemność informacyjna kasyety CAMAC wynosi szacunkowo 704 bezpośrednio adresowane rejestry, z których każdy posiadać może pojemność 24 bitów.

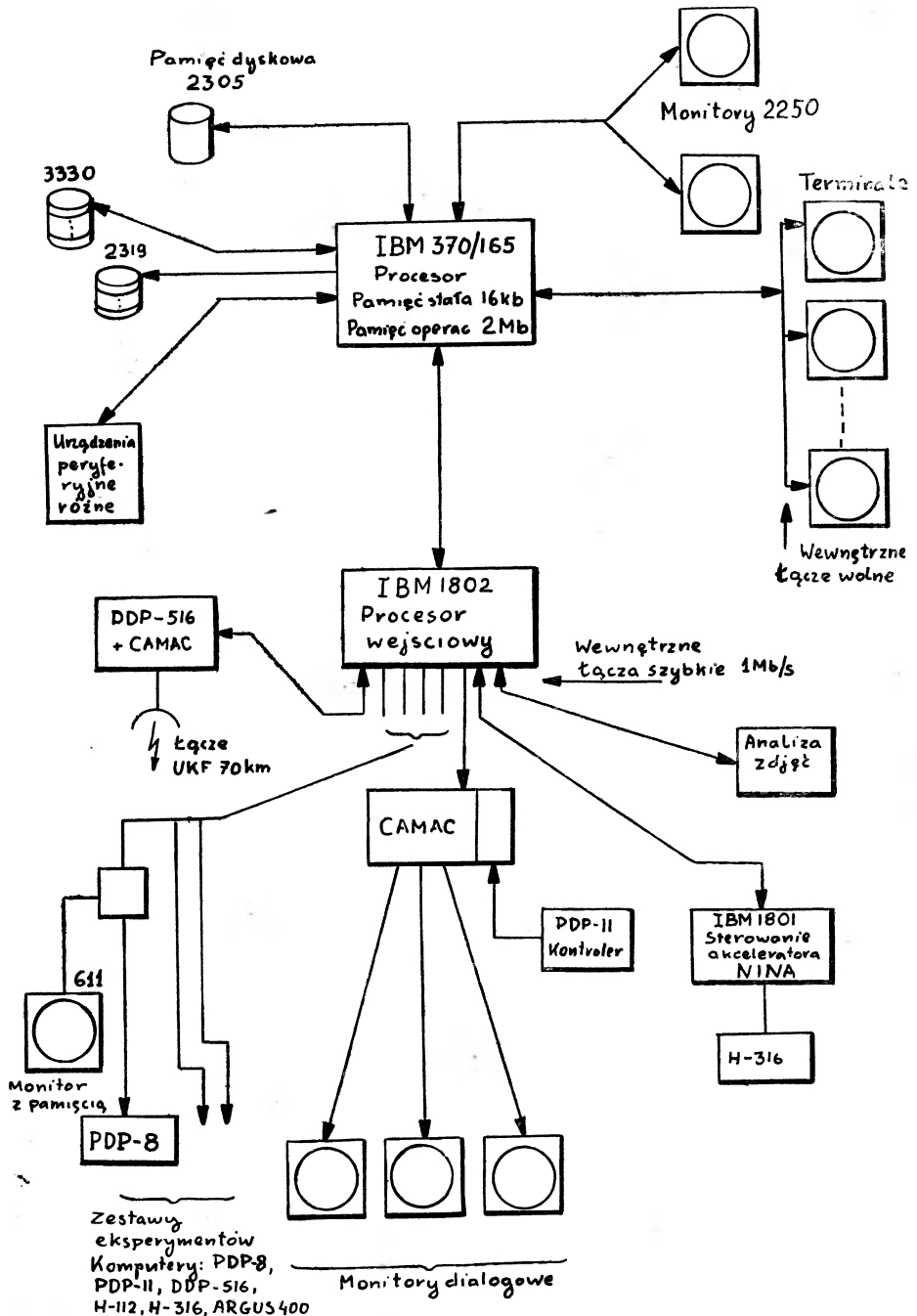
Szybkość przekazywania danych do świata zewnętrznego sięga 1 000 000 słów 24-bitowych na sekundę i w praktyce jest ona 10-krotnie mniejsza ze względu na niedostateczną jeszcze szybkość współpracujących komputerów. Ta stosunkowo duża rezerwa możliwości systemu sprawia, że w praktyce eksperymentator nie ma żadnych ograniczeń dla swoich potrzeb.



Rys. 9. Schemat blokowy zestawu rejestracji zliczeń przeliczników

Na rys. 9 przytoczono schemat blokowy bardzo prostego zestawu [11] przeznaczonego do rejestracji zliczeń przeliczników, wskazań woltomierzy cyfrowych lub przetworników A-C. Pracą tego autonomicznego systemu steruje prosty kontroler kasyety ze stałym programem. Na sygnał z zewnątrz odczytywana jest zawartość pierwszego (zadanego) przelicznika. Następnie przetwarzana jest liczba zliczeń z postaci dwójkowej na kod dwójkowo-dziesiętny, po czym dane wyprowadzane są na drukarkę lub perforator. W przypadku odczytywania informacji z bloków nie wymagających przetwarzania kodu, czynność ta jest automatycznie pomijana. Istnieje możliwość zobrazowania na indykatorze dziesiętnym zawartości dowolnego z bloków kasyety.

Na rys. 10 przedstawiono przykład sieci pomiarowej w Laboratorium Fizyki Jądrowej w Daresbury (Anglia) [12]. Wszystkie połączenia roboczych stanowisk tego systemu zrealizowane zostały w oparciu o system CAMAC. Na stanowisku roboczym operator posiada do dyspozycji monitor telewizyjny z klawiaturą, rejestrator, czytnik kart perforowanych i drukarkę. Stanowisko robocze obsługuje minikomputer PDP-11/05 z pamięcią 4k, zaś modem synchroniczny zapewnia łączność z centrum obliczeniowym. Inne ośrodki realizują podobne sieci, aczkolwiek warianty rozwiązań są różne, stosownie do miejscowej specyfiki. Tak np. w Narodowym Laboratorium Akceleratorowym (NAL) w Batawii zrealizowano system sterowania akceleratorem i związanymi z nim zestawami eksperymentalnymi, wykorzystując szeregowy sposób transmisji informacji w standardzie CAMAC [13]. Jednocześnie będzie można przeprowa-



Rys. 10. Sieć pomiarowa w Laboratorium Fizyki Jądrowej w Daresbury

dzać od 10 do 15 eksperymentów. W skład tego systemu wchodzi 200 kaset CAMAC, ponad 220 kontrolerów różnego typu, ponad 1700 bloków różnego rodzaju (np. 200 szt. ośmiokrotnych przeliczników). Na terytorium laboratorium rozprowadzane są centralnie sygnały zegarowe

sygnalizujące poszczególne fazy cyklu pracy akceleratora; powszechnie stosowany jest system monitorów TV dostarczających informację o stanie pracy akceleratora, obrazujących profile wiązek itd.

Przytoczone powyżej przykłady ilustrują skrajne przypadki małych i wielkich systemów. Dostępne są publikacje opisujące systemy o różnych stopniach złożoności i wciąż pojawiają się nowe opracowania.

Bardzo specyficznym problemem jest programowanie systemów CAMAC. Dzięki temu, że NAF (a w przypadku kodowania również numeru kasety — Cr NAF) starowi jednoznaczny kod liczbowy określający adresata i wymaganą od niego czynność, rozkazy te można przełożyć w najprostszy sposób na napisanie sekwencji rozkazów w postaci: (Cr NAF)ⁿ, (Cr NAF)₁, ..., (Cr NAF)_n. Komputer winien w danym przypadku traktować przytoczony system CAMAC jako własne urządzenie przetwarzające sterowane tym właśnie ciągiem rozkazów. Realizacja krótkich sekwencji nie następuje specjalnych trudności, natomiast w bardziej złożonych przypadkach niezbędne jest inne podejście do tego zagadnienia. Problemami programowania systemów CAMAC zajmują się specjalna grupa robocza komitetu ESONE, a rezultatem jej pracy są opublikowane propozycje specjalnych języków IML ("Intermediate Language") oraz CAMAC [14, 15]. Języki te mają na celu umożliwienie eksperymentatorowi formułowania sekwencji programowych bez potrzeby wnioskowania w tajniki mechanizmu sprzężenia komputer — kontroler kasety.

Zagadnienia te są bardzo złożone, m. in. ze względu na różnorodność typów i struktur maszyn cyfrowych oraz stosowanych w nich języków maszynowych, a także ze względu na mnogość specjalizowanych języków wyższego rzędu (Fortran, Algol, Basic), mogących spełniać funkcje nosnika dla sekwencji rozkazów CAMAC-a.

4. "Ekonomika" systemu CAMAC

Wielu potencjalnych użytkowników tego systemu odstrasza domniemany wysoki koszt aparatury. To prawda, że pewne bloki wykonane w tym standardzie mogą być droższe od specjalnych przyrządów wykonujących taką samą funkcję. Prawdą jest również to, że koszt kasety wraz z magistralą i zasilačem jest wysoki w porównaniu z kosztem podobnej z wyglądu kasety, jaką się pamięta sprzed paru lat. Prawdą jest również, że system CAMAC został stworzony do współpracy z komputerami a one, jak wiadomo, są bardzo kosztowne, itd., itp.

Stosowanie dowolnego standardu może wyznaczyć zwiększonych (zwiększa w początkowym okresie inwestowania) nakładów, lecz w zamian uzyskuje się konkretne korzyści wynikające z możliwości:

- a) dalszej — stopniowej lub jednorazowej — rozbudowy systemu,
- b) możliwości dokonywania zmian konfiguracji systemu stosownie do aktualnych potrzeb,
- c) uproszczenia obsługi i naprawy systemu.

W przypadku systemu CAMAC największą korzyść uzyskuje się przez skrócenie czasu realizacji systemu począwszy od etapu projektowania, kompletowania i wreszcie jego uruchomienia. Standard CAMAC ułatwia również konstruktorom opracowanie bloku robionego na specjalne życzenie, ponieważ jedna strona takiego bloku określona jest wymaganiami CAMAC-a, zaś druga — przez zamawiającego.

Oszczędzenia kosztów instalacji systemów CAMAC wskazują, że nie powinny one przewyższać kosztów systemów konwencjonalnych [8]. Jednakże początkowy koszt w przypadku systemów małych może być stosunkowo wysoki (kasety, zasilaacz).

Co do kosztu współpracującego z systemem komputera, to należy stwierdzić, że istnieje w tym względzie wiele nieporozumień. Komputer kojarzy się z centrum obliczeniowym, do którego informacja zbierana przez system CAMAC może (ale nie musi) trafiać celem dalszego przetwarzania i analizy. W przypadku systemu CAMAC komputer spełnia rolę wyłącznika urządzenia sterującego pracą tego systemu, a w tym celu stosowane są mini- lub mikrokomputery

sygnalizujące poszczególne fazy cyklu pracy akceleratora; powszechnie stosowany jest system monitorów TV dostarczających informacji o stanie pracy akceleratora, obrazujących profile wiązek itd.

Przytoczone powyżej przykłady ilustrują skrajne przypadki małych i wielkich systemów. Dostępne są publikacje opisujące systemy o różnych stopniach złożoności i wciąż pojawiają się nowe opracowania.

Bardzo specyficznym problemem jest programowanie systemów CAMAC. Dzięki temu, że NAF (a w przypadku kodowania również numeru kasyety — Cr NAF) stanowi jednoznaczny kod liczbowy określający adresata i wymaganą od niego czynność, rozkazy te można przechowywać w pamięci komputerów obok innych danych. Programowanie pracy systemu CAMAC w najprostszym przypadku wymaga napisania sekwencji rozkazów w postaci: $(Cr\ NAF)_0, (Cr\ NAF)_1, \dots, (Cr\ NAF)_n$. Komputer winien w danym przypadku traktować przyłączony system CAMAC jako własne urządzenie peryferyjne sterowane tym właśnie ciągiem rozkazów.

