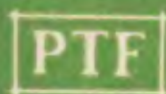


# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XXIII

ZESZYT 1

---

1972

ZARZĄD

Przewodniczący  
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ  
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący  
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI  
czł. rzecz. PAN

Prof. dr ANDRZEJ TRAUTMAN

Sekretarz  
Doc. dr HALINA CHEĆIŃSKA

Skarbnik  
Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu  
Prof. dr JULIAN AULEYTNER  
Prof. dr KAROLINA LEIBLER  
Prof. dr MACIEJ SUFFCZYŃSKI  
Doc. dr JAN PETYKIEWICZ  
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)  
Doc. dr JERZY DERA (*Gdańsk*)  
Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (*Gliwice*)  
Doc. dr ANDRZEJ PAWLIKOWSKI (*Katowice*)  
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Koszalin*)  
Prof. dr JERZY RAYSKI (*Kraków*)  
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)  
Doc. dr HENRYK MAŁECKI (*Łódź*)  
Dr MIECZYSLAW PIRÓG (*Opole*)  
Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)  
Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ (*Rzeszów*)  
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)  
Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)  
Doc. dr EDMUND IGRAS (*Warszawa*)  
Doc. dr ZBIGNIEW SIDORSKI (*Wrocław*)

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 XXIII, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1972

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)  
*Członkowie Redakcji* — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków), Jerzy Pietruszka (Kraków)

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

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

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

Nakład 2589 + 106 egz. Ark. wyd. 6,0. Ark. druk. 5<sup>3</sup>/<sub>4</sub> + 1 wkl.

Papier rotograw. kl. III. 70 × 100, 90 g.

Oddano do składania w październiku 1971

Podpisano do druku w styczniu 1972

Druk ukończono w styczniu 1972

Zam. 839/71. O-13. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4



*Docent dr Oleg Czyżewski*

*Marian Mięrowicz*

Akademia Górniczo-Hutnicza  
Kraków

## Oleg Czyżewski 1930-1971

W dniu 9 września 1971 roku w Genewie zmarł doc. dr hab. Oleg Czyżewski, czołowy polski fizyk wysokich energii, kierownik krakowskiej grupy komór pecherzykowych.

Oleg Czyżewski uzyskał doktorat na Uniwersytecie Jagiellońskim w r. 1961. Było to po pobycie w Dubnej, gdzie zebrał materiał doświadczalny do swej pracy doktorskiej, dotyczącej oddziaływań mezonów  $\pi$  o energii 7 GeV z jądrami węgla w komorze propanowej.

W okresie 1962-1965 spędził przeszło dwa lata w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN) w Genewie. Zebrał tam m. in. materiał doświadczalny do swej pracy habilitacyjnej.

Habilitował się w roku 1966 również na Uniwersytecie Jagiellońskim na podstawie pracy dotyczącej peryferycznych oddziaływań antyprotonów z protonami o pędzie kilku GeV/c.

Z tego okresu czasu należy wymienić jeszcze inne interesujące prace. Pierwsza z nich (wspólna z A. Krzywickim) dotyczyła bardzo ciekawego fenomenologicznego modelu dla zjawiska wielorodnej produkcji mezonów przy skrajnie wysokiej energii. Druga praca (wspólna z A. Białasem) dotyczyła elastycznego rozpraszania pionów na protonach pod dużymi kątami. W pracy tej po raz pierwszy została przedyskutowana rola rezonansów w tym zjawisku.

Za główne jednak osiągnięcie Olega Czyżewskiego należy uważać systematyczne badania (wspólne z kolegami i współpracownikami krakowskimi i warszawskimi) reakcji, w których wytwarzana jest duża liczba cząstek wtórnych. W grupach krakowskiej i warszawskiej powstała metodyka badań tych „wielociądowych“ procesów, a w pracach tych O. Czyżewski odegrał zasadniczą rolę. W trakcie badań zostało odkryte zjawisko korelacji kątowno-ładunkowych między cząstkami wtórnymi wyprodukowanymi w zderzeniach  $\pi p$ . Zjawisko było poprzednio znane tylko dla zderzeń antyprotonów z protonami.

Wiadomo, że reakcje, w których w stanie końcowym powstają tylko dwie cząstki, są stosunkowo niezłe, choćby półfenomenologicznie, opisywane przez

istniejące modele. Procesy natomiast wielociałowe, które zresztą stanowią największy wkład do całkowitego przekroju czynnego, nie zostały jeszcze w dostateczny sposób zrozumiane. Metody opisu danych doświadczalnych, wprowadzone przez O. Czyżewskiego ze współpracownikami, tworzą ważne dane dla powstającej teorii.

Ostatni rok spędził Oleg Czyżewski w CERN-ie. W tym czasie zajmował się problematyką tzw. reakcji inkluzywnych. Jak wykazali w ostatnich latach R. P. Feynman i C. N. Yang, badanie reakcji inkluzywnych, tj. reakcji typu  $A + B \rightarrow C + \dots$ , „cokolwiek“, może dostarczyć ważnych informacji o mechanizmie oddziaływań cząstek przy wysokich energiach.

W związku z tym na całym świecie rozpoczęto intensywne prace w tym kierunku. Problematyka stanowi uogólnienie zagadnień występujących w wielorodnej produkcji cząstek, którymi O. Czyżewski zajmował się głównie w ostatnich czasach. Tym bardziej zasługuje na podkreślenie fakt, że zdołał on uzyskać od razu dużej wagi rezultaty. W pracy nad inkluzywnymi reakcjami oddziaływań  $K^+p$  i  $K^-p$  Czyżewski (ze współpracownikami z CERN-u) stwierdził wykładniczą zależność przekroju czynnego od brakującej masy, jak również od transferu czteropędu. Wynik ten daje się opisać na gruncie dualnych modeli produkcji cząstek oraz modelu termodynamicznego. Wkład osobisty O. Czyżewskiego w wykonanie tej pracy był tutaj decydujący. W szczególności opisany tutaj wynik jest osobistym Jego osiągnięciem.

W innej pracy z dziedziny reakcji inkluzywnych O. Czyżewski przedstawił (wspólnie z A. Białasem) konsekwencje modelu kwarków dla tych procesów.

Zadziwiająca była rozległość zainteresowań O. Czyżewskiego. Brał On także udział w pracach grupy emulsyjnej, dotyczących koherentnej produkcji cząstek w oddziaływaniach pionów z akceleratora w Sierpuchowie. Ostatnio wiele swego zapadu naukowego poświęcił nie opublikowanej dotąd pracy (z K. Rybickim) dotyczącej rozkładu krotności w procesach wielociałowych.

Olega znałem jeszcze z czasów Jego dzieciństwa, później kiedy był uczniem i świetnym studentem fizyki. Kiedy zaczął pracować w moim zespole (1958), dość nagle spostrzegłem, że w zespole mam wybitnego uczonego. Wybitnym uczonym był już bowiem kilkanaście lat temu, kiedy przygotowywał swą pracę doktorską.

Charakteryzowała go oryginalność inicjatywy i oryginalność rozwiązań. Charakteryzowała go wielka indywidualność, a równocześnie zdolność do pracy zbiorowej, w której szanował niezwykle lojalnie wkład myśli i pracy innych. Działał bardzo stymulująco na swoich współpracowników i z każdego potrafił wydobyć to, co w nim najlepsze. Te cechy Jego charakteru wyznaczyły mu miejsce kierownicze w naszym zespole, a także i w innych zespołach — również zagranicznych, w których wypadło Mu pracować.

Był człowiekiem o zadziwiająco różnorodnych talentach, ale fizyka tkwiła w Nim, jak gdyby w Nim się rodziła.

Był eksperymentatorem i twórcą fizycznych metod badawczych, a równocześnie świetnym teoretykiem sięgającym śmiało do współczesnej teorii.

Kiedy miałem okazję słuchać Jego plenarnych referatów na wielkich międzynarodowych konferencjach, np. w Genewie, w Berkeley czy w Wiedniu, do wygłoszenia których był zapraszany przez organizatorów, kiedy to przedstawiał swe tezy często wobec setek słuchaczy i obserwowałem ich reakcję — cieszyłem się, że Kraj nasz ma uczonego tej skali — uprawiającego prawdziwie wielką naukę.

Ale w chwili obecnej, kiedy praca naukowa stała się zawodem, do którego przyznaje się tak wielu ludzi, często stawiamy pytanie, czy nauka, tak jak to zawsze wyobrażaliśmy sobie, idzie w parze z moralnością czy etyką. Jakoś wydaje nam się, że zawód uczonego powinien być wyraźnie związany z etyką naszego życia, a nawet etyką dnia codziennego. Oleg Czyżewski był i pozostanie dla mnie, dla Jego kolegów i współpracowników, najlepszym przykładem człowieka, w którym nauka i szlachetność, nauka i etyka związały się w jedno.

Jego prace znalazły też uznanie oficjalne. Oleg Czyżewski był laureatem Nagrody Państwowej Rady do spraw Energii Jądrowej oraz uzyskał nagrodę Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Rada Państwa przyznała Mu Krzyż Kawalerski Orderu Odrodzenia Polski.



*Stanisław K. Hoffmann*

Instytut Fizyki PAN  
Zakład Radiospektroskopii  
Poznań

## Spektroskopia jądrowego rezonansu kwadrupolowego-NQR I. Podstawy teorii i metodyka doświadczalna

**Nuclear Quadrupole Resonance Spectroscopy. I. Theory and Experimental Techniques**

*Abstract:* A brief survey of nuclear quadrupole methods is given. The principles of theory and experimental techniques are described.

### 1. Wstęp

Oddziaływania elektrostatyczne jąder atomowych z polami elektrycznymi wytworzonymi przez otaczające je ładunki w ciałach krystalicznych są obecnie przedmiotem intensywnych badań. Badania te wykorzystuje się dla otrzymania informacji o strukturze krystalicznej i defektach tej struktury. Grają one dużą rolę w fizyce jądrowej, gdyż pozwalają wyznaczyć momenty kwadrupolowe jąder. Chemia ciała stałego i chemia teoretyczną wykorzystują te badania do określania charakteru i stopnia hybrydyzacji wiązań chemicznych. Oddziaływania kwadrupolowe bada się obecnie za pomocą:

rezonansów magnetycznych (czysto kwadrupolowego — NQR, jądrowego rezonansu magnetycznego — NMR [1], elektronowego rezonansu paramagnetycznego — EPR [2], jądrowego rezonansu akustycznego [3]),

efektu Mössbauera [4, 5],

korelacji kątowych [6],

pomiarów ciepła właściwego w niskich temperaturach. Większość wymienionych tutaj metod pozwala na badanie oddziaływań kwadrupolowych w sposób pośredni, gdyż oddziaływania kwadrupolowe zaburzają zjawisko główne, a jedynie jądrowy rezonans kwadrupolowy (NQR) pozwala na bezpośrednie badanie tych oddziaływań.