Realizacja krótkich sekwencji nie nastęrcza specjalnych trudności, natomiast w bardziej złożonych przypadkach niezbędne jest inne podejście do tego zagadnienia. Problemami programowania systemów CAMAC zajmuje się specjalna grupa robocza komitetu ESONE, a rezultatem jej pracy są opublikowane propozycje specjalnych języków IML („Intermediate Language”) oraz CAMAC [14, 15]. Języki te mają na celu umożliwienie eksperymentatorowi formułowania sekwencji programowych bez potrzeby wnikania w tajniki mechanizmu sprzężenia komputer — kontroler kasyety.

Zagadnienia te są bardzo złożone, m. in. ze względu na różnorodność typów i struktur maszyn cyfrowych oraz stosowanych w nich języków maszynowych, a także ze względu na mnogość specjalizowanych języków wyższego rzędu (Fortran, Algol, Basic), mogących spełniać funkcje nośnika dla sekwencji rozkazów CAMAC-a.

4. „Ekonomika“ systemu CAMAC

Wielu potencjalnych użytkowników tego systemu odstrasza domniemany wysoki koszt aparatury. To prawda, że pewne bloki wykonane w tym standardzie mogą być droższe od specjalnych przyrządów wykonujących taką samą funkcję. Prawdą jest również to, że koszt kasyety wraz z magistralą i zasilaczem jest wysoki w porównaniu z kosztem podobnej z wyglądu kasyety, jaką się pamięta sprzed paru lat. Prawdą jest również, że system CAMAC został stworzony do współpracy z komputerami a one, jak wiadomo, są bardzo kosztowne, itd., itp.

Stosowanie dowolnego standardu może wymagać zwiększonych (zwłaszcza w początkowym okresie inwestowania) nakładów, lecz w zamian uzyskuje się konkretne korzyści wynikające z możliwości:

- a) dalszej — stopniowej lub jednorazowej — rozbudowy systemu,
- b) możliwości dokonywania zmian konfiguracji systemu stosownie do aktualnych potrzeb,
- c) uproszczenia obsługi i naprawy systemu.

W przypadku systemu CAMAC największą korzyść uzyskuje się przez skrócenie czasu realizacji systemu poczynając od etapu projektowania, kompletowania i wreszcie jego uruchomienia. Standard CAMAC ułatwia również konstruktorom opracowanie bloku robionego na specjalne życzenie, ponieważ jedna strona takiego bloku określona jest wymaganiami CAMAC-a, zaś druga — przez zamawiającego.

Oszacowania kosztów instalacji systemów CAMAC wskazują, że nie powinny one przewyższać kosztów systemów konwencjonalnych [8]. Jednakże początkowy koszt w przypadku systemów małych może być stosunkowo wysoki (kaseeta, zasilacz).

Co do kosztu współpracującego z systemem komputera, to należy stwierdzić, że istnieje w tym względzie wiele nieporozumień. Komputer kojarzy się z centrum obliczeniowym, do którego informacja zbierana przez system CAMAC może (ale nie musi) trafiać celem dalszego przetwarzania i analizy. W przypadku systemu CAMAC komputer spełnia rolę wyłącznie urządzenia sterującego pracą tego systemu, a w tym celu stosowane są mini- lub mikrokomputery

będące w rzeczywistości prostym procesorem wyposażonym w stosunkowo niewielką pamięć 4000 ÷ 16 000 słów. Dzięki postępowi technologii elektronicznej cena takich komputerów maleje, a możliwości ich rosną. Obserwuje się również tendencję do budowania procesorów w ramach samego systemu CAMAC, np. jako nieodłącznej części kontrolera kasyety [9].

Systemy CAMAC współpracujące z komputerem posiadają podstawową zaletę — zmiana sposobu pracy systemu wymaga jedynie stosownej zmiany programu przechowywanego w pamięci komputera, tj. bądź wprowadzenie go z zewnątrz, bądź wywołanie z określonego obszaru pamięci. Zmiana sekwencji czynności nie wymaga w zasadzie zmiany konfiguracji samego systemu.

Literatura

- [1] *European Standards of Nuclear Electronics*, EURATOM report EUR 1831 (1964).
- [2] *CAMAC — A Modular Instrumentation System for Data Handling*, EURATOM report EUR 4100e (1969), następnie wydanie uzupełnione w 1972 r.
- [3] *Standard Nuclear Instrument Modules (Specifications of the NIM System)*, US AEC Report TID — 20893 (Rev. 3) (1969).
- [4] *CAMAC — blokowy system oprzyrządowania elektronicznego do pomiarów automatycznych i sterowania. Konstrukcja i organizacja logiczna*, PN-72/T-06530 (1973).
- [5] *CAMAC — Organization of Multirate Systems*, EURATOM report EUR 4600e (1972).
- [6] *CAMAC — A Modular Instrumentation System for Data Handling*, Specification of Amplitude Analogue Signals, EUR 5100e (1972).
- [7] *CAMAC — Serial System Organization — A description*, preprint ESONE EDWG 25/73/NIM NDWG 73-10 (1973).
- [8] *Proceedings of the 1-st International Symposium on CAMAC in Real-Time Computer Applications*, Luxembourg, Dec. 4—6, 1973, Supplement to CAMAC Bulletin, Issue 9 (1974).
- [9] A. Starzyński, *A Modular Minicomputer in the CAMAC System*, CAMAC Bull, No 9 (1974).
- [10] O. Ph. Nicolaysen, *Decimal Classification of CAMAC Instrumentation*, CAMAC Bull. No 7 (1973).
- [11] M. P. Bieliyakova, *Systiema wywoda cifrowej informacji na ciproeczat i perfolentu w standarte CAMAC*, ZIBJ 10-7325, Dubna 1973.
- [12] B. Zacharov, *IEEE Trans. Nuclear Sci.* NS-21, 898 (1974).
- [13] E. J. Barsotti et al., *IEEE Trans. Nuclear Sci.* NS-21, 881 (1974).
- [14] *Proposal for a CAMAC Language*, CAMAC Bull. Supplement No 5 (1972).
- [15] I. N. Hooton, *Introduction to CAMAC Software*. Proc. of the 1st Intern. Symposium on CAMAC, Camac Bull., Supplement No 9 (1974).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Kazimierz Badziąg

Instytut Fizyki
Uniwersytetu Gdańskiego
Gdańsk

Problemy rozwoju dydaktyki fizyki w PRL

The Questions of the Development in Didactics of Physics in Poland

Abstract: The author shortly discusses the following problems: the didactics of physics as a scientific discipline, the circle and the methodology of didactics of physics, the research work continued at the University of Gdańsk and in some other places where didactics of physics is investigated. He gives an example of such a research work which is held in Warsaw and he is concerning with investigations of educational materials of physics for mathematical and physical courses (classes) and at last he gives a project of a coordination plan of the research work of the polish didacticists of physics.

1

Przyczyny wydzielenia dydaktyk szczegółowych, w tym również dydaktyki fizyki, w odrębne dyscypliny naukowe są na pewno wielorakie. Można je w pierwszej fazie sprowadzić do wciąż narastającej potrzeby szukania racjonalnej odpowiedzi na podstawowe pytanie: jak uczyć się i nauczać skutecznie? Dydaktyka ogólna zajmująca się „analizą wszelkiego uczenia się i nauczania organizowanego w sposób świadomy, systematyczny i planowy..“ [1], jak dotąd, nie zdołała dać na to pytanie jednoznacznej odpowiedzi w odniesieniu do uczenia się i nauczania poszczególnych przedmiotów.

Fakt, że dydaktyka fizyki wyrasta z potrzeb, nie podważa jej naukowości. Przecież każda z aktualnie uprawianych dyscyplin naukowych wyrosła z potrzeb ludzi. Gorzej, iż dotąd zajmujemy się badaniami użytkowymi z bardzo małym skutkiem. Pragniemy odpowiedzieć na pytania typu: dlaczego należy uczyć fizyki?

kogo i czego należy uczyć?

kiedy należy tego uczyć?

— i wreszcie, jak należy tego uczyć?

Oczywiście, w każdym z podanych pytań zawarte są dalsze bardziej szczegółowe, związane z fizyką jako nauką, z psychologią rozwojową i innymi naukami oraz i te, które związane

są z rozwojem współczesnej cywilizacji, z planowanym rozwojem kraju, jego potrzebami kadrowymi, z rozwojem przemysłu, medycyny, transportu, handlu itp. Tak złożonych problemów nie można rozwiązywać w sposób zaimprovizowany w oparciu o jednostkowe doświadczenia i obserwacje pojedynczych ludzi.

W badaniu przedstawionych problemów dydaktycy fizyki próbują wykorzystać metodologię z różnych dyscyplin. Metodologie te trzeba łączyć, adaptować — tworzyć nową jakość — stworzyć nową metodologię, która na dziś nie posiada jeszcze żadnego zastosowania.

Czy osiągnięte rezultaty będą miały wartość naukową, czy uzyskane wyniki będą jednoznaczne? Odpowiedź na to pytanie zależy od przyjętego stanowiska w stosunku do tego, co nazwiemy wynikiem naukowym. Jak twierdzi Ziman [2] „Fakty i teorie naukowe muszą przejść okres krytycznych badań i prób ze strony innych kompetentnych i bezstronnych osób i muszą się okazać na tyle przekonujące, by zyskać niemal powszechną akceptację... (nauka) dąży do jak najszerszej jednomyślności racjonalnych przekonań“. Nie rozwijając bliżej tej tezy można się spodziewać, że część prac z dydaktyki fizyki szczególnie tych, które związane są np. z treściami nauczania, może mieć aktualną wartość naukową podobną do wartości prac z fizyki. Wartość innych, np. odnoszących się do metod nauczania, prac prognostycznych itp. będzie zależna od aktualnego stanu rozwoju nauk psychologicznych, pedagogicznych i społecznych — będzie jednak, przy spełnieniu określonych warunków — wzrastała.

Sumując, stwierdzamy, że potrzeby rozwijającego się społeczeństwa wytworzyły sytuację, w której zagadnienia kształcenia ludzi w poszczególnych przedmiotach muszą i mogą być rozwiązywane tylko metodami naukowymi, chociaż wytwory tych rozwiązań niekoniecznie jeszcze będą posiadały wartość naukową.

2

Istnieją obecnie zespoły ludzi zajmujących się dydaktyką fizyki. Specjalnie podkreślam dydaktyką fizyki, aby odróżnić ją od uprawianej dotąd i potrzebnej nadal — metodyki nauczania fizyki, która spełnia wyłącznie funkcję użytkową i polega raczej na reprodukowaniu tradycyjnie utrwalonych wzorów nauczania.

Nie można ustalić dokładnej definicji dydaktyki fizyki, zresztą nie jest to potrzebne. Podobnie jak w innych naukach definicja taka musiałaby z góry zakładać ciągłą zmienność. Natomiast należy określić, przynajmniej w ogólnych zarysach, metodologię, przedmiot i zakres badań tej dyscypliny. „Dydaktykę fizyki traktujemy jako dyscyplinę pograniczną, której nie można całkowicie zmieścić ani w pedagogice i związanych z nią naukach, ani w fizyce, zarówno ze względu na treść, jak też ze względu na metody badań, które przybierają specyficzny charakter syntezy różnych metod.“ [3]. W naszym przekonaniu jest to typowa, powstająca dyscyplina pogranicza tych nauk. W poszukiwaniu odpowiedzi na przedstawione wyżej pytania „przed dydaktyką fizyki staje zatem zadanie opracowywania metodami naukowymi: celów nauczania, treści nauczania, organizacji nauczania, procesu nauczania (w tym również metod nauczania i oceny jego wyników) oraz środków niezbędnych w nauczaniu fizyki“ [4].

Dydaktyka fizyki w swoim drugim znaczeniu przedstawia przedmiot nauczania (studiowania) [5]. I w tym zakresie stawia się bardzo poważne zadania. Dydaktyk fizyki winien na swoich zajęciach pokazać, poza bezpośrednim celem przedmiotu, również wagę i znaczenie, jakie mają w zastosowaniu do nauczania fizyki takie przedmioty, jak: filozofia, psychologia, pedagogika, dydaktyka ogólna i inne, winien dać syntezę tych nauk w zastosowaniu do nauczania swego przedmiotu. Na tym nie kończy się jednak syntetyzująca rola dydaktyki fizyki jako przedmiotu studiów. Student chodził na wykłady fizyki, liczył zadania, odrabiał ćwiczenia laboratoryjne i uczestniczył w seminariach. Dydaktyk i tu winien dać syntezę całości i pokazać, że wiedza fizyczna zdobywana i utrwalana różnymi drogami, tworzy pewien zwarty system i że jako taki, a nie jako zbiór oddzielnych faktów, winna być przekazana młodzieży szkolnej względnie przez nią zdobyta. Student — przyszły nauczyciel — oraz jego uczeń muszą wiedzieć, że w systemie tym są rzeczy najważniejsze, ważne i mniej ważne, ale wszystkie one są powiązane ze sobą i dotyczą obiektywnych zjawisk otaczającego nas świata.