Metoda NQR oparta jest na badaniu rezonansowej absorpcji fal elektromagnetycznych podczas zmian orientacji momentów kwadrupolowych jąder

w niejednorodnym, elektrycznym polu wewnątrz-molekularnym, wytworzonym przez ładunki otaczające dane jądro. Dlatego widmo NQR stanowi bezpośrednio informację o rozkładzie gęstości elektronowej w pobliżu badanego atomu. W tym tkwi unikalność metody NQR, w badaniach subtelných osobliwości budowy molekuł i struktur krystalicznych.

## 2. Momenty kwadrupolowe jąder atomowych

Własności magnetyczne i elektryczne jądra atomowego charakteryzuje się za pomocą multipoli magnetycznych i elektrycznych. Z własności symetrii jąder, znanych z fizyki jądrowej oraz z rozważań teoretycznych wynikają dwa ograniczenia na istnienie tych multipoli:

z własności symetrii, jakie musi spełniać w mechanice kwantowej hamiltonian jądra, wynika, że mogą istnieć tylko multipole magnetyczne nieparzystego rzędu oraz multipole elektryczne parzystego rzędu, tzn. rząd danego multipola jednocześnie określa jego rodzaj;

z własności ortogonalności funkcji własnych jądra wynika, że możliwe są tylko takie momenty multipolowe rzędu „ $l$ “, dla których  $l \leq 2I$ .

Z powyższego wynika, że jądra o spinie  $I \geq 1$  posiadają elektryczne momenty kwadrupolowe.

Moment kwadrupolowy jądra, jako multipol 2 rzędu jest tensorem o składowych:

$$(eQ)_{ij}^* = \int_{\tau} \rho x_i x_j d\tau, \quad (1)$$

gdzie  $\rho$  jest gęstością ładunku elektrycznego w jądrze. Ponieważ rozkład ładunku w jądrze ma symetrię obrotową a oś symetrii „ $z$ “ wyznaczona jest, w pierwszym przybliżeniu, przez kierunek spinowego momentu pędu jądra, więc w układzie osi głównych tego tensora posiada on tylko składowe:

$$eQ_{zz}^* = \int_{\tau} \rho z^2 d\tau$$

$$eQ_{xx}^* = eQ_{yy}^* = \int_{\tau} \rho x^2 d\tau.$$

Dlatego dla scharakteryzowania momentu kwadrupolowego jądra wystarczy podać anizotropię tensora momentu kwadrupolowego, którą przyjęto podawać w postaci:

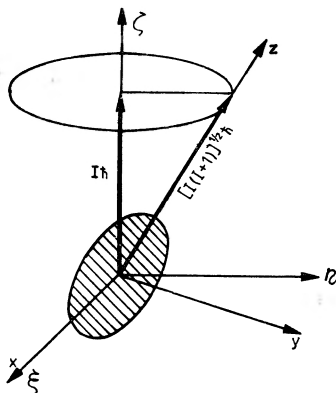
$$eQ^* = 2(eQ_{zz}^* - eQ_{xx}^*) \quad (2)$$

co, na podstawie wzoru (1), można zapisać w postaci:

$$eQ^* = \int_{\tau} \rho (3z^2 - r^2) d\tau \quad (3)$$

gdzie  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ . Tak zdefiniowaną wartość  $eQ^*$  można by uznać za charakterystykę własności kwadrupolowych jądra. Postępuje się jednakże inaczej.

Z mechaniki kwantowej wiadomo, że wektor spinowego momentu pędu o wielkości  $[I(I+1)]^{1/2}\hbar$  wykonuje zawsze precesję wokół wyróżnionego kierunku pod pewnym kątem  $\psi$ . Kierunkiem tym w swobodnym atomie jest wektor całkowitego momentu pędu  $\vec{J}$ , a w kryształach kierunek gradientu pola elektrycznego wytworzonego przez ładunki otaczające jądro. Dlatego momentów kwadrupolowych nie określa się w odniesieniu do osi symetrii roz-



Rys. 1. Osie precesji  $\zeta$  i symetrii  $z$  jądra atomowego

kładu ładunku jądrowego „ $z$ “, lecz w odniesieniu do osi precesji „ $\zeta$ “ (rys. 1). Dokonując transformacji składowych tensora  $eQ^*$  do układu  $\xi, \eta, \zeta$  otrzymuje się z równania (2):

$$eQ = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \psi - 1)eQ^*, \quad (4)$$

gdzie  $eQ$  jest anizotropią tensora momentu kwadrupolowego w układzie współrzędnych, związanym z osią precesji i ma postać:

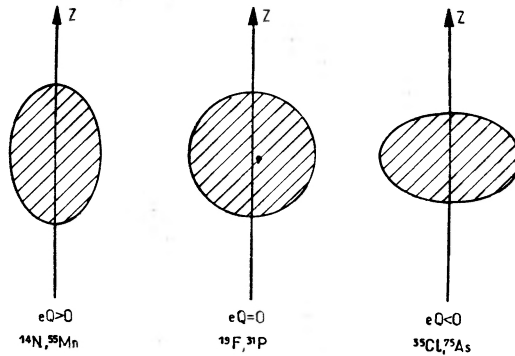
$$eQ = \frac{I - \frac{1}{2}}{I + 1} \int \rho(3z^2 - r^2) d\tau. \quad (5)$$

Wielkość  $eQ$  nazwana została skalarnym momentem kwadrupolowym jądra, a  $Q$  pod nazwą „moment kwadrupolowy“ podawana jest w tablicach stałych jądrowych.

Jak widać z równania (5) moment kwadrupolowy może przyjmować wartość dodatnią lub ujemną, a w przypadku  $I = 0$  (symetria sferyczna) i  $I = 1/2$  przyjmuje wartość zerową. Dodatnią wartość  $Q$  mamy wówczas, gdy rozkład ładunku w jądrze jest wydłużony względem osi „ $z$ “, a ujemną, gdy mamy roz-

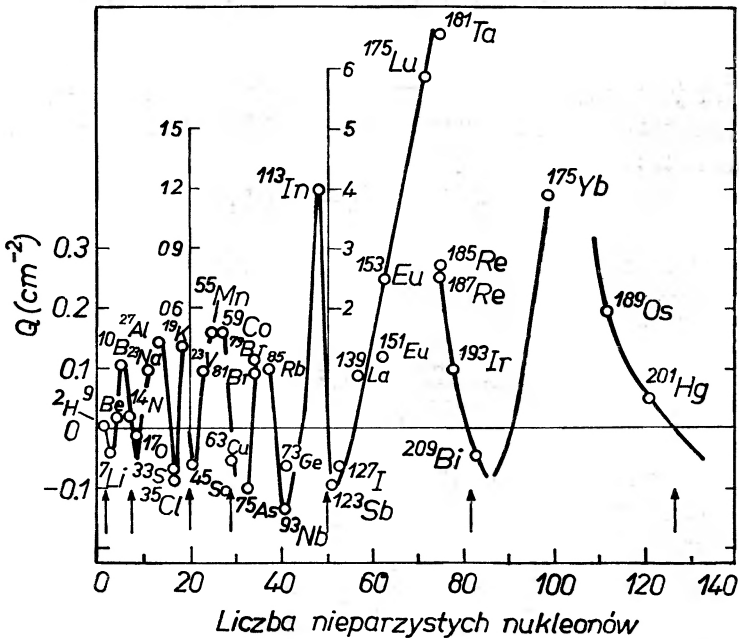
kład spłaszczony względem tej osi (rys. 2). Jednostką momentu kwadrupolowego jest  $[\text{cm}^2]$ , a bezwzględne wartości  $Q$  są rzędu  $10^{-24} \text{ cm}^2$ .

Momenty kwadrupolowe jąder wzrastają, w ogólności, wraz z masą jąder, co związane jest z możliwością większej ich deformacji, przy czym przebieg



Rys. 2. Znak momentu kwadrupolowego jąder

zależności wielkości momentu kwadrupolowego od liczby nukleonów w jądrze wykazuje charakterystyczną prawidłowość (rys. 3), będącą odbiciem budowy powłokowej jądra. Dla jąder o magicznej liczbie nukleonów (2, 8, 20, 28, 50, 82 i 126), posiadających, zgodnie z modelem powłokowym, sferyczny rozkład ładunku, wartości  $Q$  są równe lub bardzo bliskie zeru.



Rys. 3. Zależność momentów kwadrupolowych jąder od liczby nieparzystych nukleonów w jądrze. Strzałkami zaznaczono magiczne liczby nukleonów

Definicja (5) jest definicją półklasyczną, gdyż nie zawiera ona jądrowej funkcji falowej, co związane jest z klasycznie pojętą gęstością ładunku  $\rho$ . Zamiast  $\rho$  należałoby wprowadzić operator gęstości ładunku

$$\rho_n(r_n) = \left( \varphi_n \left| \sum_{i=1}^A e_i \delta(r_n - R_i) \right| \varphi_n \right), \quad (6)$$

gdzie  $R_i$  jest promieniem wodzącym nukleonu [7]. Ponadto, należy wspomnieć, że oś deformacji ładunku jądrowego nie musi pokrywać się z osią spinowego momentu pędu jądra i dlatego, szczególnie dla jąder ciężkich, moment kwadrupolowy  $Q$  określony równaniem (5) może być różny od wewnętrznego momentu kwadrupolowego  $Q_0$ , który oblicza się metodami fizyki jądrowej [8].

Obecnie momenty kwadrupolowe jąder  $Q$  są na ogół znane i stabelaryzowane [9, 10].

### 3. Hamiltonian jądrowego oddziaływania kwadrupolowego i poziomy energetyczne

Przy obliczaniu poziomów energetycznych momentu kwadrupolowego jądra rozpatruje się zazwyczaj dwa przypadki; gdy pole elektryczne przy jądrze ma symetrię osiową oraz gdy ma symetrię niższą.

Energię oddziaływania jądra, mającego gęstość ładunku  $\rho(x_i)$ , z polem elektrycznym o potencjalne  $V(x_i)$  można zapisać w postaci

$$W = \int_V \rho(x_i) V(x_i) d\tau. \quad (7)$$

Rozkładając potencjał  $V(x_i)$  w szereg w otoczeniu początku układu współrzędnych otrzymamy szereg wyrazów [11], z których oddziaływanie momentu kwadrupolowego z polem elektrycznym reprezentuje wyraz

$$W_Q = \sum_{i,k} Q_{i,k}^* \left( \frac{\partial^2 V}{\partial x_j \partial x_k} \right). \quad (8)$$

Przyjmijmy oznaczenie składowych tensora gradientu pola elektrycznego w postaci  $(\partial^2 V / \partial x_j \partial x_k) = q_{jk}$  (w literaturze spotyka się często  $eq_{jk}$ ). Przy założeniu, że pole elektryczne jest wytworzone całkowicie przez ładunki zewnętrzne, tensor gradientu pola jest symetryczny, a w układzie osi głównych ma on trzy składowe  $q_{xx}$ ,  $q_{yy}$ ,  $q_{zz}$  spełniające równanie Laplace'a

$$q_{xx} + q_{yy} + q_{zz} = 0. \quad (9)$$

Widać stąd, że gdy pole krystaliczne ma symetrię sferyczną, to  $q_{xx} = q_{yy} = q_{zz} = 0$ . Przy symetrii osiowej pola krystalicznego względem osi „z” mamy

$$q_{xx} = q_{yy} = -\frac{1}{2} q_{zz}. \quad (10)$$

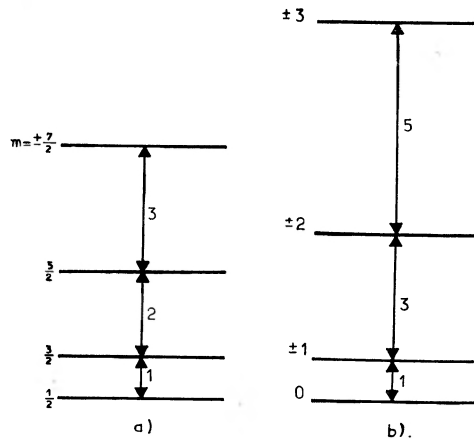
Wówczas korzystając z równania (5) można napisać hamiltonian jądrowego oddziaływania kwadrupolowego w postaci

$$\mathcal{H}_Q = \frac{eQq}{4I(2I-1)} [3I_z^2 - I(I+1)], \quad (11)$$

gdzie  $q = q_{zz}$ , a  $I$  jest operatorem spinu danego jądra. Z powyższego widać, że dla  $I = 1/2$  jest  $\mathcal{H}_Q = 0$ . Częstości przejść rezonansowych wynikające stąd są

$$\nu_Q = \frac{W_{m+1} - W_m}{h} = \frac{3}{4I(2I-1)} \frac{eQq}{h} (2|m|+1). \quad (12)$$

Wielkość  $eQq$  zwana jest stałą sprzężenia kwadrupolowego, jest ona wyznaczana bezpośrednio z pomiaru częstości rezonansowej. Ponieważ momenty kwadrupolowe jąder  $Q$  znane są obecnie z wystarczającą dokładnością, więc można powiedzieć, że częstość rezonansową NQR określa bezpośrednio gradient pola elektrycznego przy jądrze.



Rys. 4. Poziome energetyczne momentu kwadrupolowego jądra przy osiowej symetrii pola elektrycznego; a) dla spinów połówkowych, b) dla spinów całkowitych

Z wzoru (12) widać, że układ poziomów energetycznych jest różny dla spinów połówkowych i spinów całkowitych (rys. 4). Dla spinów połówkowych rezonans kwadrupolowy obserwuje się przy częstościach będących do siebie w stosunku  $1 : 2 : 3 : \dots$ , a dla spinów całkowitych stosunek ten wynosi  $1 : 3 : 5 : \dots$ . Np. dla jądra  $^{123}\text{Sb}$  o spinie  $I = 7/2$  w  $\text{Ag}_3\text{SbS}_3$  NQR obserwuje się przy częstościach:  $30,28 \text{ MHz} : 60,52 \text{ MHz} : 90,78 \text{ MHz} = 1 : 2 : 3$ . Jeżeli stosunek częstości rezonansowych NQR jest taki jak powyżej, świadczy to jednoznacznie o tym, że pole elektryczne przy jądrze ma symetrię osiową.

Na ogół jednakże pole krystaliczne ma symetrię niższą i wówczas dla scharakteryzowania stopnia odchylenia od symetrii osiowej wprowadza się parametr asymetrii

$$\eta = \frac{q_{xx} - q_{yy}}{q_{zz}}$$

i wówczas

$$\begin{aligned} q_{xx} &= \left(-\frac{1}{2} + \frac{\eta}{2}\right) q_{zz} \\ q_{yy} &= \left(-\frac{1}{2} - \frac{\eta}{2}\right) q_{zz}, \end{aligned} \quad (13)$$

a hamiltonian oddziaływania kwadrupolowego przyjmuje postać

$$\mathcal{H}_Q = \frac{eQq}{4I(2I-1)} \left[ 3I_2^2 - I(I+1) + \frac{\eta}{2}(I_+^2 + I_-^2) \right], \quad (14)$$

gdzie  $I_{\pm} = I_x \pm iI_y$ .

W tym przypadku obraz poziomów energetycznych jest bardziej złożony niż poprzednio, a wartości energii tych poziomów uzyskuje się rozwiązując odpowiednie równanie sekularne zestawione w tabeli I.

Tabela I

Równania sekularne dla oddziaływania kwadrupolowego ( $A$  jest stałą sprzężenia kwadrupolowego)

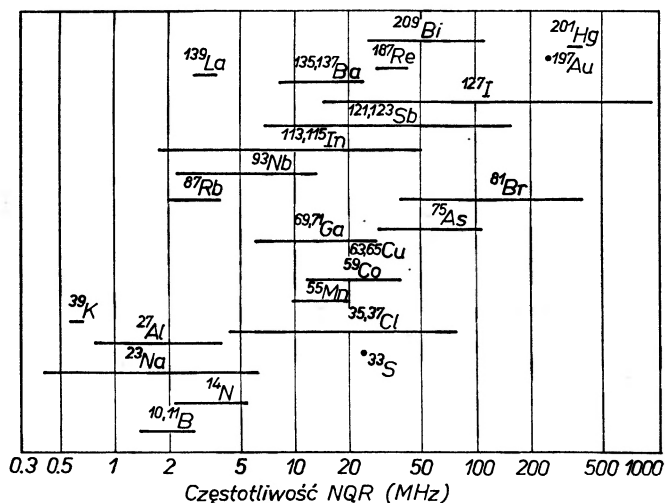
Spin $I$	Równanie sekularne	Jednostka $E$
3/2	$E^2 - 3\eta^2 - 9 = 0$	$A$
5/2	$E^3 - 7(3 + \eta^2)E^2 - 20(1 - \eta^2) = 0$	$2A$
7/2	$E^4 - 42(1 + \eta^{2/3})E^3 - 64(1 - \eta^2)E + 105(1 + \eta^{2/3}) = 0$	$3A$
9/2	$E^5 - 11(3 + \eta^2)E^3 - 44(1 - \eta^2)E^2 + 44/3(3 + \eta^2)^2 E + 48(3 + \eta^2)(1 - \eta^2) = 0$	$6A$

Równania te dają się ściśle rozwiązać tylko dla  $I = 3/2$ , w innych wypadkach obliczenia wykonuje się metodami rachunku zaburzeń przyjmując człony z  $\eta$  jako zaburzenie [12, 13]. Tablice poziomów energetycznych dla różnych spinów i parametru asymetrii obliczył i zestawił Cohen [14].

#### 4. Doświadczalne metody obserwacji NQR

Poziomy energii kwadrupolowej jądra określone są oddziaływaniem momentu kwadrupolowego jądra z niejednorodnym polem elektrycznym kryształu. Jednakże przejścia między tymi poziomami indukuje się za pomocą zmiennego pola magnetycznego o częstotliwości radiowej, które oddziałują z momentem magnetycznym jądra. Nie można do tego celu użyć pól elektrycznych, ponieważ jądro nie posiada elektrycznego momentu dipolowego. Z tego powodu zasady obserwacji widm NQR są bliskie metodom spektroskopii jądrowego rezonansu paramagnetycznego. Istnieją jednakże czynniki charakterystyczne

tylko dla NQR. Względna różnica obsadzeń poziomów energii kwadrupolowej jądra jest rzędu kilku miliardowych, a momenty kwadrupolowe jąder są niewielkie, stąd sygnały NQR są znacznie słabsze niż sygnały NMR. Dlatego od aparatury do badania NQR wymagana jest wysoka czułość. W NMR bada się przejścia między poziomami energetycznymi określonymi głównie przez stałe, zewnętrzne pole magnetyczne (rzędu  $T$ ), natomiast udział lokalnych pól magnetycznych w kryształach jest niewielki (rzędu  $5 mT$ ), a rozrzut ich wartości od jądra do jądra w wyniku defektów siatki krystalicznej tylko nieznacznie poszerza linię rezonansową. W NQR poziomy energetyczne określone są wielkością gradientu niejednorodnego, lokalnego pola elektrycznego i nawet jeżeli, w wyniku defektów siatki krystalicznej, wartość gradientu pola jest „rozmazana” w niewielkich granicach, to szerokość linii rezonansowej bardzo się zwiększa i maleje intensywność sygnału NQR. Stąd istotną rolę w badaniach NQR odgrywa czystość chemiczna i regularność struktury badanych substancji.



Rys. 5. Zakresy częstości rezonansowych NQR różnych jąder

W NMR położenie linii rezonansowej w skali częstości jest znane, gdyż jednoznacznie określa je wielkość zewnętrznego pola magnetycznego i stosunek giromagnetyczny jądra. Natomiast w NQR położenie to zależy od wielkości gradientu pola elektrycznego przy jądrze, które zmienia się w szerokich granicach. Stąd częstość rezonansowa NQR danego jądra może leżeć w szerokim zakresie częstości radiowych, np. dla jądra  $^{33}\text{Cl}$  jądrowy rezonans kwadrupolowy obserwuje się w zakresie od 4,17—75,1 MHz, zależnie od rodzaju substancji. Dlatego spektrometr do badania NQR powinien zapewniać szeroki zakres zmian częstości, gdyż obecnie obserwuje się sygnały NQR różnych jąder w zakresie częstości 0,01—1000 MHz. Rys. 5 przedstawia zakresy częstości rezonansowych NQR różnych jąder.



Obecnie dane doświadczalne pozwalają na stwierdzenie, że za pomocą istniejących spektrometrów NQR pracujących w sposób stacjonarny można obserwować linie rezonansowe NQR o dobrociach 5000—50000, natomiast spektrometry impulsowe pozwalają na obserwację linii o dobrociach do 50 /dobroć linii =  $\nu_{\text{rez}}/(2\Delta\nu)$ .

Próbkę do badania NQR w postaci proszku lub monokryształu umieszcza się w cewce obwodu rezonansowego generatora-detektora, który może pracować stacjonarnie jako:

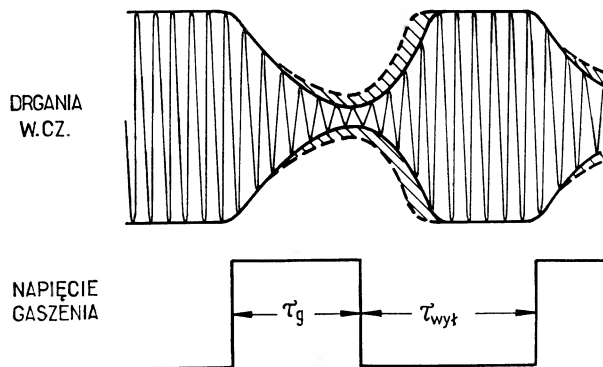
autodyna (regenerator), gdy fala nośna jest falą ciągłą,

superregenerator [15], gdy fala nośna wzrasta i opada okresowo w sposób wykładniczy lub liniowy.