Ostatnie zagadnienie jest już związane z problematyką szczegółową dydaktyki fizyki. Przedstawiłem je celowo, żeby teraz móc nawiązać do aktualnie prowadzonych u nas badań.

3

Rozwój prowadzonych w Polsce badań z zakresu dydaktyki fizyki pragnę przedstawić głównie w oparciu o prace prowadzone w Zespole Dydaktyki Fizyki w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego. Inne nasze ośrodki mają nie mniejszy dorobek w tym zakresie. W Gdańsku pracę badawczą z dydaktyki fizyki rozpoczęto w latach 1957/58 w istniejącej wówczas Wyższej Szkole Pedagogicznej. Początek stanowiły pierwsze prace magisterskie i prace nad programami nauczania fizyki w szkole podstawowej i średniej. Pierwsze publikacje z zakresu metodyki, dydaktyki i historii fizyki ukazały się na przełomie lat 1959—1960. W tym okresie ustala się problemy naukowe i praktyczne, które mają być rozwiązywane w ówczesnej Katedrze Dydaktyki Fizyki [6]:

a) „badania stale zmieniającej się roli fizyki w nauczaniu na różnych poziomach i w różnych szkołach, w kraju i za granicą, a w związku z tym prace nad programami nauczania, ich treścią i zakresem:

b) śledzenie rozwoju metod nauczania oraz rozwiązywania różnych praktycznych zagadnień z dydaktyki nauczania fizyki;

c) śledzenie postępów fizyki a w związku z tym wypracowanie metod i form ich popularyzacji, przystosowywania do nauczania w szkołach ogólnokształcących, zbieranie materiałów z historii fizyki oraz kompletowanie bibliografii metodycznych.“

W ostatnich latach doszły zagadnienia związane z dydaktyką szkoły wyższej:

Wymieniona problematyka była i jest przedmiotem badań również i innych ośrodków zajmujących się dydaktyką fizyki. Można do nich zaliczyć przede wszystkim: Warszawę (Instytut Programów Szkolnych — dr Jerzy Dunin-Borkowski, Instytut Kształcenia Nauczycieli i Badań Pedagogicznych — doc. dr Mieczysław Sawicki, Zakład Dydaktyki Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego — doc. dr hab. Tadeusz Pniewski, dr Zbigniew Płochocki, mgr Witold Dróżdź), Lublin (Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu im. Marii Curie-Skłodowskiej — doc. dr hab. Danuta Stachórska), Wrocław (Zakład Dydaktyki Fizyki Uniwersytetu im. Bolesława Bieruła — doc. dr Ignacy Stępiński), Opole (Zakład Dydaktyki Fizyki w Wyższej Szkole Pedagogicznej — dr Danuta Tokar, dr Janina Miliszkiewicz), Kraków (Zakład Metodyki Fizyki w Wyższej Szkole Pedagogicznej — dr Jadwiga Salach) i inne. Zespół dydaktyków gdańskich nawiązał kontakty naukowe i wymianę doświadczeń z szeregiem placówek zagranicznych, między innymi, z Instytutem Metodyki Nauczania Wydziału Pedagogicznego Uniwersytetu Humboldta w Berlinie, Katedrą Metodyki Nauczania Fizyki Uniwersytetu Karola w Pradze, Uniwersytetem Palackiego w Ołomuńcu, Wyższą Szkołą Techniczną im. Ottona von Guericke w Magdeburgu i innymi.

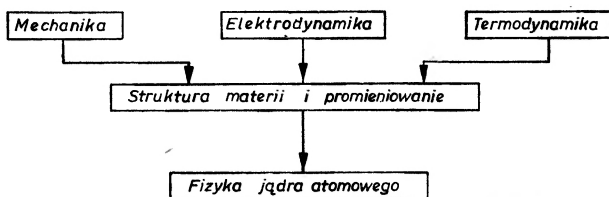
Trudno byłoby w jednym artykule dać wyczerpujący przegląd wszystkich prac z dydaktyki fizyki prowadzonych w Polsce a nawet w jednym z wymienionych ośrodków. Ograniczę się więc do zasygnalizowania kilku wybranych przykładów.

W latach sześćdziesiątych poważniejsze prace z dydaktyki fizyki były prowadzone raczej w ośrodkach i instytucjach pedagogicznych. I tak, pod kierunkiem prof. dr Jana Barteckiego i prof. dr Wincentego Okonia z Katedry Dydaktyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz prof. dr Konstantego Lecha i prof. dr Czesława Kupisiewicza z Instytutu Pedagogicznego powstały pierwsze prace uznane za prace doktorskie: praca dotycząca badania efektywności problemowego nauczania fizyki w uczniowskich zespołach roboczych oraz druga — poświęcona metodyce przeprowadzania ćwiczeń audytoryjnych z fizyki. W wymienionych ośrodkach, we współpracy z prof. Okoniem, Lechem i Kupisiewiczem powstało jeszcze szereg dalszych prac związanych z dydaktyką fizyki. Za ciekawsze uznać można prace z zakresu programowego nauczania fizyki i prace prowadzone przez doc. dr Sawickiego nad strukturyzacją treści fizyki [7] oraz prace zespołowe dotyczące problemu kształcenia uczniów uzdolnionych [8]. Dla przykładu podaję fragment założeń jednej z prac.

Ogólna struktura eksperymentalnego kursu 4-letniego fizyki (z pracy M. Sawickiego. Z badań nad treścią kształcenia w zakresie fizyki w klasach matematycznych i matematyczno-fizycznych, *Fizyka w Szkole*, 4, 19 (1974) [9].

„Za punkt wyjścia przy konstrukcji programu przyjęto systematykę struktur pojęciowych fizyki, zaproponowaną przez W. Heisenberga [10]. Zatem całość 4-letniego kursu fizyki w liceum matematyczno-fizycznym oparta jest na czterech strukturach pojęciowych: systemie pojęć mechaniki klasycznej, systemie pojęć mechaniki relatywistycznej, systemie pojęć termodynamiki i fizyki statystycznej, systemie pojęć fizyki kwantowej (mechaniki kwantowej). Wykorzystując idee i poglądy R. Feynmana oraz E. Wignera [11], [12] na temat natury praw fizyki, a przede wszystkim problemu inwariantności i symetrii, przyjęto następujący postulat strukturalizacji treści nauczania: zasady niezmienniczości (symetrii) oraz wynikające z nich zasady zachowania podstawowych wielkości fizycznych są czynnikami organizacyjnymi i porządkującymi cały materiał nauczania. Stąd powszechnie stosowaną operacją umysłową ucznia jest opis zjawisk przyrody ze stanowiska różnych układów odniesienia, poszukiwanie niezmienników (inwariantów) oraz badanie niezmienności praw. To ostatnie koresponduje z koncepcją J. Piageta [13] dotyczącą struktur operacyjnych w rodzaju struktury grup i zgodne jest z ideą o transformacyjnym charakterze działalności umysłu człowieka (dziecka), po raz pierwszy sformułowaną przez J. Brunera [14].

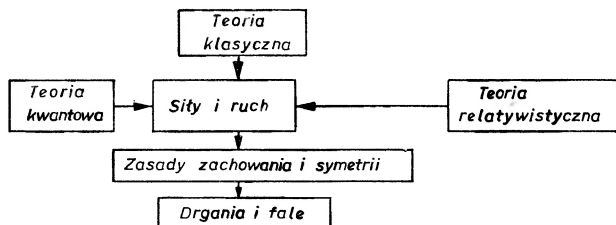
Diagram I



I rok nauczania (wiek uczniów 14—15 lat)

Tematyką pierwszego roku nauczania fizyki jest mechanika. Zlikwidowano podział mechaniki na klasyczną, relatywistyczną i kwantową. Fundamentalnymi pojęciami są: układ odniesienia, transformacje, niezmienniki transformacji, pole oddziaływania, energia. Fundamentalnymi prawami natomiast są zasady zachowania oraz symetrii. Najszerzej stosowanym językiem opracowania dydaktycznego są grafy. Grafy umożliwiają przedstawienie uczniowi mechaniki jako działu fizyki opisującego czasoprzestrzeń i ciała. Ta geometryzacja fizyki jest bardzo pogładowa i gwarantuje wystąpienie dodatniego transferu ogólnych idei o czasoprzestrzeni do innych działów fizyki, jak np. elektrodynamiki czy fizyki atomowej. Szeroko stosuje się rachunek wektorów, a także język algebry, teorii mnogości i logiki formalnej. Wprowadza się także nowy typ zadań (general problems).

Diagram II



Laboratorium fizyczne pozwala uczniowi eksperymentalnie zweryfikować podstawowe prawa oraz zapewnia mu kontakt z prostą techniką naukowego eksperymentu. Cechą charakterystyczną pracy doświadczalnej jest szerokie użycie metod elektrycznych w doświadczeniach z mechaniki.

Program ramowy

1. Siły i ruch (30 godz.)
2. Elementy kinematyki relatywistycznej (8 godz.)
3. Energia i pole (30 godz.)
4. Elementy dynamiki ruchu obrotowego bryły sztywnej (10 godz.)
5. Drgania i fale mechaniczne (30 godz.)

Program ten obejmuje 4 lata nauczania fizyki. W drugim roku nauczania omawia się z uczniami elektrodynamikę, w trzecim występuje systematyczny wykład teorii molekularnej oraz atomowej budowy materii, w czwartym — ostatnim — w zasadzie pozostał do omówienia system pojęć cząstek elementarnych, który tutaj jest działem o tradycyjnej nazwie: fizyka jądrowa (nuklearna). Dodatkowo postanowiono omówić promieniowanie elektromagnetyczne widzialne. Dział ten traktuje się jako zastosowanie ogólnych pojęć i praw ruchu drgającego i falowego. Optyka geometryczna stanowi w tym ujęciu przybliżenie optyki fizycznej“.

5

W końcu lat sześćdziesiątych ówczesny Minister Oświaty i Szkolnictwa Wyższego, po uzgodnieniu z Radą Naukową, wydał zarządzenie umożliwiające prowadzenie prac doktorskich i prac habilitacyjnych z dydaktyk szczegółowych w instytutach i wydziałach merytorycznych. Kilka takich prac doktorskich z dydaktyki fizyki już zakończono, między innymi, na Uniwersytecie im. M. Curie-Skłodowskiej w Lublinie i Uniwersytecie Gdańskim. Dalsze przewody zostały otwarte. Pojedyncze osoby uzyskały stypendia habilitacyjne.

Tematyka wspomnianych prac jest związana, między innymi, z wprowadzaniem nowych osiągnięć fizyki do programów szkoły średniej (np. optyki nieliniowej), z rozwojem metod nauczania fizyki dla szkół dla pracujących (nauczanie programowane i semiprogramowane), z dydaktyką fizyki szkoły wyższej (kształcenie umiejętności zawodowych nauczyciela fizyki metodą microteaching) i z określeniem funkcji środków dydaktycznych w nauczaniu fizyki oraz konstrukcją nowych środków dydaktycznych i badaniem ich efektywności w nauczaniu fizyki. Dla przykładu podaję kilka tematów prac doktorskich broniących w instytutach fizyki: St. Kapiszewski — *Sprawdzanie wiadomości z fizyki w szkole średniej*, Fr. Jaśkowski — *Względność ruchu i układy odniesienia w nauczaniu fizyki w szkole średniej*, B. Gładyszewska — *Nauczanie fizyki w szkole średniej w oparciu o literaturę popularno-naukową*, J. Miliszkievicz — *Semiprogramowana metoda kształtowania pojęć z zakresu fizyki ciała stałego u uczniów średnich szkół ogólnokształcących i inne*.