Generatory-detektory autodynowe są układami podobnymi do stosowanych w badaniach NMR, nieznacznie zmodyfikowanymi dla zwiększenia ich czułości. Powszechne zastosowanie do badań NQR znalazł regenerator Wanga [16]. Gdy częstość drgań obwodu rezonansowego autodyny stanie się równa częstości rezonansowej NQR, następuje absorpcja energii drgań w. cz. z tego obwodu przez rezonujące jądra. Powoduje to zmianę impedancji obwodu rezonansowego i zmianę prądu anodowego lampy generacyjnej, co po detekcji obserwujemy jako sygnał NQR. Generatory-detektory autodynowe nie posiadają jednakże zadowalającej czułości, dlatego używane są do badania kształtu silnych linii NQR, gdyż nie powodują zniekształceń linii rezonansowych.

Generatory-detektory superregeneracyjne są obecnie zasadniczym typem przyrządów stosowanych do obserwacji NQR. W superregeneratorze drgania wysokiej częstości ( $\nu_{\text{w. cz.}}$ ) są periodycznie przerywane z częstością „gaszenia“ ( $\nu_{\text{g}}$ ), która jest około 1000 razy niższa od  $\nu_{\text{w. cz.}}$ . Gaszenie drgań można zrealizować za pomocą generatora zewnętrznego podającego „zatykające“ impulsy prostokątne na siatkę lampy generatora superregeneracyjnego lub za pomocą wewnętrznego układu RC w obwodzie siatkowym tej lampy o regulowanej stałej czasowej. Pojawienie się sygnału gaszącego powoduje eksponencyjalny zanik drgań w. cz. aż do momentu wyłączenia tego sygnału. W zależności od wartości częstości gaszenia i od strat w obwodzie amplituda tych drgań może być w tym momencie większa lub mniejsza od poziomu szumów własnych obwodu. Zatem odradzanie się drgań w. cz. po wyłączeniu sygnału gaszącego może zostać zainicjowane przez pozostałość drgań poprzedniego cyklu lub przez szum. Wówczas generator oscyluje dążąc eksponencyjalnie do granicznej amplitudy określonej przez stałe układu. Superregeneratory pracują z napięciami na cewce obwodu rezonansowego sięgającymi kilkunastu woltów. Układ pracuje prawidłowo wówczas, gdy drgania w. cz. następnego cyklu odradzają się od energii pozostałej z poprzedniego cyklu drgań, tzn. wówczas gdy częstość gaszenia jest tak dobrana, że drgania poprzedniego cyklu nie zdążą spaść do poziomu szumów własnych obwodu. Mówimy wówczas, że układ pracuje w sposób koherentny, gdyż drgania w. cz. wszystkich cykli są z sobą w fazie. Optymalny punkt pracy ma superregenerator wówczas, gdy pracuje koherentnie lecz jest bliski punktowi niekoherencji. Przebieg drgań w obwodzie rezonanso-

wym superregeneratora przedstawia rys. 6, gdzie obwiednia ciągła drgań w. cz. przedstawia pracę układu z dala od rezonansu. Gdy częstość drgań w. cz. stanie się równa częstości rezonansowej NQR jąder próbki znajdującej się w cewce obwodu rezonansowego, wówczas precesująca magnetyzacja jądrowa indukuje w cewce, w czasie  $t_g$ , dodatkowy sygnał o częstości rezonansowej. Dlatego następny cykl drgań w. cz. zaczyna się odradzać z nieco wcześniejszego punktu krzywej zaniku drgań pierwszego cyklu. Po czasie  $t_g$  mamy absorpcję energii w. cz. przez próbkę, związaną ze wzrostem magnetyzacji jądrowej. Wypadkowy przebieg drgań w. cz. podczas rezonansu przedstawia prze-

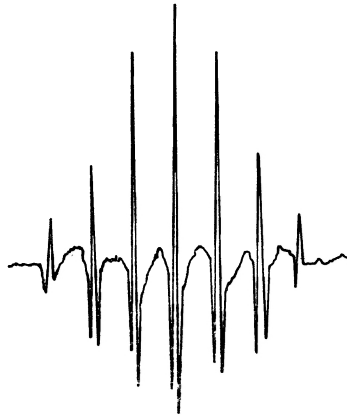


Rys. 6. Drgania obwodu rezonansowego superregeneratora poza rezonansem (obwiednia ciągła) i przy rezonansie (obwiednia przerywana), gaszonego impulsami prostokątnymi

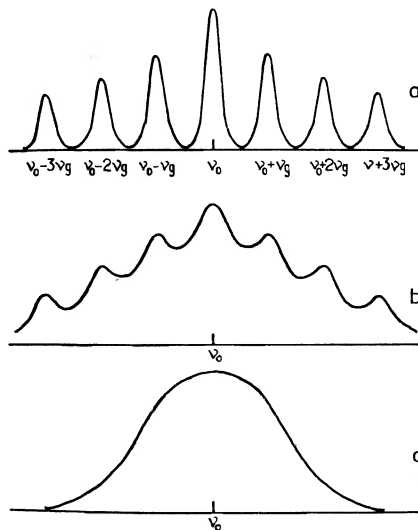
rywana obwiednia na rys. 6. W wyniku takiego przebiegu drgań podczas rezonansu następuje wzrost średniego prądu anodowego lampy superregeneratora i wzrost spadku napięcia na obciążeniu anodowym, co po detekcji obserwujemy jako sygnał NQR.

Cechą charakterystyczną superregeneratora, wynikającą z periodycznego gaszenia drgań w. cz., jest powstawanie dużej liczby drgań harmonicznych. Oprócz drgań o częstości  $\nu_0$ , będącej częstością rezonansową obwodu, występują drgania o częstościach  $\nu_0 \pm n\nu_g$ , gdzie  $n = 1, 2, 3, \dots$ , a  $\nu_g$  jest częstością gaszenia. Widmo drgań superregeneratora przedstawia rys. 7. Obraz widma drgań superregeneratora zależy od stopnia koherencji drgań w. cz. Pokazuje to rys. 8, gdzie widmo w stanie koherencji przedstawia rys. 8a. W stanie całkowicie niekoherentnym, gdy następny cykl drgań w. cz. inicjowany jest przez szum, widmo superregeneratora jest szerokim pasmem ze środkiem przy  $\nu_0$  (rys. 8c). W przypadku pośrednim piki harmoniczne są poszerzone (rys. 8b). Maksimum czułości układu osiąga się wówczas, gdy szerokość indywidualnej linii widma superregeneratora jest porównywalna z szerokością linii NQR, dlatego np. w kryształach paramagnetycznych korzystniej jest pracować w stanie niekoherentnym (rys. 8c). Istnienie widma drgań superregeneratora jest niekorzystne, ponieważ każdy z jego pików wzbudza przejścia NQR powodując, że każda linia rezonansowa w widmie NQR składa się z linii głównej i pasm

bocznych, odległych od niej o częstość gaszenia, co bardzo utrudnia interpretację widm NQR. Przykładem takiego widma może być widmo jąder  $^{35}\text{Cl}$  w  $\gamma$ -sześciochlorocykloheksanie, przedstawione na rys. 9, gdzie mamy sześć linii



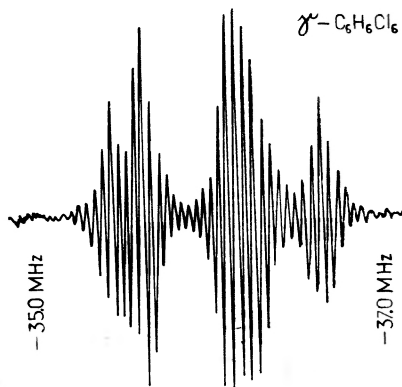
Rys. 7. Widmo drgań superregeneratora (zapis w postaci drugiej pochodnej sygnału absorpcji). Generator-detektor pracował jako radioodbiornik odbierający przez małą antenę prawie monochromatyczny sygnał z generatora sygnałowego



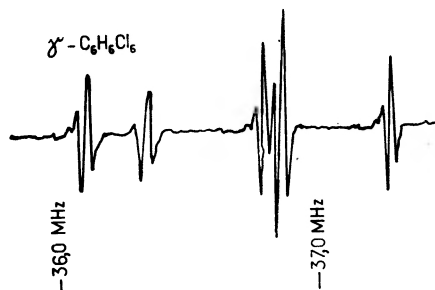
Rys. 8. Zależność widma drgań superregeneratora od stopnia koherencji; a) drgania koherentne, c) drgania niekoherentne, b) przypadek pośredni

rezonansowych NQR, co na pierwszy rzut oka nie jest widoczne z powodu „maskującego“ działania pasm bocznych. Pasma boczne można stłumić przez zastosowanie modulacji częstości sygnału gaszącego, przy czym częstość tej modulacji jest rzędu kilku Hz. W wyniku tej modulacji następuje periodyczne

przesuwanie pasm bocznych w skali częstości, a duża stała czasowa układu zapisującego widmo wyciąkuje wpływ pasm bocznych do zera. Widmo z rys. 9 po całkowitym stłumieniu pasm bocznych pokazuje rys. 10.



Rys. 9. Widmo NQR jądra  $^{35}\text{Cl}$  w  $\gamma$ -sześciochlorocykloheksanie obserwowane za pomocą super-regeneratorskiej w temp. pokojowej



Rys. 10. Widmo NQR jądra  $^{35}\text{Cl}$  w  $\gamma$ -sześciochlorocykloheksanie (77°K) przy całkowitym stłumieniu pasm bocznych

Ponieważ sygnały NQR są bardzo słabe i bezpośrednio po wzmocnieniu udaje się obserwować na oscylografie tylko sygnały najsilniejsze, więc w celu polepszenia stosunku sygnału do szumu stosuje się detekcję fazową. Dlatego sygnał NQR moduluje się częstością akustyczną oraz przeprowadza się wąskopasmowe wzmocnienie na tej częstości i po detekcji fazowej zapisuje się sygnał na samopisie. W spektrometrach NQR stosuje się dwa typy modulacji:

modulację częstości drgań obwodu rezonansowego realizowaną za pomocą kondensatora wibracyjnego lub diody-varicapu zmieniających periodycznie pojemność obwodu rezonansowego o ułamki  $pF$ ,

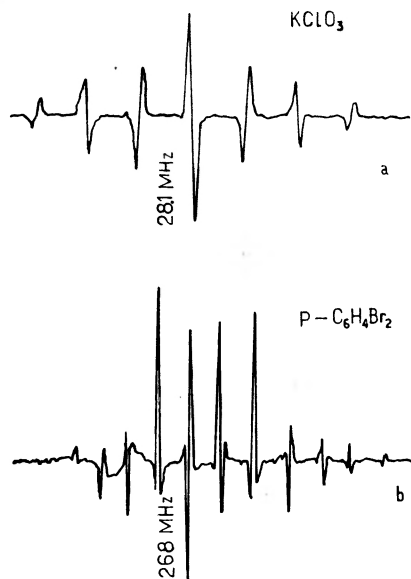
modulację zeemanowską rzędu 100 Gs powodującą periodyczne poszerzanie linii NQR. Stosuje się tutaj naprzemienną, dwukierunkową zmianę pola magnetycznego w formie impulsów prostokątnych, tak że sygnał NQR pojawia się tylko w przerwach między włączeniem pola. Dzięki takiej zmianie pola

magnetycznego uzyskuje się kompensację zakłóceń indukujących się w cewce obwodu rezonansowego generatora.

Częstości modulacji  $\nu_m$  i gaszenia  $\nu_g$  oraz częstość rezonansowa  $\nu_0$  muszą być tak dobrane, aby spełniony był warunek:

$$\nu_0 \gg \nu_g \gg \nu_m.$$

Modulacja częstości obwodu rezonansowego powoduje równocześnie periodyczną zmianę jego impedancji. Ten nieporządany efekt ma taki sam okres jak sygnał rezonansu, więc w wyniku tego obserwujemy superpozycję obu sygnałów na ekranie oscylografu. Dlatego modulację częstości stosuje się tylko przy obserwacji silnych sygnałów NQR. Przy słabych sygnałach korzystniejsza jest rejestracja samopisowa przy użyciu modulacji zeemanowskiej, która ma również tę zaletę, że nie obserwuje się wówczas linii od rezonansów piezoelektrycznych, gdyż modulowany jest tylko sygnał NQR.

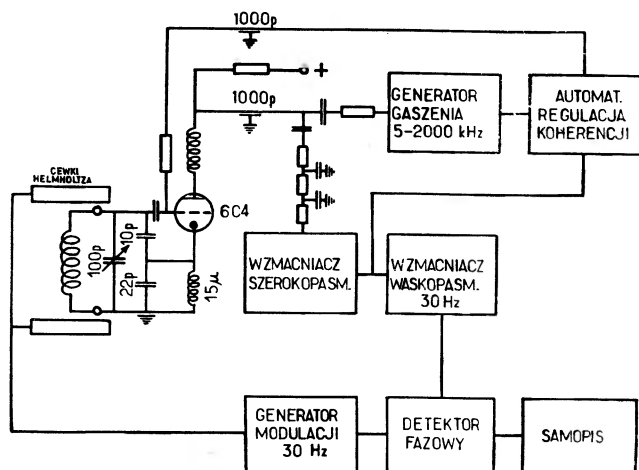


Rys. 11. Widma NQR przy różnych rodzajach modulacji, bez stłumienia pasm bocznych superregeneratora; a) widmo jądra  $^{35}\text{Cl}$  w  $\text{KClO}_3$  przy modulacji częstości, b) widmo jądra  $^{79}\text{Br}$  w *p*-dwubromobenzenie przy modulacji zeemanowskiej

Należy zauważyć, że w przypadku modulacji częstości zapisuje się pierwszą pochodną linii rezonansowej, natomiast w przypadku modulacji zeemanowskiej, gdzie moduluje się amplitudę sygnału, obserwujemy zniekształconą linię absorpcyjną. Obrazy widma NQR otrzymane przy obu typach modulacji przedstawia rys. 11. Na rysunku tym widać jednocześnie charakterystyczną cechę detekcji superregeneracyjnej, mianowicie zmianę „polarności“ kolejnych linii pasm bocznych widma. Związane jest to z faktem, że generator-detektor superregeneracyjny czuły jest głównie na emisję energii z układu spinów jądrowych,

w wyniku której za każdym impulsem drgań w. cz. ciągnie się „ogon“ zanikającego sygnału indukcji jądrowej [17].

Przykładowy schemat spektrometru NQR pokazano na rys. 12. Jest to układ superregeneracyjny opracowany przez Petersona i Bridenbaugha [18], pracujący w zakresie 20—100 MHz z modulacją zeemanowską o częstotliwości 30 Hz.



Rys. 12. Schemat blokowy superregeneracyjnego spektrometru NQR pracującego w zakresie 20—100 MHz z modulacją zeemanowską

Podczas przechodzenia przez widmo NQR, gdy zmieniamy częstotliwość obwodu rezonansowego kondensatorem obrotowym, zmieniają się warunki pracy obwodu, tzn. zmienia się stopień koherencji i czułość układu. W celu podtrzymania stałej czułości stosuje się układy automatycznej regulacji koherencji superregeneratora. Układ takiej serwo regulacji mierzy poziom szumów generacji oraz szumów elektronicznych układu i utrzymuje go stałym poprzez regulację okresu gaszenia. Na ogół wykonuje się to w ten sposób, że  $t_g$  pozostaje stałe, a zmienia się okres powtarzania  $t_{wył}$  (rys. 6), co gwarantuje utrzymanie stałego wzmocnienia w ciągu cyklu gaszenia.

Podczas pracy na wysokich częstotliwościach stosowane są spektrometry superregeneracyjne oparte na liniach przesyłowych i rezonatorach współosiowych.

Przeglądu różnego typu spektrometrów NQR dokonali Grieczyszkin i Sojfer [19].

Procesy fizyczne zachodzące podczas formowania sygnału NQR w superregeneratorze są bardzo złożone. Z tego powodu rzeczywisty kształt linii rezonansowej NQR przy obserwacji za pomocą takiego układu ulega znacznym zniekształceniom. Dlatego superregeneratory stosuje się w przypadkach, gdy wymagana jest wysoka czułość, a kształt linii rezonansowej jest problemem drugorzędym.

Należy podkreślić, że z punktu widzenia możliwości różnych zastosowań jądrowego rezonansu kwadrupolowego czułość stosowanych generatorów-

-detektorów stacjonarnych nie jest wystarczająca. Stąd istnieje konieczność skonstruowania odbiorników NQR o małych szumach wewnętrznych, a do prób idących w tym kierunku należą np. konstrukcje układów parametrycznych [20]. Interesującą metodę polepszenia stosunku sygnału do szumu odbiornika NQR, opartą na zastosowaniu korektorów cyfrowych, podał Śledziewski [21].

Interesującymi i silnie rozwijanymi metodami badań NQR są metody impulsowe (kwadрупolowe echo spinowe) [22, 23]. Zaletą tych metod jest to, że dokładność pomiaru i zdolność rozdzielcza nie zależą od szerokości linii rezonansowej. Zastosowanie metod impulsowych pozwala obserwować szerokie linie NQR, o dobroci do 50, spotykane w przypadku kryształów molekularnych. Ponadto metody te dają informacje wzbogacone o wielkości czasów relaksacji.

## 5. Widma jądrowego rezonansu kwadрупolowego

Jak widać z rysunku 5, widma NQR obserwuje się w szerokim zakresie częstości radiowych. Położenie widma w skali częstości zależy od wielkości momentu kwadрупolowego jądra  $Q$  oraz od wielkości gradientu pola elektrycznego  $q$  przy danym jądrze (wzór 11). Moment kwadрупolowy jądra jest wielkością stałą i dlatego gradient pola  $q$  określa częstość rezonansową jądra w danym kryształe.

W cieczech w wyniku fluktuacji wartości i kierunku  $q$  nie można obserwować NQR. W ciałach stałych wielkość  $q$  przy danym jądrze określona jest przez rozkład ładunków elektrycznych w pobliżu jądra, tzn. w atomie, molekule i sieci krystalicznej. Z powodu różnorodności budowy molekularnej i krystalicznej substancji, w których badamy NQR, wielkość gradientu pola elektrycznego może zmieniać się w bardzo szerokich granicach, czego odbiciem jest szeroki zakres występowania NQR dla danego jądra. Np. granicznymi częstościami obserwowanymi dla NQR jądra  $^{35}\text{Cl}$  są: 4.17 MHz w  $\text{TiCl}_2$  i 75.1 MHz w  $\text{ClF}_3$  [24]. Obliczony na podstawie tych wartości (wzór 11) gradient pola przy jądrze  $^{35}\text{Cl}$  wynosi:

$$4,3 \times 10^{17} \text{ V/cm}^2 \text{ w } \text{TiCl}_2$$

$$77,0 \times 10^{17} \text{ V/cm}^2 \text{ w } \text{ClF}_3 .$$

Widać stąd, że pole elektryczne przy jądrze jest silnie niejednorodne, a wielkość gradientu znacznie przekracza wartości możliwe do osiągnięcia w laboratorium i uniemożliwia badanie NQR w zewnętrznym polu elektrycznym.

W badaniach NQR większości związków chemicznych obserwuje się multipletową strukturę linii rezonansowych. Wynika to stąd, że jądra znajdują się w polach elektrycznych o różnym gradiencie  $q$ , gdyż zajmują miejsca nierównoważne. Na przykład widmo NQR jądra  $^{35}\text{Cl}$  w  $\text{CCl}_4$  składa się z 16 linii rezonansowych położonych w zakresie od 40,4 MHz do 40,8 MHz.

Rozróżnia się dwa typy nierównoważnych położenia jąder rezonujących:  
 nierównoważność chemiczną, gdy główne składowe tensora gradientu pola są różne dla różnych jąder,

nierównoważność fizyczną, gdy wartości główne tensora gradientu pola są równe dla wszystkich jąder rezonujących, lecz osie główne leżą w różnych kierunkach.

Nierównoważności fizycznej nie daje się wykryć podczas badania próbek polikrystalicznych, lecz tylko podczas badania NQR monokryształów w słabym polu magnetycznym. Nierównoważność chemiczna powoduje powstawanie multipletowej struktury widma NQR. Można wyróżnić dwa rodzaje nierównoważności chemicznej:

atomy zawierające rezonujące jądra mogą zajmować chemicznie różne miejsca w swobodnej molekule (tzn. o różnej reaktywności), tzn. nierównoważność molekularna,

atomy znajdują się w położeniach równoważnych w swobodnej molekule, lecz w kryształach oddziaływania między sąsiednimi molekułami znoszą tę równoważność, tzw. nierównoważność krystaliczna.

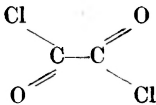
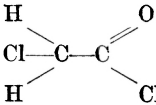
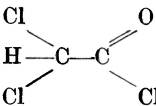
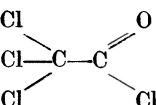
Ponieważ w gradient pola przy jądrze większy wkład wnoszą atomy molekuly macierzystej niż otoczenia krystalicznego, należy oczekiwać, że nierównoważność molekularna będzie większa niż nierównoważność krystaliczna. Na podstawie dotąd zebranego materiału doświadczalnego można powiedzieć, że na ogół nierównoważność molekularna powoduje różnice w częstościach rezonansowych jąder większe od 0,5 MHz, natomiast nierównoważność krystaliczna wywołuje mniejsze niż 0,5 MHz przesunięcia częstości rezonansowych. Przesunięcia częstości wywołane powyższymi nierównoważnościami wyraźnie widoczne są w widmach NQR, gdyż na ogół znacznie przekraczają szerokość linii rezonansowej. Przykładami występowania nierównoważności są widma związków stabelaryzowane w tabeli II. W  $(\text{COCl})_2$  mamy widmo NQR jąder chloru  $^{35}\text{Cl}$  składające się z jednej linii rezonansowej, co świadczy o tym, że atomy chloru w molekule zajmują położenia równoważne. W pozostałych związkach mamy widma o większej ilości linii, przy czym widać, że dwie grupy linii pochodzą od atomów chloru należących do grup  $\text{CH}_2\text{Cl}$ ,  $\text{CHCl}_2$  i  $\text{CCl}_3$  oraz od atomów Cl grupy  $\text{COCl}$ . Linie te rozszczerzone są o więcej niż 7 MHz, co świadczy o tym, że jest to nierównoważność molekularna.