Prace dotyczące dydaktyki fizyki szkoły podstawowej prowadzone są przeważnie w instytutach pedagogicznych. Nie należy to jednak do reguły. Nie każdy temat badań można podjąć równie łatwo. Niektóre są trudne do sformułowania, trudność polega tu na sformułowaniu problemu naukowego. Inne wymagają dużych nakładów finansowych lub są uzależnione od odpowiedniego zaplecza (środków) i odpowiedniego przygotowania osób biorących udział w eksperymentach.

Od roku 1968 polscy dydaktycy fizyki utrzymują między sobą stałe kontakty, organizując spotkania robocze. Dotychczas odbyły się takie spotkania w Gdańsku (1968), Opolu (1970), Warszawie (1972), Krakowie (1973) i we Wrocławiu (1974). W kilku ośrodkach prowadzi się systematyczne seminaria naukowe. W wyniku tych spotkań zarysował się pewien, jeszcze nie do końca ustalony, plan koordynacji poczynań dydaktyków fizyki. Wydaje się „Problemy Dydaktyki Fizyki“. Pierwszy zeszyt ukazał się w 1974 roku [15] i obejmuje kilka działów: studia i sprawozdania z badań, zagadnienia metodologii, propozycje i dyskusje oraz metodykę i praktykę szkolną. W pierwszym zeszycie znajdujemy następujące artykuły:

W. Wcisło, *Kierowanie procesem rozwiązywania szkolnych zadań z fizyki*; J. Miliszkiewicz, *Przykład koncepcji badań nad programowanym nauczaniem fizyki*; R. Kolwicz, *Koncepcja badania rozumowań uczniów występujących w procesie uczenia się fizyki*; M. Żurawska, *Uwagi na temat zmian programów nauczania fizyki w średnich szkołach ogólnokształcących w Polsce na przestrzeni ostatnich 60 lat*; K. Badziąg, W. Wcisło, *Przedmiot i zarysowująca się metodologia badań w zakresie dydaktyki fizyki*; A. Stokłosa, *O wzajemnych relacjach między dydaktyką ogólną a teorią nauczania programowanego*: W. Hrycyna, *Formułowanie hipotez roboczych w pracach eksperymentalnych z dydaktyki fizyki*; S. Nowotny, *Zastosowanie i wykorzystanie statystyki w badaniach pedagogicznych*; T. Ledworowski, *Rola historii fizyki w kształtowaniu przyrodniczych podstaw naukowego światopoglądu*; L. Woliński, *Propozycja programu nauczania fizyki na kierunku chemii uniwersyteckiej*; J. Szafraniec, *Kształcenie i rozwijanie zainteresowań uczniów na zajęciach Kola Fizycznego*: J. Szafraniec, *Zastosowanie elementów matematyki wyższej do rozwiązywania zadań z fizyki w Kole Fizycznym prowadzonym przez IV Liceum Ogólnokształcące w Radomiu*.

Drugi zeszyt znajduje się w przygotowaniu. Każdy artykuł posiada streszczenia w językach obcych. Dalsze nasze plany dotyczą kontynuacji corocznych ogólnopolskich spotkań dydaktyków fizyki. Pragniemy, aby spotkania były monotematyczne. Następne dotyczyć będzie dydaktyki fizyki szkoły wyższej. Od roku 1975 rozpoczniemy organizowanie kilkunastu „szkół dydaktyków fizyki”. Przewidujemy tu zapraszanie dydaktyków zagranicznych. Dalej, przy Zakładzie Dydaktyki Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego pragniemy utworzyć tzw. „Bank Informacji” dotyczący prac badawczych z dydaktyki fizyki.

Zdajemy sobie sprawę z tego, że osiągnięcia nasze są niezmiernie skromne w porównaniu z potrzebami i w porównaniu z tym, co dydaktycy fizyki potrafili zrobić w innych krajach, szczególnie w ZSRR. Marzeniem naszym, chyba realnym, jest rozszerzenie nawiązanej współpracy z dydaktykami innych krajów, szczególnie krajów RWPG.

Literatura

- [1] Cz. Kupisiewicz, *Podstawy dydaktyki ogólnej*, PWN, Warszawa 1973, s. 14.
- [2] J. Ziman, *Spoleczeństwo nauki*, PIW, Warszawa 1972, s. 41.
- [3] W. Wcisło, *Dydaktyka fizyki jako powstająca dyscyplina badawcza*, „Biuletyn Pedagogiczny”, 2/39, Warszawa 1969, Instytut Pedagogiki.
- [4] K. Badziąg, W. Wcisło, *Problemy Dydaktyki Fizyki* 1, 69 (1974), ZN Wydż. Matematyki, Fizyki, i Chemii, Uniw. Gdański.
- [5] K. Badziąg, *Fizyka w Szkole*, 5, 29 (1966).
- [6] K. Badziąg, W. Wcisło, *Problemy Dydaktyki Przedmiotów Kierunkowych* 1, 87 (1972), ZN Wydż. Humanist. Uniw. Gdański.
- [7] M. Sawicki, „Struktura operacyjna” — jako kategoria dydaktyki przedmiotów ścisłych, w tomie *O nową dydaktykę*, WS i P, Warszawa 1974.
- [8] K. Badziąg, G. Gębura, M. Sawicki, J. Soczewka, T. Zabłocka, *Nowa Szkoła* 5 (1971).
- [9] M. Sawicki, *Fizyka w Szkole* 4, 17 (1974).
- [10] W. Heisenberg, *Fizyka a filozofia*, KiW, Warszawa 1965.
- [11] R. Feynman, *The Character of Physical Law*, London 1965.
- [12] E. Wigner, *Symetries and Reflection*, London 1970.
- [13] J. Piaget, *Strukturalizm*, Wiedza Powszechna, 1972.
- [14] J. Bruner, *O poznawaniu*, PIW, Warszawa 1971.
- [15] *Problemy Dydaktyki Fizyki*, Zeszyty Naukowe Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii UG, Gdańsk 1 (1974).

Symposium Nobla poświęcone pierwiastkom superciężkim

Symposium to, będące już dwudziestym siódmym z kolei symposium Nobla, odbyło się w Ronneby w Szwecji w dniach od 11 do 14 czerwca 1974 r. Było pierwszą konferencją poświęconą wyłącznie zagadnieniu pierwiastków superciężkich.

Jak wszystkie sympozja Nobla, odbyło się ono pod egidą Fundacji Nobla i jej specjalnego Komitetu do spraw Sympozjów Nobla. Sympozja te są konferencjami stosunkowo niedużych grup zaproszonych uczestników. Zgodnie z regułami Fundacji, liczba osób zaproszonych spoza Szwecji nie powinna w zasadzie przekraczać 30. Wszystkie koszty organizacji, włączając koszty pobytu i podróży uczestników, pokrywa Fundacja.

Dokładny tytuł omawianego Symposium brzmiał: „Superheavy Elements — Theoretical Predictions and Experimental Generation“ (pierwiastki superciężkie — przewidywania teoretyczne i doświadczalne ich wytwarzanie). Wzięło w nim udział 50 uczestników, w tym 19 ze Szwecji, 11 ze Stanów Zjednoczonych, 8 z Danii, 6 z RFN, 3 z Francji, 2 z Polski i 1 ze Szwajcarii. Bezpośrednimi organizatorami Symposium byli: prof. S. A. E. Johansson, dr P. Möller, prof. S. G. Nilsson i dr C. O. Wene z Uniwersytetu w Lund (Szwecja), ośrodka, który prowadzi intensywne badania teoretyczne nad pierwiastkami superciężkimi.

Obrady miały charakter bardzo intensywny. W ciągu czterech dni trwania Symposium ogłoszone zostały 33 referaty. Były to na ogół referaty o charakterze przeglądowym. Przedstawiały ogólny dorobek w danym zagadnieniu lub dorobek jednego ośrodka, reprezentowanego przez referenta. Obrady charakteryzowały się także bardzo dużym stopniem aktywności uczestników. Większość uczestników (ponad 70%) była autorami lub współautorami ogłoszonych referatów. Większość także brała udział w dyskusji. Ten bardzo aktywny i można także powiedzieć roboczy charakter obrad możliwy był dzięki stosunkowo małej liczbie uczestników oraz dzięki faktowi, że zdecydowaną ich większość stanowili ludzie aktualnie pracujący nad omawianą problematyką.

Przechodząc do krótkiego omówienia treści obrad, należy podkreślić, że choć temat, jądra superciężkie, był bardzo specjalny, to dzięki bardzo wszechstronnemu, kompleksowemu potraktowaniu nie był wcale wąski.

A. Bohr i B. R. Mottelson (Kopenhaga) przedstawili ogólne tło obecnych kierunków badań w fizyce jądrowej, w szczególności badań nad strukturą powłokową jąder, podstawową dla zagadnienia jąder superciężkich. Zwrócili oni uwagę, że poważny postęp został osiągnięty w zakresie zrozumienia istoty powstawania struktury powłokowej układów kwantowych. W szczególności, w przypadku ruchu niezależnych nukleonów w jądrze atomowym, okazuje się, że szczególnie trwałe („magiczne“) są te konfiguracje, dla których pochodne energii jednocząstkowych, traktowanych jako analityczne funkcje liczb kwantowych, względem tych liczb mają się do siebie tak, jak (niewielkie) liczby całkowite. Ten nowy punkt widzenia tłumaczy z powodzeniem nie tylko fakt istnienia jąder magicznych, lecz także pozwala na zrozumienie bądź uzasadnienie szeregu innych zjawisk lub hipotez, np. istnienie spontanicznie rozszczepiających się izomerów, możliwość powstawania jąder superciężkich itp. W zastosowaniu do jąder atomowych poddanych niezwykle szybkiemu obrotowi (o momencie pędu rzędu kilkudziesięciu \hbar) doprowadza to do możliwości istnienia izomerów, których względna stabilność związana byłaby z ich obrotem (tzw. izomery „superdizy“).

M. Veneroni (Orsay, Francja) i P. Quentin (Kopenhaga) przedstawili wyniki dla struktury jednozastwkowej jąder ciężkich i superciężkich otrzymane metodą rachunków samozgodnych typu Hartree-Focka, a H. S. Köhler (Tucson, USA) — wyniki dla tej struktury oparte na formalizmie wielociałowym.

Bardzo szeroką dyskusję wyników obliczeń bariery potencjalnej na rozszczepienie, otrzymanych w ramach modelu Nilssona, przedstawili S. E. Larsson i S. G. Nilsson (Lund, Szwecja). Przedyskutowali oni wiele różnych czynników, jak np. deformacja nieosiowa jądra, czy badane ostatnio korelacje krótkozasięgowe typu „quadropole-pairing“, wpływających na wielkość tych barier. Warto zwrócić uwagę, że bariery otrzymane ostatnio w zupełnie odmiennych i niezależnych rachunkach samozgodnych, przedstawionych przez M. Veneroniego i P. Quentina, są tylko o ok. 1-2 MeV niższe od barier otrzymanych z potencjałem Nilssona.

Obszerna dyskusja roli parametrów inercyjnych (masowych) jądra w procesie przenikania jego przez barierę potencjalną na rozszczepienie przedstawiona była w referatach Z. Szymańskiego (Warszawa) i H. C. Pauliego (Heidelberg).

Referat A. Sobieczewskiego (Warszawa) dał ogólny przegląd ostatnich wyników teoretycznych dla czasów życia jąder superciężkich oraz przedyskutował perspektywy istnienia jąder znacznie jeszcze cięższych od jądra ^{208}Pb .

W dyskusji po tym referacie A. Bohr zwrócił uwagę na interesującą możliwość wytwarzania jąder superciężkich zdeformowanych. Temat ten został podjęty przez kilku uczestników (W. Świątecki i inni). Możliwość zdeformowanych jąder superciężkich pochodzi stąd, że przy szczególnych kształtach zdeformowanych, podobnie jak przy kształcie sferycznym, pojawia się w jądrze struktura powłokowa. Struktura ta jest z reguły słabsza, niż przy kształcie kulistym, mającym najwyższy stopień symetrii. Należy oczekiwać zatem, że i trwałość jąder superciężkich zdeformowanych będzie mniejsza, niż sferycznych. Z drugiej strony jednakże może się okazać, że proces otrzymywania ich może być ułatwiony w stosunku do otrzymywania jąder sferycznych. Głównie z dwu powodów. Jeden, to fakt, że liczby magiczne dla jąder zdeformowanych są różne od liczb magicznych dla jąder sferycznych. Może się więc zdarzyć, że wyspa jąder superciężkich zdeformowanych będzie usytuowana na mapie nuklidów wygodniej dla eksperymentu, niż wyspa jąder sferycznych. Drugi, to okoliczność, że jądro powstające w procesie syntezy dwóch ciężkich jonów charakteryzuje się prawdopodobnie kształtem niesferycznym i prawdopodobieństwo jego przejścia do stanu podstawowego odpowiadającego konfiguracji zdeformowanej może być większe, niż prawdopodobieństwo przejścia do stanu podstawowego o symetrii kulistej.