W  $\text{C}_2\text{H}_2\text{OCl}_2$  mamy dwie grupy linii rezonansowych pochodzących od atomów chloru w grupach  $\text{CH}_2\text{Cl}$  i  $\text{COCl}$ , przy czym z porównania z  $(\text{COCl})_2$  widać, że linia o niższej częstości odpowiada drugiej z tych grup. W  $\text{C}_2\text{OCl}_4$  mamy cztery linie rezonansowe, przy czym trzy linie o wyższej częstości pochodzą od chlorów grupy  $\text{CCl}_3$ . Mniejsze niż 0,5 MHz rozszczerzenie tych linii świadczy że mamy tutaj do czynienia z chemiczną nierównoważnością krystaliczną. Występowanie sześciu linii rezonansowych w  $\text{C}_2\text{HOCl}_3$  świadczy o tym, że mamy dwie nierównoważne molekuly tego związku w komórce elementarnej kryształu, przy czym atomy chloru w grupie  $\text{CHCl}_2$  zajmują położenia nierównoważne chemicznie.

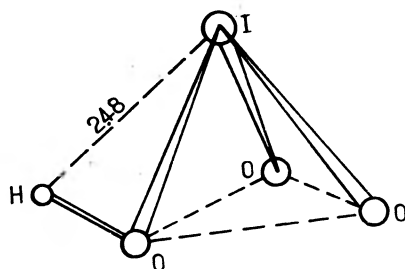


Tabela II

Częstości rezonansowe jąder  $^{35}\text{Cl}$  niektórych związków chemicznych w temperaturze  $77^\circ\text{K}$ 

Związek	Wzór strukturalny	Częstość (MHz)
$(\text{COCl})_2$		30,2
$\text{C}_2\text{H}_2\text{OCl}_2$		30,4 37,5
$\text{C}_2\text{HOCl}_3$		32,1 32,9 38,3 38,5 39,1 39,4
$\text{C}_2\text{OCl}_4$		33,7 40,1 40,5 40,6

Z przedstawionego zestawienia wynika jeszcze jedna ciekawa obserwacja. Widać, że ze wzrostem liczby rezonujących jąder w molekuie wzrasta bezwzględna wartość częstości rezonansowych dla wszystkich jąder, co jest wynikiem efektu indukcyjnego, w tym wypadku atomów chloru.

Rys. 13. Molekuła  $\text{HIO}_3$ 

Na obraz widma NQR mogą wpływać również oddziaływania magnetyczne dipol-dipol między momentem magnetycznym rezonującego jądra a innymi momentami magnetycznymi. Na ogół oddziaływania te powodują tylko poszerzenie linii rezonansowej, jednakże w przypadku, gdy w pobliżu rezonującego atomu znajduje się atom o dużym momencie magnetycznym jądra, lecz

atomy te nie są związane bezpośrednim wiązaniem chemicznym, oddziaływanie dipolowe prowadzi do subtelnej struktury widma NQR. Przypadek taki obserwowano w  $\text{HIO}_3$  [25]. Strukturę molekuly tego związku przedstawia rys. 13. Widmo NQR  $^{127}\text{I}$  w tym związku składa się z dwu słabo rozszczepionych dubletów przy częstościach 203,1 MHz i 330,84 MHz (w 77°K). Odpowiadają one odpowiednio przejściom  $1/2 \leftrightarrow 3/2 \leftrightarrow 5/2$ . Wszystkie molekuly  $\text{HIO}_3$  w komórce elementarnej są równoważne. Rozszczepienie na dublety wynoszące około 20 kHz wywołane jest oddziaływaniem dipolowym jąder jodu i wodoru. Wielkość tego rozszczepienia zgodna jest z oszacowaniami teoretycznymi na podstawie takiego modelu oddziaływania.

#### Literatura

- [1] R. V. Pound, *Phys. Rev.*, **79**, 685 (1950).
- [2] W. Low, *Solid State Phys. Suppl.*, **2** (1960).
- [3] D. I. Bolef, *Proc. XIVth Colloque Ampere*, Amsterdam 1967.
- [4] R. L. Mössbauer, *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 362 (1964).
- [5] V. S. Shpinel, *Proc. Dubna Conf. Mössbauer Effect*, New York 1963.
- [6] R. M. Steffen, H. Fraufelder, *Perturbed Angular Correlations*, Amsterdam 1964.
- [7] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford 1961.
- [8] Z. Leś, F. Leś, *Postępy Fizyki*, **12**, 559 (1961).
- [9] N. F. Ramsey, *Nuclear Moments*, New York—London 1954.
- [10] H. Kopferman, *Kernmomente*, Leipzig 1956.
- [11] R. Śledziewski, A. Zapolska, *Postępy Fizyki*, **15**, 213 (1964).
- [12] T. P. Das, E. L. Hahn, *Nuclear Quadrupole Resonance Spectroscopy, Solid State Phys.*, New York 1958.
- [13] R. Bersohn, *J. Chem. Phys.*, **20**, 1505 (1952).
- [14] M. Cohen, *Phys. Rev.*, **96**, 5, 1278 (1954).
- [15] J. R. Whitehead, *Superregenerative Receivers*, London—New York 1950.
- [16] T. C. Wang, *Phys. Rev.*, **99**, 566 (1955).
- [17] E. N. Fiedin, G. K. Siemin, *Żurnal strukturalnej chemii*, **1**, 465 (1960).
- [18] G. E. Peterson, P. M. Bridenbaugh, *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 698 (1964).
- [19] W. S. Grieczyszkin, G. B. Sojfer, *Pribory i technika eksperymentalna*, **1**, 5 (1964).
- [20] J. S. Konstantinow, *Pribory i technika eksperymentalna*, **6**, 134 (1959).
- [21] R. Śledziewski, *Praca doktorska*, IFJ, Kraków 1964.
- [22] J. Buchta, *Rev. Sci. Instrum.*, **29**, 55 (1958).
- [23] Z. R. Borsuckij, A. D. Gordiejew, W. S. Grieczyszkin, I. W. Izmiestjew, *Trudy Inst. Naucz. Inst. pri Piersmskom Gosuniwersitetie*, **12**, 67 (1966).
- [24] N. P. Biriukow, M. G. Woronkow, I. A. Safin, *Tablicy czastot jadermego kwadrupolnego rezonansa*, Leningrad 1968.
- [25] R. Livingston, H. Zeldes, *J. Chem. Phys.*, **26**, 351 (1957).

*Miroslaw Kozłowski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Warszawskiego

## Badanie funkcji falowych jąder lekkich przy pomocy reakcji jądrowych z asocjacjami nukleonowymi

On the Verification of the Wave Function  
of the Light Nuclei in the Nuclear Reaction with Clusters

*Abstract:* In our lecture we discuss nuclear rearrangement reactions which can be described by direct reactions modes. The reaction amplitude for these reactions is linear combination of the amplitudes for the direct (*e. g.* stripping) and exchange modes (*e. g.* heavy particle stripping). Both the modes can be used to obtain cluster configuration and spectroscopic factors. The nuclear reaction mechanism can be predicted when the reduced widths for cluster decomposition of the nuclear wave functions and the location of the singularities of the amplitude are known. The verification of the wave functions of the  $1p$  shell nuclei with ( $d$ ,  ${}^6\text{Li}$ ) and ( $p$ ,  $\alpha$ ) reactions is discussed.

### I. Wstęp

Reakcje przekazu jednego nukleonu nadają się bardzo dobrze do badania jednocząstkowej struktury poziomów jądrowych. W jądrach, w których występują wyraźne poziomy jednocząstkowe, reakcje typu ( $d$ ,  $p$ ), ( $n$ ,  $d$ ) pozwalają sprawdzać funkcje falowe stanów związanych nukleonów obliczone przy pomocy jednego z modeli (model powłokowy, model Nilssona) [1]. Standardową teorią pozwalającą uzyskiwać informacje spektroskopowe (a więc czynniki spektroskopowe i szerokości zredukowane) jest teoria reakcji przekazu nukleonu ograniczająca się do obliczenia przekroju czynnego w przybliżeniu Borna z falami zaburzonymi (DWBA). Dość naturalne wydaje się rozszerzenie tej teorii na przypadki reakcji, w których mamy do czynienia z przekazem układu nukleonów — asocjacji nukleonowych (klastrów) [2]. Do reakcji tych należą np. reakcje ( $d$ ,  ${}^6\text{Li}$ ), ( ${}^7\text{Li}$ ,  $t$ ) i ( ${}^6\text{Li}$ ,  $\alpha$ ), ( $d$ ,  $\alpha$ ), w których przekazywana jest odpowiednio cząstka  $\alpha$  i deuteron. Badając te reakcje możemy wyznaczyć szerokości zredukowane przekazywanego klastru w odpowiednich jądrach. Jeśli

ograniczmy się do pierwszego rzędu rachunku zaburzeń, to amplitudę dla dowolnej reakcji typu  $A(a, b)B$  możemy w przybliżeniu Borna napisać w następującej postaci:

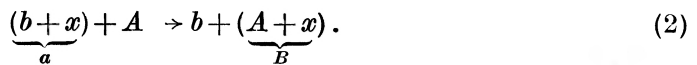
$$t = \int d\vec{r}_{aA} \int d\vec{r}_{bB} \chi^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_{bB}) \langle \Phi_b \Phi_B | V | \Phi_a \Phi_A \rangle \chi^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_{aA}) \quad (1)$$

Amplituda ta została otrzymana przy następujących założeniach:

1. Słuszność przybliżenia Borna. Decydującym procesem jest rozpraszanie elastyczne.

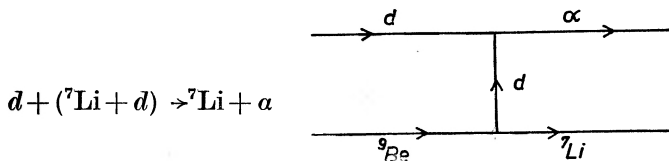
2. Funkcje falowe opisujące rozpraszanie elastyczne są obliczane przy założeniu, że potencjał optyczny dobrze zdaje sprawę z rozpraszania elastycznego w kanale wejściowym i wyjściowym reakcji  $A(a, b)B$ .

Formalnie biorąc reakcję przekazu klastru (asocjacji) możemy zapisać w postaci:



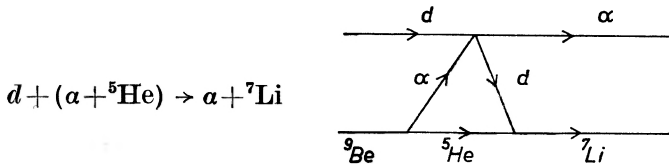
Jeśli w trakcie reakcji jest przekazywany zespół  $x$  nukleonów, to podstawową rzeczą jest poznanie sposobu przekazu tego układu — mechanizmu reakcji (2). Jak się o tym przekonamy, dość wyjątkowa jest sytuacja, w której mamy do czynienia z jednym sposobem realizacji mechanizmu przekazu. Na przykład w reakcji  ${}^9\text{Be}(d, \alpha){}^7\text{Li}$  mogą zachodzić następujące typy oddziaływań deuteronu z jądrem  ${}^9\text{Be}$ :

1. Nalatujący deuteron oddziałuje z deuteronem znajdującym się w jądrze  ${}^9\text{Be}$ . Jest to reakcja typu pick-up (rys. 1)



Rys. 1. Reakcja typu pick-up

2. Nalatujący deuteron oddziałuje z „cząstką alfa“ znajdującą się w jądrze  ${}^9\text{Be}$  (rys. 2)



Rys. 2. Reakcja typu knock-on

Jest to reakcja typu knock-on (podstawienia).

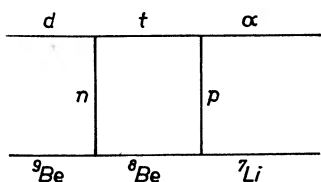
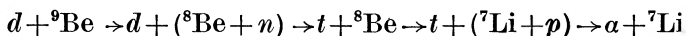
3. Nalotujący deuteron oddziaływa z jądrem  ${}^5\text{He}$  znajdującym się w jądrze  ${}^9\text{Be}$  (rys. 3)



Rys. 3. Reakcja typu heavy particle stripping

Jest to reakcja typu heavy particle stripping (strippingu jądra  ${}^5\text{He}$ ).

Wkład poszczególnych typów oddziaływań do amplitudy reakcji (2) zależy od struktury funkcji falowych cząstek biorących udział w reakcji (2) oraz od energii, przy której przebiega ta reakcja. Dla reakcji przebiegających przy niskich energiach ( $\leq 20$  MeV) na jądrach lekkich zwykle mamy do czynienia z wkładem dwóch lub nawet trzech typów oddziaływań do amplitudy reakcji (2). Co więcej okazuje się, że przy opisie reakcji przekazu układu nukleonów należy uwzględnić możliwość niejednoczesnego przekazu obu składników klastru  $\alpha$ . Oznacza to, że musimy uwzględnić drugi rząd rachunku zaburzeń odpowiadający następującemu przebiegowi reakcji  ${}^9\text{Be}(d, \alpha){}^7\text{Li}$  (rys. 4)



Rys. 4. Reakcja dwustopniowa

W wykładzie będziemy zajmowali się reakcjami przekazu klastru  $\alpha$  jako narzędziem do badania funkcji falowych jąder lekkich, przede wszystkim jąder powłoki  $1p$ . Wybór powłoki  $1p$  został podyktowany „klastrową strukturą tych jąder”. Chodzi o to, że jądra powłoki  $1p$  odznaczają się bardzo dużymi szerokościami zredukowanymi dla wirtualnych rozpadów  $A \rightarrow B + (\alpha, t, d)$ . Zatem reakcje, w których biorą udział te jądra, powinny szczególnie nadawać się do badań strukturalnych.

Reakcje transferu asocjacji nukleonowych, prowadzone na lekkich jądrach, stanowią tę część fizyki jądra atomowego, w której w sposób naturalny łączą się spektroskopia jądrowa i teoria reakcji jądrowych. Znając funkcje falowe (a więc i odpowiednie szerokości zredukowane) możemy w pewnych przypadkach przewidzieć mechanizm reakcji jądrowej. Natomiast reakcje o znanym mechanizmie mogą służyć jako źródło informacji spektroskopowych. Wykład nasz rozpoczniemy od omówienia tzw. klastrowego modelu jądra atomowego, który szczególnie nadaje się do opisu jąder powłoki  $1p$ .

## 2. Model klastrowy jąder lekkich

Występowanie asocjacji nukleonowych (przede wszystkim asocjacji typu cząstki  $\alpha$ ) w jądrach postulowano już w latach trzydziestych [3], ale dopiero obecnie dzięki lepszej znajomości oddziaływań między nukleonami zagadnienie to uzyskało częściowe wyjaśnienie. Pobieżna systematyzacja energii wiązania jąder lekkich wykazuje, że różnica energii wiązania ostatniego neutronu w jądrach o  $A = 4k$  i  $A = 4k + 1$  osiąga dla powłoki  $1p$  wartość rzędu 14—17 MeV (tabela I).

Tabela I

	${}^8\text{Be}, {}^9\text{Be}$	${}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{C}$	${}^{16}\text{O}, {}^{17}\text{O}$
$\Delta E_n(A, A+1)$ w MeV	17,2	13,8	11,6

Jednocześnie jądra lekkie odznaczają się bardzo małymi wartościami energii separacji cząstek typu  $d, t, \alpha$  (tabela II).

Tabela II

	${}^6\text{Li}$	${}^8\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	${}^{10}\text{B}$
Energia separacji cząstki $\alpha$ w MeV	1,47	0	2,52	4,5

Przy tym szerokości zredukowane dla cząstek  $\alpha$  w jądrach powłoki  $1p$  są bliskie jednocząstkowej wartości granicznej (*Wigner limit*). Jak wiadomo, jądro znajdujące się w stanie, dla którego szerokość zredukowana jest bliska wartości Wignerowskiej, możemy traktować jako układ prawie zdysocjowany, typu np.  $A \rightarrow (A - \alpha) + \alpha$ . Wszystkie wspomniane wyżej własności jąder lekkich obejmujemy wspólną nazwą efektów klastrowych w jądrach lekkich. Efekty te możemy scharakteryzować przy pomocy diagramów Younga. Rozważmy w tym celu układ  $n$  nukleonów i oznaczmy go  $[f]$ . Symbol  $[f]$  składa się z  $k$  liczb  $f_1 \geq f_2 \geq \dots \geq f_k \geq 0$ ,  $f_1 + f_2 + \dots + f_k = n$  i przedstawia rozkład liczby  $n$  na  $k$  całkowitych składowych ułożonych w kolejności ubywania liczby nukleonów. Każdemu symbolowi  $[f]$  można przypisać diagram Younga zbudowany z  $k$  klatek zgrupowanych w kilka wierszy, tak że w pierwszym wierszu znajduje się  $f_1$  klatek, w drugim  $f_2$  i tak kolejno aż do  $f_k$ . Na przykład symbolowi  $[421]$  odpowiada następujący diagram Younga

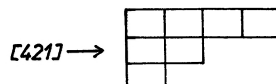
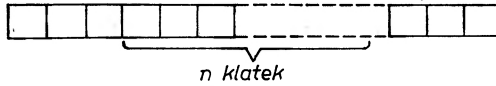
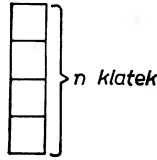


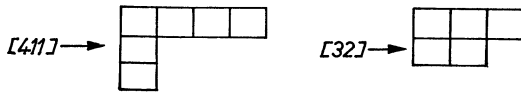
Diagram Younga określa własności symetrii funkcji falowej opisującej układ  $n$  nukleonów względem operacji przedstawiania nukleonów. W szczególności orbitalna część funkcji falowej reprezentowana przez diagram Younga  $[f] = [n]$ , to znaczy



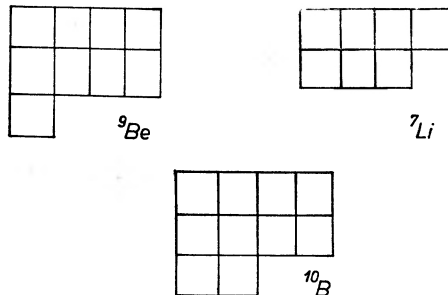
jest całkowicie symetryczna ze względu na przestawienie dowolnej pary nukleonów (część spinowo-izospinowa jest antysymetryczna). Natomiast orbitalna część funkcji falowej reprezentowana przez diagram Younga  $[1^n]$ , a więc



jest całkowicie antysymetryczna ze względu na przestawienie dowolnej pary z  $n$  nukleonów. Diagramy Younga typu



odpowiadają funkcjom falowym o symetrii pośredniej. Biorąc pod uwagę, że funkcje falowe odpowiadające poziomom jąder atomowych muszą mieć określoną symetrię ze względu na permutację nukleonów, możemy traktować symbol  $[f]$  — diagram Younga jako dodatkową liczbę kwantową charakteryzującą te funkcje falowe. Można wykazać, że funkcjom falowym opisującym stany podstawowe jąder  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  odpowiadają następujące diagramy Younga  $[4]^1$  (rys. 5).



Rys. 5. Diagramy Younga dla funkcji falowych jąder  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$

<sup>1</sup> Na rysunku zostały podane tylko składowe funkcje falowych, które wnoszą istotny wkład do stanów podstawowych rozważanych jąder. Np. dla jądra  ${}^9\text{Be}$  w stanie podstawowym pełną funkcję falową możemy przedstawić w postaci:

$${}^9\text{Be} = 0,9[41]^{22}\text{P} - 0,39[41]^{22}\text{D} - 0,023[32]^{22}\text{P}$$

We wzorze tym nie uwzględniono powłoki  $1s$  zawierającej 4 nukleony.

Na podstawie przytoczonych faktów doświadczalnych możemy powiedzieć, że energia dysocjacji jądra w stanie o danym schemacie Younga [f] na klastry odpowiadające rzędom schematu Younga jest znacznie mniejsza od energii separacji nukleonu z klastrem. Jakościowe wytłumaczenie tego faktu można znaleźć korzystając z własności sił Majorany oddziaływania nukleon-nukleon. Wiadomo, że dzięki tym siłom nukleony z różnych rzędów diagramu Younga „odpychają się” [3].