Sugestia Bohra stała się punktem wyjścia dla poszukiwań liczb magicznych odpowiadających hipotetycznym jądom superciężkim w stanach zdeformowanych. Obszerniejsze omówienie przez jednego z nas (A. S.) tego interesującego problemu jest tematem oddzielnego artykułu w „Postęпах Fizyki“.

Dotychczasowe doświadczenia w wytwarzaniu najcięższych pierwiastków oraz wnioski wypływające z tych doświadczeń dla badań nad pierwiastkami superciężkimi omówił G. T. Seaborg (Berkeley). H. J. Specht (Heidelberg) omówił zaś ostatnie wyniki i możliwości doświadczalne w badaniach nad barierą na rozszczepienie.

Ogólnego przeglądu dotychczasowych wyników poszukiwania pierwiastków superciężkich w naturze dokonali G. Herrmann (Moguncja, RFN) i M. Nurmia (Berkeley), a wyników wytwarzania tych pierwiastków w reakcjach z ciężkimi jonami — M. Nurmia i S. G. Thompson (Berkeley) oraz C. Stephan (Orsay).

Bardzo obszernie potraktowane zostały badania teoretyczne nad możliwością syntezy pierwiastków superciężkich. Dyskutowany był proces syntezy zarówno drogą reakcji z ciężkimi jonami, jak w wybuchach termojądrowych (H. Meldner z La Jolla, USA) oraz w procesie szybkiego wychwytu neutronów (proces τ) w warunkach gwiazdnych (R. Bengtsson Lund), E. R. Hilf (Darmstadt, RFN) oraz M. Howard (Urbana, USA).

Reakcje z ciężkimi jonami dyskutowane były w aspekcie dynamicznym (W. J. Świątecki, Berkeley) z uwzględnieniem efektu lepkości (C. F. Tsang, Berkeley). Efekt lepkości dysku-

wany był także dla procesu rozszczepienia (S. Björnholm, Kopenhaga). Wyniki obszernych obliczeń energii potencjalnej dla reakcji z ciężkimi jonami przedstawił J. R. Nix (Los Alamos).

Wreszcie, dosyć szeroko potraktowane było zagadnienie atomów lub, lepiej, kwaziatomów superciężkich. Są to atomy, które tworzą się na krótki okres przelotu ciężkiego jonu obok ciężkiego jądra tarczy. Okres ten, choć krótki, jest dostateczny dla utworzenia wspólnej dla obu jąder powłoki elektronowej, dla której można badać przejścia rentgenowskie. Przedstawione zostały zarówno teoretyczne (B. Müller, Frankfurt nad Menem), jak i doświadczalne (P. Armbruster, Laboratorium GSI, Wixhausen, RFN) wyniki dotychczasowych badań tego problemu.

Na zakończenie, należy podkreślić bardzo dobrą, sprawną organizację Sympozjum. Odbywało się ono w kompleksie hotelowym w miejscowości letniskowej, jaką jest Ronneby, na południowym wybrzeżu Szwecji. Jedynym mankamentem, nie zawinionym bezpośrednio przez organizatorów, był fakt, że odbyło się ono dokładnie w tych samych dniach, co Konferencja Ciężkich Jonów w Nashville (USA). Uszczupliło to grono uczestników o kilka osób zajmujących się zagadnieniem pierwiastków superciężkich, a zaangażowanych w Konferencję w Nashville.

Materiały Sympozjum mają być opublikowane w miesięczniku Szwedzkiej Królewskiej Akademii Nauk „Physica Scripta” oraz ponadto w oddzielnym tomie materiałów sympozjum Nobla.

Adam Sobieczewski, Zdzisław Szymański

XIII Zimowa Szkoła Fizyki Jądrowej w Zakopanem

Zimowa Szkoła Fizyki Jądrowej, organizowana po raz 13 przez Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie i Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, odbyła się w dniach od 4 do 16 lutego 1975 r. w domu Wypoczynkowym „Świerk” w Zakopanem na temat „Nuclear In-Beam Spectroscopy”. Szkoła miała charakter międzynarodowy, bowiem oprócz 73 fizyków z ośrodków krajowych brało w niej udział 19 gości z instytutów zagranicznych (Dubna, Kopenhaga, Heidelberg, Rossendorf, Sztokholm, Zagrzeb) a większość wśród nich stanowili jednak fizycy francuscy ze Strasbourga, Orsay i Bordeaux, co jest konsekwencją dobrze rozwijającej się współpracy IFJ w Krakowie z Centre de Recherches Nucléaires w Strasbourgu.

Wygłoszone wykłady i referaty seminaryjne oraz towarzysząca im dyskusja objęła swą problematyką szeroki obszar zagadnień spektroskopii jądrowej na wiązce akceleratorów. Omawiano zarówno techniczną stronę eksperymentów, prowadzonych na wiązce przyspieszanych jonów, jak również teoretyczne objaśnienie (wraz z metodami obliczeń) obserwowanych wzbudzeń jądrowych i ich charakterystyk. Szeroko przedstawione było zagadnienie przejść fazowych i ich różne modele, wyjaśniające m. in. efekt back-bendingu, obserwowany przy przekazie jądrom wysokich krętów i energii. Duże zainteresowanie wzbudził model oddziałujących bozonów, aktualnie rozwijany w Groningen i stosowany do opisu struktury stanów wzbudzonych w jądrach obszaru przejściowego.

Podkreślić należy wzajemne powiązanie i uzupełnianie się poszczególnych wykładów, wynikające ze współpracy naszych ośrodków: krakowskiego i warszawskiego z ośrodkami w Strasbourgu, Kopenhadze i Sztokholmie, przy czym szczególnie cenny był udział w Szkole polskich fizyków, prowadzących badania w wyżej wymienionych ośrodkach. W wyniku prowadzonych dyskusji powstały projekty dalszych wspólnych pomiarów i badań, co należy uważać za najcenniejszy rezultat Szkoły.

Materiały Szkoły nie zostaną wydane zbiorowo, ale będą publikowane poszczególne referaty, nadsyłane bezpośrednio przez autorów do redakcji „Nukleoniki” lub „Postępów Fizyki”.

St. Szymczyk

I. M. Imianitow, E. W. Czubarina, J. M. Szwarz: **Elektryczność chmur**. Tłumaczył z języka rosyjskiego Tadeusz Siemek, PWN, Warszawa 1974, str. 134, cena zł 15.—

Związała monografia *Elektryczność chmur*, według informacji zamieszczonej w oryginale książki wyd. w 1971 r., przeznaczona jest dla meteorologów i innych specjalistów zainteresowanych elektrycznością chmur.

Książka składa się z krótkiego wstępu, trzech rozdziałów, zwięzłego zakończenia oraz obszernej bibliografii.

W rozdziale I autorzy szczegółowo omawiają elementy pola elektrycznego w chmurach warstwowych, w chmurach konwekcyjnych bezopadowych oraz w silnie rozwiniętych chmurach kłębiastych z opadami atmosferycznymi. Podają sporo wyników pomiarów, głównie z terenu ZSRR, dotyczących gradientu potencjału pola elektrycznego, przewodnictwa elektrycznego powietrza, naboju elektrycznych poszczególnych kropelek chmur i opadów atmosferycznych itp. Większość z nich odnosi się do chmur warstwowych. Chmury kłębiaste, z natury rzeczy ulegające stosunkowo szybkim zmianom przestrzenno-czasowym, w których procesy dynamiczne są intensywniejsze niż w chmurach warstwowych, sprawiają duże trudności w systematycznym dokonywaniu pomiarów elektrycznych „in situ“ w chmurze. Zostały one znacznie słabiej poznane pod względem elektrycznym niż chmury warstwowe. Znajduje to swoje odzwierciedlenie nie tylko w skromniejszej ilości wyników pomiarów niż dla chmur warstwowych, lecz również w większej liczbie pozostających ciągle do zbadania zagadnień. Dodajmy tu od siebie — zagadnień nie tylko w dziedzinie elektryczności chmur.

W rozdziale II omówiono przyczyny elektryzacji chmur. Problem ten jest bardzo złożony, ponieważ obserwowany efekt końcowy posiadania określonych naboju elektrycznych przez kropelki chmury, krople deszczu, różnej wielkości i formy kryształy lodu w powietrzu i wreszcie występowanie ładunków przestrzennych w chmurach różnych rodzajów, zachodzi na różnych drogach. Autorzy opisują różne mechanizmy elektryzacji cząstek chmurowych (kropelek wody bądź kryształów lodu) i tworzenia się ładunków przestrzennych, omawiają te zagadnienia dla chmur warstwowych i kłębiastych oraz próbują powiązać rozwój chmur różnych rodzajów z ich własnościami elektrycznymi.

W rozdziale III autorzy zastanawiają się nad możliwością i skutecznością sterowania rozwojem chmur przez stosowanie metod elektrycznego na nie oddziaływania. Omówiono w szczególności wpływ ładunków elektrycznych na procesy skraplania i krystalizacji w chmurach, na proces koagulacji cząstek chmury (kropelek wody lub kryształków lodu), wychwytu ich przez wprowadzenie do chmury cząstek większych z ładunkiem elektrycznym lub bez niego. W zakończeniu rozdziału opisują metody sztucznego wywoływania zmian w stanie elektrycznym chmur.

Ujęcie tematów i sposób ich przedstawiania w omawianej książce dowodzi, że problematyka ta znajduje się w kręgu osobistych zainteresowań wspomnianych wyżej autorów. Zainteresowany czytelnik z przyjemnością, jak sędzę, zaznajomi się z nią korzystając z książki w języku rosyjskim. Znacznie mniejsza będzie jego przyjemność studiowania tłumaczenia polskiego tej książki. Niedokładne, a przez to błędne w wielu miejscach, tłumaczenie poprawnego tekstu rosyjskiego wykazuje, że tłumacz albo zbyt słabo zna język oryginału, albo niedostatecznie opanował podstawowe pojęcia fizyczne i meteorologiczne, a może i jedno i drugie.

Nie jest możliwe wypisywanie tu wszystkich zauważonych błędów merytorycznych, zresztą po wydrukowaniu książki nie ma to większego sensu. Uważny czytelnik znajdzie je na każdej

niemal stronie tłumaczenia polskiego. I tak dla przykładu w charakterystyce elektrycznej chmury już we wstępie (str. 11), tłumacz pisze: „...gradient (napięcie) pola elektrycznego...” zamiast poprawnie: gradient potencjału (natężenie) pola elektrycznego, tak jak to jest zresztą w oryginale książki, (str. 6, w. 18—19g). Tłumacz stosuje swoją własną terminologię, która u czytelnika wywoła co najmniej zdziwienie; np: sprężystość pary nad cząstką zamiast ciśnienie albo prężność pary nad cząstką (kropelką wody), deszcz przewlekły — zamiast ciągły, czysta atmosfera — zamiast w tym przypadku bezchmurne niebo, dyfuzja burzowa — zamiast dyfuzja turbulencyjna i wiele innych.

W zakończeniu powyższych uwag nieodparcie nasuwa się następująca refleksja: szkoda, że tak źle przygotowane tłumaczenie bez dostatecznej korekty językowej, terminologicznej oraz merytorycznej ukazało się drukiem, zwłaszcza, że dotyczy to elektryczności chmur, dziedziny o bardzo skromnej działalności badawczej w naszym kraju.

Teodor Kopcewicz

Wiktor K. Kobuszkin: *Metodyka rozwiązywania zadań z fizyki*. Z języka rosyjskiego tłumaczyła Wanda Szymańska, PWN, Warszawa 1975, stron 282, cena zł 28.—

Książka ta pomyślana jest jako pomoc metodyczna dla nauczycieli fizyki, studentów młodszych lat wyższych uczelni oraz uczniów starszych klas szkół średnich (zwłaszcza o profilu matematyczno-fizycznym). Zawiera ona, poza ogólnymi wskazówkami metodycznymi dotyczącymi przebiegu procesu rozwiązywania zadań, dużą liczbę zadań ze szczegółowym rozwiązaniem oraz dyskusją wyników końcowych. Większość zadań układał sam autor. Do ich rozwiązania nie jest potrzebna znajomość rachunku różniczkowego i całkowego, co oczywiście ogranicza wybór, ale za to udostępnia książkę uczniom starszych klas szkół średnich (mimo rozszerzenia programu nauczania matematyki jest to nadal problemem).

Książka podzielona jest na trzy części: 1. mechanikę, 2. ruch drgający i falowy i 3. termodynamikę. Dobór zadań jest bardzo staranny, dużo jest pozycji interesujących (np. zadania z rozdziału „Ruch cząstek naładowanych w różnych polach sił”). Bardzo rzadko potrzebne są informacje spoza zakresu szkoły średniej; w dodatku każda z grup tematycznych zadań poprzedzona jest wprowadzeniem przypominającym podstawowe prawa fizyki i wzory, z których będzie się korzystać. Szkoda jednak, że w rozdziale „Energia, praca, ciepło i przejścia fazowe układów”, dotyczącym spraw dość trudnych pojęciowo, znalazło się kilka niejasnych sformułowań.

Przejdźmy teraz do strony metodycznej książki Kobuszkin, która nie jest po prostu jeszcze jednym zbiorem zadań. Dwa rozdziały poświęcone są wyłącznie wskazówkom metodycznym i zawierają ogólne uwagi dotyczące sposobu rozwiązywania zadań. Autor proponuje posługiwanie się pewnym schematem, który nie stanowi oczywiście ścisłej recepty. Nie należy się obawiać, że doprowadzi to do „zmechanizowania” rozwiązywania zadań. Wprost przeciwnie, korzystanie ze schematu powinno raczej pobudzać rozwój fizycznego sposobu myślenia u uczniów, u których nie jest on jeszcze dostatecznie wyrobiony. Proponowany schemat przedstawia jedynie systematyczne podejście do podstawionego w zadaniu problemu, zgodne z intuicją fizyczną i zdrowym rozsądkiem.

Podane wskazówki metodyczne autor stosuje konsekwentnie w rozwiązaniach zamieszczonych w książce zadań. Wielką zaletą tych rozwiązań jest ich zupełność. Przedstawione są wszystkie etapy logicznego rozumowania począwszy od analizy postawionego problemu aż do końcowego wyniku. Myśl przewodnia rozwiązania widoczna jest w każdym kroku, co ułatwia śledzenie rozumowania. Komentarze słowne są pełne ożywienia, co przemówi do młodszego czytelnika. Bardzo starannie analizuje się założenia zadania i zrobione przybliżenia. Duży nacisk położono na dyskusję wyniku końcowego, która w wielu wypadkach stanowi najistotniejszą część rozwiązania. Część zadań autor sformułował bardzo ogólnie; wymaga to od rozwiązującego pewnej inwencji przy konkretyzowaniu warunków zadania i pozwala spojrzeć na zagadnienie szerzej, w oderwaniu od szczegółowych danych. Nawiasem mówiąc, ani jedno zadanie

nie zawiera danych liczbowych. Niezależnie od ogólnej dyskusji rozwiązania, znalezienie wyniku liczbowego w pewnych konkretnych przypadkach może bardzo zbliżyć problem do życia codziennego. Autor chyba nie docenił wartości dydaktycznej tego faktu.

Zakres zagadnień poruszonych w *Metodyce* Kobuszkina jest dość wąski — nie obejmuje nawet całego materiału szkoły średniej. Brak jest także zadań z bardziej nowoczesnych dziedzin fizyki, np. elementów fizyki jądrowej. Wydaje się jednak, że autor celowo ograniczył się do pewnej grupy zagadnień. Z tego powodu zresztą książka (moim zdaniem) zyskuje przy porównaniu z licznymi dostępnymi polskiemu czytelnikowi zbiorami zadań, które są często zbyt przeładowane i w których zadania ciekawe i pouczające zmieszane są beładnie z zadaniami banalnymi.

Aby udostępnić książkę szerszemu gronu odbiorców, autor zrezygnował z jawnych korzyści, jakie daje użycie pewnych elementów matematyki wyższej. Ucierpiała na tym elegancja i ogólność niektórych rozwiązań. Bardziej zaawansowany czytelnik może jednak sięgnąć po wydaną przed dwoma laty przez PWN książkę E. M. Nowodworskiej, również noszącą tytuł *Metodyka rozwiązywania zadań z fizyki*. Zarówno zakres rozpatrywanych zagadnień, jak i stosowany do ich rozwiązywania aparat matematyczny są znacznie bogatsze.

Metodyka Kobuszkina z pewnością bardzo się przyda zarówno uczniom ostatnich klas szkół średnich, jak i ich nauczycielom.

Książka wydana jest starannie, ale w kilku miejscach dostrzega się wyraźnie, z jakiego języka ją przetłumaczono.

Układ graficzny jest niezbyt przejrzysty; przydałoby się wyraźniej zaznaczyć, w którym miejscu kończy się jedno zadanie, a zaczyna następne. Niektóre z zamieszczonych w tekście rysunków mają tak wiele oznaczeń na bardzo małej powierzchni, że trudno się zorientować, czego te oznaczenia dotyczą.

Magdalena Staszek

E. M. Nowodworska: *Metodyka rozwiązywania zadań z fizyki*. Tłumaczyli z języka rosyjskiego Janusz Kempa i Zbigniew Rek, PWN, Warszawa 1973, str. 331, cena zł 38. —

W ciągu kilku ubiegłych lat na rynku księgarskim ukazała się znaczna ilość pozycji wydawniczych poświęconych zadaniom z fizyki i ich rozwiązywaniu.

Zapewne znaczna liczba potencjalnych użytkowników tych podręczników może czuć się zdezorientowana i mieć trudności z wybraniem pozycji, która odpowiadałaby aktualnemu poziomowi zainteresowanego i dobrze spełniła swoje dydaktyczne zadanie. Warto więc pokusić się o odpowiedź, z myślą o kim autorka pisała rosyjską wersję *Metodyki rozwiązywania zadań z fizyki* i komu obecnie tę książkę polecić w naszych polskich warunkach.

Zamysłem autorki było stworzenie podręcznika, który mógłby być dla asystentów prowadzących zajęcia ze studentami przewodnikiem i źródłem podstawowego materiału do wykorzystania na ćwiczeniach rachunkowych z fizyki.

Książka obejmuje zadania z mechaniki nierelatywistycznej, fizyki cząsteczkowej, termodynamiki, elektrostatyki, prądu stałego i magnetyzmu. W jej skład weszło prawie trzysta zadań. Każde z zadań poprzedzone zostało analizą zdarzenia fizycznego, które ma być opisane. W analizie tej przedyskutowano również prawa i zależności fizyczne konieczne do rozwiązania zadania oraz sposób ich wykorzystania.

Rozwiązania zakończone są, w przypadkach na to zasługujących, dyskusją ogólnej postaci uzyskanej odpowiedzi i jej analizą wymiarową. Zarówno opracowanie zadań jak i ich dobór świadczy o dużej trosce autorki o stronę metodyczną podręcznika.

Zgodnie z intencjami autorki, książka może być dużą pomocą w przygotowywaniu zajęć na ćwiczeniach rachunkowych z fizyki na kierunkach nie fizycznych. Jednakże, ze względu na wspomniane walory dydaktyczne podręcznika, można polecić go również studentom, w szczególności tym, którzy nie wynieśli z ukończonej szkoły średniej ugruntowanych wiadomości z fizyki i umiejętności wykorzystywania ich przy rozwiązywaniu zadań.

Książka ta może też stać się bardzo cenną pomocą dla nauczycieli prowadzących zajęcia z fizyki w klasach matematyczno-fizycznych, jak również dla zdolnych uczniów, którzy chcieliby samodzielnie poszerzać zakres swoich kontaktów z fizyką.

Kilka dodatkowych uwag warto poświęcić pierwszemu rozdziałowi. Nie włączono do niego zadań ze statyki, kinematyki relatywistycznej i transformacji Lorentza, a także zadań poświęconych opisowi oddziaływań cząstek elementarnych. Częściowo dzięki temu zakres fizyki i stosowanych metod matematycznych w niewielu miejscach wybiega poza program szkoły średniej (siła Coriolisa, iloczyn wektorowy). W związku z tym rozdział ten jest godny polecenia wszystkim przygotowującym się do egzaminów wstępnych na wyższe uczelnie, ponieważ może on być bardzo pomocny w nauce rozwiązywania zadań z dynamiki (pełna, nie skrótowa analiza sił działających na ciała). Warto zwrócić szczególną uwagę na zadania 5 i 6, w których przedstawiono elegancko dokładną analizę sił tarcia w przypadku statycznym i dynamicznym (w większości podręczników udział sił tarcia w opisie zjawiska fizycznego przedstawiony jest w sposób niepełny).

Podstawowym układem jednostek wykorzystywanym w zadaniach jest układ SI. Jednakże autorka nie robi z niego tabu i niekiedy sięga do innych układów. Przede wszystkim chodzi tu o jednostki CGSE oraz CGSM. Takie podejście wydaje się słuszne. Uczący się fizyki powinien zdawać sobie sprawę z istnienia innych od SI układów jednostek i umieć sobie poradzić z jednostkami z tych układów, gdy zajdzie tego potrzeba.

Andrzej Filipkowski

ODDZIAŁ ŁÓDZKI PTF

W marcu 1975 odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze, podczas którego wybrano nowe władze Oddziału:

przewodniczący — Jerzy Jateczak,
zastępca przewodniczącego — Henryk Małecki,

sekretarz — Ryszard Braun,

skarbnik — Maria Mucha,

członkowie Zarządu — Przemysław Adamski i Julian Ławrynowicz.

W latach 1973—74 Oddział zorganizował cykl odczytów dla uczniów szkół średnich oraz szereg spotkań pracowników naukowych Instytutu Fizyki UŁ i Politechniki Łódzkiej z młodzieżą, jak również kilka odczytów dla nauczycieli szkół średnich.

Okręgowy Komitet Olimpiady Fizycznej, którego przewodniczącym jest Bolesław Wojciechowski, przeprowadzał zawody drugiego stopnia XXIII i XXIV Olimpiady Fizycznej.

Nowy Zarząd wprowadza szereg nowych form działalności. M. in. próbuje stworzyć tradycję „spotkań okrągłego stołu“ samodzielnych pracowników nauki ośrodka łódzkiego. Ustanowiono nagrody za najlepsze prace magisterskie z fizyki dla studentów uczelni łódzkich.

W Oddziale powstały dwie sekcje: dydaktyczna oraz fizyki stosowanej. Celem sekcji dydaktycznej jest ściślejsze związanie nauczycieli fizyki z PTF-em, podnoszenie kwalifikacji nauczycieli i ułatwienie im kontaktów z pracownikami wyższych uczelni oraz okazywanie pomocy uczniom o szczególnych uzdolnieniach. Sekcja fizyki stosowanej skupia pracowników wyższych uczelni zajmujących się problematyką zastosowań fizyki w przemyśle oraz fizyków pracujących

zawodowo w technice, przemyśle i innych gałęziach gospodarki narodowej. Przewodniczącym tej sekcji jest Andrzej Marczewski z Łódzkich Zakładów Kserotechnicznych.

Nagrody Francuskiego Towarzystwa Fizycznego

Francuskie Towarzystwo Fizyczne przyznało następujące nagrody za rok 1974:

Wielką Nagrodę Jean Ricarda otrzymał P. Musset za wkład w odkrycie prądów neutralnych. Musset zajmował się tym zagadnieniem od 1964 r., najpierw biorąc udział w pracach przy konstrukcji wielkiej komory pęcherzykowej Gargamelle, a następnie przy analizowaniu uzyskanych wyników. Wykazanie istnienia prądów neutralnych jest wspólnym osiągnięciem grup z Akwizgranu, Brukseli, CERN-u, Ecole Polytechnique, Mediolanu, Orsay i University College w Londynie.

Nagrodę Robina otrzymał L. Michel za prace w dziedzinie zastosowania teorii grup do fizyki cząstek elementarnych i teorii oddziaływań słabych.

Nagrodę Foucault otrzymał M. Borghini za osiągnięcia w konstrukcji tarcz spolaryzowanych.

Nagrodę Joliot-Curie otrzymał J. P. Vialle za badania prądów neutralnych w eksperymentach neutrinowych w komorze pęcherzykowej Gargamelle.

EPS

Podajemy aktualne informacje dotyczące Oddziału Fizyki Jądrowej i Oddziału Materii Skondensowanej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego:

Oddział Fizyki Jądrowej

Przewodniczący — C. van der Leun (Utrecht)
wiceprzewodniczący — A. Strzałkowski (Kra-
ków)

Sekretarz — W. D. Hamilton (Brighton)
Członkowie — K. Alper (Bazylea), K. Bethge
(Heidelberg), N. Cindro (Zagrzeb), E. Cotton
(Saclay), P. G. Hansen (Bonn), S. G. Nilsson
(Lund), R. A. Ricci (Legnaro), I. Talmi
(Rehovoth).

Oddział Materii Skondensowanej

Przewodniczący poszczególnych sekcji:

Fizyka Niskich Temperatur — J. L. Olsen
(Zurych),

Fizyka Makromolekularna — A. J. Kovacs
(Strasbourg),

Magnetyzm — E. P. Wohlfarth (Londyn),

Metale — F. Fumi (Bristol),

Półprzewodniki i Izolatory — M. Balkanski
(Paryż)

Nowi dyrektorzy generalni CERN-u

Na zebraniu w dniu 21 marca 1975 r. Rada
CERN-u powołała na kadencję 1976—1980
dwóch dyrektorów generalnych: J. B. Adamsa
i L. Van Hove'a.

Adams będzie odpowiedzialny za sprawy
administracyjne, sprawną działalność urzą-
dzeń badawczych i pomocniczych oraz kon-
strukcję nowych budynków. Van Hove bę-
dzie kierował działalnością badawczą La-
boratorium I i Laboratorium II CERN-u.

I. M. Frank doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Łódzkiego

Uniwersytet Łódzki obchodził w tym roku
trzydziestolecie swego istnienia i z tej okazji
nadał kilka doktoratów honorowych. Z fizy-
ków doktorem *honoris causa* Uniwersytetu
Łódzkiego został Ilia Michajłowicz Frank,
profesor Uniwersytetu Moskiewskiego, dy-
rektor Laboratorium Fizyki Neutronowej
Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych
w Dubnie, członek Akademii Nauk ZSRR.
Promotorem był doc. dr hab. H. Małecki.

I. M. Frank jest wybitnym teoretykiem.
W r. 1958 otrzymał (wspólnie z Czerenkowem
i Tammem) Nagrodę Nobla z fizyki
za teorię odkrytego przez Czerenkowa zja-
wiska emisji światła przy przechodzeniu

bardzo szybkich cząstek naładowanych przez
materię. Z Instytutem Fizyki UŁ Frank
jest szczególnie blisko związany — kierował
pracami wielu fizyków łódzkich przebywają-
cych na stażach w Dubnie.

Fizyka łódzka będzie mieć swój gmach

Dnia 26 maja 1975 odbyło się uroczyste
wmurowanie aktu erekcyjnego gmachu fi-
zyki Uniwersytetu Łódzkiego. W podpisaniu
aktu i wmurowaniu go wziął udział Przewod-
niczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński
i Minister Nauki, Szkolnictwa Wyższego
i Techniki prof. Sylwester Kaliski.

Seminarium poświęcone pamięci Mieczysława Frą- cowskiaka

W dniu 17 kwietnia 1975 odbyło się w In-
stytucie Fizyki Politechniki Poznańskiej se-
minarium naukowe poświęcone działalności
zmarłego niedawno doc. dr hab. Mieczys-
ława Frącowskiaka, dyrektora Instytutu Fi-
zyki PP w latach 1966—1974. Na seminarium
wygłoszono następujące referaty:

R. Bauer (Instytut Fizyki UMK) — *Fotolumi-
nescencja roztworów*,

J. Dembeżński (Instytut Fizyki PP) —
*Prace z zakresu spektroskopii atomowej i mo-
lekularnej*,

M. Drozdowski (Instytut Fizyki PP) — *Ba-
dania własności elektrycznych i elektrolumi-
nescencyjnych półprzewodników*,

M. Rozwadowski (Akademia Techniczno-
Rolnicza, Bydgoszcz) — *Wspomnienia
o Mieczysławie Frącowskiaku*.

Obszerne wspomnienie pośmiertne o Mie-
czysławie Frącowskiaku, napisane przez jego
współpracowników i uczniów, ukaże się
w zeszyte 1/1976 „Postępów Fizyki“ w 1976 r.

Seminarium Związków Półprzewodnikowych A^{II} B^{VI}

Zwyczajem lat ubiegłych odbyło się
w dniach od 20 do 28 kwietnia 1975 w Ja-
szowcu kolejne Seminarium Związków Pół-
przewodnikowych A^{II} B^{VI}. W tym roku
organizatorem była Wojskowa Akademia
Techniczna. Przewodniczącym Komitetu Or-

ganizacyjnego był doc. dr J. Żmija (WAT), członkami — doc. dr W. Giriat (IF PAN), doc. dr J. Mycielski (IFT UW) i prof. dr W. Wardzyński (IF PAN), a niezastąpionymi sekretarzami technicznymi jak zwykle Ula Blinowska i Ludwik Borg. W seminarium wzięło udział około 200 osób — maksimum tego, co „Gwarek“ w Jaszowcu może pomieścić.

Wygłoszono 8 referatów przeglądowych i ponad 40 komunikatów z prac własnych. Większość referatów ukaże się w następnym, specjalnym, „jaszowieckim“ zeszycie „Postępów Fizyki“, a komunikaty zostaną opublikowane w wydawnictwie „Prace Instytutu Fizyki PAN“.

VII Ogólnopolska Konferencja „Elektronika Kwantowa i Optyka Nieliniowa“

Instytut Fizyki Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu i Polskiej Akademii Nauk w Warszawie oraz Instytut Elektroniki Kwantowej Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie organizują tradycyjnie w Poznaniu w dniach 26—29 kwietnia 1976 r. VII Ogólnopolską Konferencję „Elektronika Kwantowa i Optyka Nieliniowa“.

W skład Komitetu Organizacyjnego Konferencji EKON VII wchodzi: doc. dr hab. F. Kaczmarek (przewodniczący), doc. dr hab. A. Kujawski (wiceprzewodniczący), doc. dr hab. T. Machowski (wiceprzewodniczący) i dr Z. Błaszczak (sekretarz). Przewodniczącym Komitetu Programowego jest prof. dr hab. S. Kielich.

Obrady EKON VII odbywać się będą na zebraniach plenarnych oraz w dwóch sekcjach:

Sekcja A — Elektroniki Kwantowej i Techniki Laserowej (fizyka laserowa, technika laserowa, generacja światła dużej mocy, otrzymywanie krótkich i ultrakrótkich impulsów świetlnych, technologia podzespołów laserowych, konstrukcja systemów laserowych, modulacja i detekcja promieniowania lasera, miernictwo laserowe, łączność optyczna i zastosowania).

Sekcja B — Optyki Nieliniowej i Optyki Kwantowej (spektroskopia wielofotonowa, jonizacja wielofotonowa, generacja harmonicznych światła, zjawiska rozpraszania różnych typów, zjawiska nieliniowe magneto- i elektro-

optyczne, samoi indukowane zjawiska optyczne, nieliniowe własności optyczne materiałów, procesy dyspersyjne, statystyka fotonów, spójność, nadpromienistość, zastosowania elektrodynamiki kwantowej do optyki).

Wszystkich zainteresowanych powyższą tematyką serdecznie zaprasza do wzięcia udziału w konferencji oraz bliższych informacji udziela:

KOMITET ORGANIZACYJNY VII KONFERENCJI
„ELEKTRONIKA KWANTOWA I OPTYKA NIELINIOWA“

UL. GRUNWALDZKA 6, 60-780 POZNAŃ
tel. 699-181 w. 371

Perspektywy fizyki wysokich energii

Czołowi specjaliści w dziedzinie fizyki wysokich energii z krajów wschodniej i zachodniej Europy i z USA, spotykali się już kilkakrotnie począwszy od r. 1967 na nieformalnych zebraniach, aby dyskutować o przyszłości tej dziedziny fizyki i o możliwościach zacieśniania współpracy międzynarodowej. Pierwsze cztery takie spotkania odbyły się w zachodniej Europie i w ZSRR, a ostatnie, piąte, w USA, w Nowym Orleanie, w marcu 1975. Spotkanie miało nazwę „International Topical Seminar on Perspectives in High Energy Physics“ i zgrupowało 45 dyrektorów laboratoriów i poważniejszych fizyków ze wschodniej i zachodniej Europy, Japonii i USA. Polskich specjalistów reprezentował prof. Ryszard Sosnowski (IBJ).

W pierwszej części seminarium M. Gell-Mann przedstawił obecny stan teorii fundamentalnej struktury materii. W ciągu ostatniego dziesięciolecia poczyniono, dzięki doświadczeniom przy użyciu akceleratorów przyspieszających cząstki do bardzo wysokich energii, znaczne postępy w zrozumieniu podstawowych praw. Powstało jednak wiele nowych, nieoczekiwanych, problemów. Uczestnicy seminarium wyrazili opinię, że dalsze zwiększanie energii poprzez stosowanie zarówno pierścieni akumulujących protony czy elektrony, jak i akceleratorów o tarczach nieruchomych powinno dostarczyć wielu cennych i potrzebnych informacji.

Druga część seminarium poświęcona była dyskusji planów i projektów, nieraz jeszcze oficjalnie niezatwierdzonych, nowych urządzeń badawczych w różnych częściach ZSRR,

w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnie oraz w CERN-ie i innych ośrodkach Europy zachodniej, w Japonii i w USA. Jak się okazuje, istnieją konkretne możliwości uzyskania energii rzędu 10^{12} eV.

Trzecią część seminarium zajęło omówienie współpracy międzynarodowej w dziedzinie fizyki wysokich energii. W szczególności przedstawiono eksperymenty prowadzone przez grupy mieszane z różnych ośrodków przy użyciu największych akceleratorów (Sierpuchow, CERN, FNAL). Do wykonania tych eksperymentów często pewne zespoły aparatów przewozi się z ośrodka do ośrodka. Podkreślono konieczność współpracy między grupami z różnych krajów we wspólnym wykorzystywaniu urządzeń. Bardzo możliwe, że w niedalekiej przyszłości powstanie konieczność użycia akceleratorów, których konstrukcja zarówno ze względów finansowych, jak i technicznych będzie przekraczała możliwości ośrodków regionalnych (takich jak CERN czy Dubna) i będzie wymagała współpracy światowej.

Oddziaływania jądrowe średniej i niskiej energii

W dniach od 24 do 26 marca 1975 odbyła się w Harwell I Konferencja Oddziału Fizyki Jądrowej EPS na temat oddziaływań jądrowych średniej i niskiej energii. Wzięło w niej udział około 170 fizyków.

Największe zainteresowanie skupiło się na fizyce ciężkich jonów. Reakcje z ciężkimi jonami mogą prowadzić do wielokrotnych wzbudzeń kulombowskich (zaobserwowano stany 18-krotnie zjonizowane) i do obsadzania wysokich stanów spinowych. Wiele informacji można uzyskać z pomiarów rozkładów kątowych i rozkładów mas fragmentów rozszczepienia wywołanego zderzeniami stycznymi z ciężkimi jonami. Zaobserwowano również cząsteczkowe promieniowanie X z powłok K, L i M zderzających się ciężkich atomów.

Drugim głównym tematem konferencji było rozszczepienie jądrowe, omawiano m. in. rozszczepienie wywołane elektronami.

Statystyczne zachowanie się jąder złożonych badane było przez oddziaływania z niskoenergetycznymi neutronami.

Referowano także prace ze spektroskopii β i γ .

Miasto Nauki w Japonii

Na północ od Tokio Japończycy budują Miasto Nauki i Wykształcenia — Tsukuba. Przedsięwzięcie jest tak ogromne, że przez 10 lat trwały wahania rządu czy zaakceptować projekt.

Konstrukcje rozpoczęto w r. 1972. Obecnie około połowy zaplanowanych budynków już wybudowano. Ideą przewodnią było skupienie naukowców i aparatury badawczej w niedużej odległości od Tokio, ale w oddzielnym mieście. Samo zaprojektowanie takiego miasta było ciekawym zadaniem urbanistycznym. Tsukuba zajmie powierzchnię ponad 40 km², z tego 70% zostanie zabudowane w pierwszej fazie, a 30% pozostawia się na dalszy rozwój. Gdyby ta rezerwa okazała się za małą, będzie można przejąć otaczające miasto tereny rolne. Plany przewidują ludność 200 000, z tego 6000 naukowców, inżynierów i nauczycieli, co wraz z ich rodzinami wyniesie około 30 000. Około 10 000 stanowić będą studenci Uniwersytetu Tsukuba. Poza tym przewiduje się 74 000 techników oraz drobnych przedsiębiorców obsługujących miasto.

Teren Uniwersytetu Tsukuba zajmie około 2,5 km². W centrum staną budynki zawierające pomieszczenia dydaktyczne i pracownię badawcze, na peryferiach domy studenckie, stołówki, sale kinowe i teatralne, przychodnie lekarskie i tereny sportowe, poprzepłatane zielenią, którą stanowić będą doświadczalne pola rolnicze. Około 20% kandydatów na studia przyjmowane będzie bez egzaminów wstępnych, a jedynie na podstawie wyników ze szkoły średniej. Jest to zasadnicze odstępstwo od „piekła egzaminów“, jakie corocznie przeżywa japońska młodzież i ich rodzice. Jeśli studenci przyjmowani bez egzaminów uzyskają dobre wyniki na studiach, system przyjmowania bez egzaminów wstępnych będzie rozszerzony i prawdopodobnie będzie również przyjęty przez inne uniwersytety japońskie. Uniwersytet Tsukuba już rozpoczął działanie — tymczasem 180 wykładowców i asystentów uczy 740 studentów pierwszego roku.

Z urządzeń badawczych budowanych w Tsukuba wymienić należy synchrotron przyspieszający protony do energii 12 GeV. Konstrukcja zbliża się do końca i należy

oczekiwać, że prace badawcze przy pomocy tego urządzenia będzie można rozpocząć w r. 1977. Planowana jest budowa w latach 1978—1985 pierścieni akumulujących TRISTAN (Tri-Ring Intersecting Storage Accelerators in Nippon). Projektuje się rozpoczęcie badań w dziedzinie fizyki plazmy. Przy uniwersytecie powstanie Narodowe Laboratorium Badawcze Plazmy i Fuzji.

W Tsukuba powstanie również Narodowe Centrum Badawcze Zapobiegania Katastrofom Żywiolowym, będą tam prowadzone na dużą skalę eksperymenty symulowania i zmieniania pogody, zbudowane zostaną ogromne urządzenia do wytwarzania wstrząsów (symulowanie wstrząsów sejsmicznych).

**Bethe kontra Nader
czyli
energia jądrowa — tak czy nie?**

16 stycznia 1975 ogłoszono w Waszyngtonie dwa listy — jeden skierowany do społeczeństwa amerykańskiego, podpisany przez Hansa Bethego i 31 innych naukowców, wypowiadających się za koniecznością szerokiego wykorzystania energii jądrowej, a drugi, skierowany do prezydenta USA i podpisany przez Ralpa Nadera i 8 naukowców, przestrzegających przed niebezpieczeństwami biologicznymi masowego wykorzystywania energii jądrowej.

List Bethego wskazuje na powagę kryzysu energetycznego i konieczność poczynienia odpowiednich planów o długim zasięgu. „(...) Wprawdzie istnieje wiele innych potencjalnych źródeł energii, ale wydaje się, że w bieżącym stuleciu nie uda się jeszcze doprowadzić do wykorzystywania ich w dużej skali. Podstawowym paliwem pozostanie w tym okresie węgiel i uran. Stany Zjednoczone muszą wykorzystywać oba te paliwa. (...) Energia jądrowa ma swoich przeciwników, ale my uważamy, że brak im perspektyw co do możliwości źródeł energii niejądrowej i co do powagi kryzysu energetycznego. (...) Wyzwalanie każdej energii zawiera w sobie element ryzyka i energia jądrowa nie jest wyjątkiem. Wykorzystywanie energii jądrowej do celów pokojowych jest pod tak wielką kontrolą społeczną,

jakiej nie było dotychczas w historii techniki. Wierzymy, że pomysłowość i zachowanie ostrożności przy wszystkich operacjach związanych z jej wykorzystaniem będzie kontynuowane i zapewni bezpieczeństwo we wszystkich fazach wyzwalań energii jądrowej“

List ten podpisali: L. Alvarez (Lawrence Radiation Lab.), P. Auer (Cornell), R. Bacher (Caltech), W. Baker (Bell Lab.), J. Bardeen (Un. of Illinois), H. Bethe (Cornell), F. Bloch (Stanford), N. Bradbury (Los Alamos), H. Brown (Caltech), R. Chamberlain (Un. of Pennsylvania), C. Comar (Cornell), A. Kantrowit (Avco-Everett Res. Lab.), R. Lapp, J. Lederberg (Stanford), W. Libby (UCLA), F. Long (Cornell), E. McMillan (Lawrence Rad. Lab.), K. Pitzer (Un. of Calif.), E. Purcell (Harvard), I. I. Rabi (Columbia), N. Rasmussen (MIT), R. Revelle (Harvard), G. Seaborg (Un. of Calif.), F. Seitz (Rockefeller Un.), E. Teller (Lawrence Rad. Lab.), J. Van Allen (Un. of Iowa), W. Weaver (New Milford, Conn.), A. Weinberg (Oak Ridge), E. Wenk jr. (G. Washington Un.), E. Wigner (Princeton) i R. Wilson (Harvard).

Ralph Nader, adwokat amerykański, jest dobrze znany z wielu wystąpień publicznych w sprawach bezpieczeństwa (m. in. słynna kampania przeciw modelowi Corvair samochodu produkowanego przez firmę Chevrolet). W jego liście czytamy m. in. „Energia jądrowa zawiera w sobie problemy nie tylko technologiczne, lecz również instytucjonalne. Na przykład, nawet gdyby istniały plany bezpiecznej siłowni jądrowej, rzeczywiste bezpieczeństwo siłowni mogło by być zagrożone przez niewłaściwe wykonanie robót konstrukcyjnych, lub przez niewłaściwą konserwację lub błędy w obsłudze. Przedsiębiorstwa będące właścicielami siłowni jądrowych zapewniają, że będą ostrożne, ale tego nie można zagwarantować. (...) Wydaje się, że już w ciągu krótkiego czasu, od kiedy zaczęły działać w USA komercyjne siłownie jądrowe, więcej wysiłku poświęcono na to, aby wybudować siłownie jądrowe szybko niż na to, aby wybudować je bezpiecznie.“

List Nadera podpisali: H. Alfvén (Un. of Calif. i Królewska Politechnika w Sztokholmie), B. Commoner (G. Washington Un.), J. Edsall (Harvard), H. Kendall (MIT),

R. Nader, L. Pauling (Caltech.), H. Urey (Un. of Calif.), G. Wald (Harvard) i J. Watson (Harvard).

Wśród sygnatariuszy obu listów jest 13 laureatów Nagrody Nobla z fizyki lub z chemii.

Weisskopf o fizykach teoretykach i o odkryciu Ameryki

V. F. Weisskopf tak ocenił kiedyś sytuację w fizyce cząstek elementarnych, przyrównując ją do wyprawy Kolumba: „Statek zbudowali fizycy akceleratorowi i inżynierowie. Fizycy doświadczalni żeglowali i odkryli Amerykę, a teoretycy to ci, co pozostali w Madrycie i przewidywali, że statek dopłynie do Indii Wschodnich“.

Tadeusz Dryński (1905—1975)

Dnia 18 lutego 1975 r. zmarł w Warszawie doc. mgr Tadeusz Dryński, kierownik Zespołu Fizyki w Instytucie Podstaw Techniki na Wydziale Technologii Drewna Szkoły Głównej Gospodarstwa Wiejskiego w Warszawie.

T. Dryński urodził się 1 stycznia 1905 r. w Warszawie. Studiował na Uniwersytecie Warszawskim i przed wojną rozpoczął prace badawcze w dziedzinie badań strukturalnych przy pomocy dyfrakcji promieni X. Przez szereg lat po wojnie był kierownikiem I Pracowni Fizycznej ówczesnego Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, wkładając ogromny wysiłek w od-

budowę tej pracowni. Pod jego kierunkiem i przy dużym jego udziale zespół asystentów tej pracowni wydał pierwszy polski powojenny podręcznik ćwiczeń laboratoryjnych z fizyki.

W r. 1963 T. Dryński został powołany na kierownika Katedry Fizyki w SGGW, gdzie rozwijał działalność dydaktyczną. Był odznaczony Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski.

Walther Meissner (1882—1974)

W listopadzie 1974 zmarł w Monachium Walther Meissner, znany specjalista w dziedzinie fizyki niskich temperatur.

W. Meissner urodził się w 1882 r. w Królewcu. Studiował w Berlinie pod kierunkiem Plancka. W Physikalisch-Technische Reichsanstalt założył laboratorium kriogeniczne, skąd w latach 1923—1933 wyszedł szereg bardzo dobrych prac. Wymienić tu należy przede wszystkim odkrycie zjawiska Meissnera-Ochsenfelda w nadprzewodnictwie, co stało się dowodem, że w monokryształach przejście do stanu nadprzewodzenia jest odwracalnym przejściem termodynamicznym z $B = 0$ wewnątrz nadprzewodnika.

W r. 1934 Meissner ze względu na dużą presję polityczną w Reichsanstalt przeniósł się do Politechniki w Monachium. Zbudował tam skraplarkę helową, będącą pewną modyfikacją skraplarki Kapicy.

W latach 1946—1950 Meissner był prezesem Bawarskiej Akademii Nauk.

Informacje dla Autorów

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

1. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną 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.

2. 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.

3. 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 (wymagania te nie odnoszą się do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

5. 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).

6. Rysunki należy wykonać starannie w jednym egzemplarzu na oddzielnych arkuszach w formacie 2 do 4 razy większym 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.

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno gwiazdkami, winny być zamieszczone nie w spisie literatury a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, 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 teoriu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240—269.

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

9. 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.

10. 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 stron wynosi zł 8.—

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

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

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

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

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Please send payments (annual subscription US \$ 12,0) to the account of ARS POLONA-RUCH through Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

A. H. Piekara — Impulsy świetlne pikosekundowe	389
J. Chrostowski — Telekomunikacja optyczna	407
A. Sobieczewski — Aktualny stan badań nad jądrami superciężkimi	419
NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW	
J. Chmielewski — Wprowadzenie do systemu CAMAC	439
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
K. Badziąg — Problemy rozwoju dydaktyki fizyki w PRL	453
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
A. Sobieczewski, Z. Szymański — Sympozjum Nobla poświęcone pierwiastkom superciężkim	459
St. Szymczyk — XIII Zimowa Szkoła Fizyki Jądrowej w Zakopanem.	461
RECENZJE	
I. M. Imianitow, E. W. Czubarina, J. M. Szware — Elektryczność chmur (T. Kopcewicz)	463
W. K. Kobuszkin — Metodyka rozwiązywania zadań z fizyki (M. Staszal).	464
E. M. Nowodworska — Metodyka rozwiązywania zadań z fizyki (A. Filipkowski)	465
KRONIKA	

CONTENTS

A. H. Piekara — Picosecond Light Pulses	389
J. Chrostowski — Optical Communication	407
A. Sobieczewski — Present State in the Research on Superheavy Nuclei	419
LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING	
J. Chmielewski — Introduction to CAMAC System	439
PROBLEMS OF TEACHING IN ACADEMIC SCHOOLS	
K. Badziąg — The Questions of the Development in Didactics of Physics in Poland	453
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	