W oparciu o wspomniane własności jąder powłoki  $1p$  został sformułowany model klastrowy tych jąder [3], [5]. W modelu tym dzielimy  $A$  nukleonów na podklasy zgodnie ze schematem Younga. Rozważmy na przykład jądro  ${}^6\text{Li}$ . W modelu klastrowym funkcję falową  ${}^6\text{Li}$  przedstawiamy w postaci:

$$\varphi_{{}^6\text{Li}} = \hat{A}\varphi_a(1234)\varphi_d(56)\Phi_{L=0}(\vec{R}_a - \vec{R}_d)\chi_a(\vec{\sigma}, \vec{\tau})\chi_d(\vec{\sigma}, \vec{\tau}), \quad (3)$$

gdzie  $\hat{A}$  oznacza operator antysymetryzacji,  $\varphi_a$  i  $\varphi_d$  są radialnymi funkcjami wewnętrznymi klastru alforego i deuteronowego. Funkcja  $\Phi_{L=0}(\vec{R}_a - \vec{R}_d)$  opisuje ruch względny środków mas obu klastrów. Natomiast funkcje  $\chi_a$  i  $\chi_d$  są funkcjami spinowo-izospinowymi klastru alforego i deuteronowego. Zwykle przyjmujemy potencjał oscylatora harmonicznego zarówno dla ruchu nukleonów wewnątrz klastrów jak i dla ruchu względnego obu klastrów. Mamy zatem [3]

$$\begin{aligned} \varphi_a &= N_a \exp\left[-\frac{a_1}{2} \sum_{i=1}^4 (\vec{r}_i - \vec{R}_a)^2\right]; \quad \vec{R}_a = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \vec{r}_i \\ \varphi_d &= N_d \exp\left[-\frac{a_2}{2} \sum_{i=5,6} (\vec{r}_i - \vec{R}_d)^2\right]; \quad \vec{R}_d = \frac{1}{2} (\vec{r}_5 + \vec{r}_6) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\Phi_{L=0}(\vec{R}_a - \vec{R}_d) = \text{const}(\vec{R}_a - \vec{R}_d)^2 \exp\left[-\frac{2}{3} b(\vec{R}_a - \vec{R}_d)^2\right].$$

We wzorach (4) parametry  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $b$  charakteryzują odpowiednie rozmiary klastrów  $a$ ,  $d$  oraz ich wzajemną odległość. Do scharakteryzowania podziału jądra  ${}^6\text{Li}$  na klastry  $a$ ,  $d$  wprowadzony parametr  $x$  [3]

$$x = \left(\frac{\xi_a}{\xi_{ad}}\right)^{1/2} = \frac{b}{a}, \quad \begin{aligned} \xi_a &= \frac{1}{a_1^2} \\ \xi_{ad} &= \frac{1}{b^2} \end{aligned} \quad (5)$$

Na podstawie funkcji falowych modelu klastrowego (3) i (4) możemy obliczyć wielkość efektów charakteryzujących poziomy wybranego jądra atomowego i porównując je z wielkościami mierzonymi wyciągnąć wnioski o stosowności tego modelu. Należy jednak stwierdzić, że w chwili obecnej problem wyboru określonego modelu dla jąder lekkich napotyka poważne trudności. Przede wszystkim równoległe z modelem klastrowym rozwija się model powłokowy, w którym uwzględnienie sprzężenia  $\vec{L} \cdot \vec{S}$  i oddziaływań resztkowych prowadzi do zadowalającej zgodności z obserwowanymi szerokościami redukowanymi



dla klastrów  $\alpha$ ,  $d$ ,  $t$ . Okazuje się więc, że zredukowane szerokości nie są czułe na własności modelu. Na przykład, niskoleżące stany  ${}^6,7\text{Li}$  mają duże wartości szerokości zredukowanych  $\gamma^{\alpha,d}$  zarówno w modelu klastrowym, jak i w modelu powłokowym. Jednak jeśli opieramy się tylko na modelu powłokowym, to nie możemy przypisać jądra  ${}^6\text{Li}$  w stanie podstawowym  $[f] = [42]$  struktury  $\alpha + d$ , ponieważ rozpady wirtualne  ${}^6\text{Li} \rightarrow ({}^5\text{Li} + n, {}^3\text{He} + t)$  mają również szerokości zredukowane bliskie granicy Wignera. To, że funkcję falową w danym stanie charakteryzujemy określonym diagramem Younga, oznacza tylko tyle, że funkcja ta ma określoną symetrię, natomiast nie rozstrzyga na korzyść wybranego modelu. A zatem stwierdzenie:  ${}^6\text{Li}$  ma strukturę  $\alpha + d$ , ma sens tylko wtedy, gdy funkcja falowa odpowiadająca temu stanowi różni się od funkcji podawanej przez model powłokowy określoną separacją przestrzenną  $\alpha$  i  $d$ , a więc gdy  $x < 1$ . Zgodnie z definicją parametru  $x$  przejście graniczne  $x \rightarrow 0$  ( $\alpha \rightarrow \infty$ ) oznacza przejście do granicznej wersji modelu klastrowego, to znaczy do modelu alfowego, w którym nie mamy przekrywania się funkcji falowych klastrów. Natomiast gdy  $x$  zmienia się od zera do jedności, odległość między klastrami staje się porównywalna z ich rozmiarami wewnętrznymi i funkcja falowa staje się istotnie różna od prostego iloczynu funkcji wewnętrznych, który odpowiada modelowi alfowemu  ${}^6\text{Li}$ .

$$\varphi_{{}^6\text{Li}} = \varphi_\alpha \varphi_d \Phi_{L=0}(\vec{R}_\alpha - \vec{R}_d). \quad (6)$$

Można wykazać [3], że w granicy gdy  $x = 1$ , funkcje falowe nisko leżących poziomów jąder powłoki  $1p$ , liczone w modelu powłokowym (sprężenie  $\vec{L}\vec{S} +$  potencjał oscylatora), zgadzają się z antysymetryzowanymi funkcjami modelu klastrowego. Oznacza to, że model powłokowy z uwzględnieniem sprężenia  $\vec{L} \cdot \vec{S}$  jest szczególnym przypadkiem modelu klastrowego, w którym parametry funkcji oscylatorowych opisujących ruch wewnętrzny i ruch względny są takie same. Dla jąder, w których  $x = 1$ , a więc tych, w których realizuje się model powłokowy, struktura klastrowa przejawia się jedynie w odpowiedniej symetrii funkcji falowych i w fakcie, że zredukowane szerokości dla klastrów obliczone w tym modelu są porównywalne z wartością Wignerowską. Dla jąder, których funkcje falowe spełniają warunek  $x < 1$  oprócz wymienionych własności klastrowania występuje separacja przestrzenna klastrów. Separację taką można stwierdzić badając rozproszenie elastyczne i nieelastyczne elektronów na jądrach powłoki  $1p$ . Do chwili obecnej występowanie tej separacji potwierdzono eksperymentalnie dla jąder  ${}^6\text{Li}$  ( $x = 0,3$ ),  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  ( $x = 0,5$ ) [2].

### 3. Reakcje typu direkt z asocjacjami nukleonowymi

Formalnie amplitudę dla dowolnej reakcji przekazu  $A(\alpha, b)B$  możemy zapisać w postaci [6]:

$$t = \langle \Phi_f | V_f | \Psi_i^{(+)} \rangle$$

gdzie:

$$|\Psi_i^{(+)}\rangle = (1 + G^{(+)}V_i)|\Phi_i\rangle \quad (7)$$

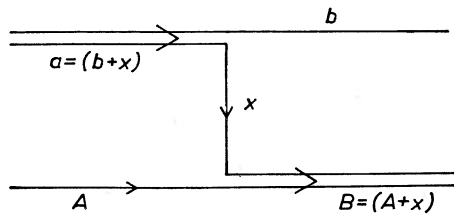
$$H_i|\Phi_i\rangle = E|\Phi_i\rangle; \quad H_f|\Phi_f\rangle = E|\Phi_f\rangle$$

$$G^{(+)} = \frac{1}{E - H + i\epsilon}$$

We wzorach tych  $H_i = K + V_{bx}$ ,  $H_f = K + V_{Ax}$  są swobodnymi Hamiltonianami oddziaływań w kanale wejściowym i wyjściowym. Oddziaływania w tych kanałach opisujemy przy pomocy potencjałów  $V_i = V_{bA} + V_{Ax}$ ,  $V_f = V_{bA} + V_{bx}$ .  $K = K_b + K_A + K_x$  oznacza całkowitą energię kinetyczną układu.  $G^{+}$  jest funkcją Greena. Ze względu na to, że nie znamy postaci oddziaływań  $V_i$  i  $V_f$ , które są oddziaływaniami wielociałowymi, musimy z konieczności przyjąć dodatkowe założenia upraszczające. Przede wszystkim zakładamy, że klaster  $x$  tworzy układ związany znajdujący się w stanie podstawowym, oraz że układ ten jest głównym stanem pośrednim w reakcji  $A(a, b)B$ . Dzięki temu redukujemy zagadnienie wielu ciał do zagadnienia trzech ciał. Wiadomo jednak, że nie istnieją ogólne, ścisłe metody rozwiązania problemu trzech ciał. Z konieczności więc przy teoretycznym opisie reakcji przekazu korzystamy z modeli tych reakcji, które inspirują przybliżone metody rachunkowe. W wykładzie poświęconym badaniom spektroskopowym nie możemy oczywiście zająć się pełnym przeglądem metod teoretycznego opisu reakcji przekazu. Zajmiemy się tylko dwiema spośród nich, wspomnianą już metodą DWBA i metodą grafów Feynmana. W chwili obecnej nie można rozstrzygnąć, która z tych metod jest „lepsza“ [6]. Można natomiast z pewnością twierdzić, że metoda grafów Feynmana zaproponowana i rozwinięta na użytek reakcji jądrowych przez Amado [7] Shapiro [8] jest znacznie wygodniejsza do badania względnych wkładów różnych mechanizmów do amplitudy badanej reakcji. Natomiast przeważającą część informacji spektroskopowych otrzymujemy analizując reakcje przy pomocy procedury DWBA. W przypadku przekazu jednego nukleonu typu  $(d, p)$ ;  $(n, d)$ , z zasady przyjmujemy (dla energii  $E_d$ ,  $E_n > 10$  MeV), że decydującym mechanizmem jest proces strippingu lub pick-up. Korzystając z tego założenia G. R. Satchler, R. M. Drisko, R. H. Bassel opracowali powszechnie stosowaną procedurę DWBA („Julie“, „Sally“) otrzymywania czynników spektroskopowych dla stanów jednocząstkowych. Bardzo dobra zgodność wyznaczonych doświadczalnie czynników spektroskopowych, z teoretycznymi wartościami obliczonymi w oparciu o istniejące modele jądrowe traktuje się zwykle jako dowód słuszności założenia o jednym mechanizmie rządzącym tymi reakcjami. Dość przekonującym argumentem przemawiającym za stosowaniem DWBA do opisu reakcji typu  $(d, p)$ ,  $(d, n)$ , jako procesu strippingu, jest bardzo mała energia wiązana deuteronu ( $\epsilon_{np}^d = 2,2$  MeV). Wkład następnego mechanizmu do tych reakcji, mechanizmu knock-on jest bardzo mały, ponieważ energia separacji protonu z jądra targetu jest znacznie większa od energii wiązania deuteronu. Jak wiemy, w przypadku reakcji przekazu klastru należy się liczyć z możliwoś-

cią, że obie energie: energia wiązana klastru w jądrze targetu i energia wiązania swobodnego klastru mogą być prawie równe.

Teoria zaproponowana przez Amado i Shapiro wychodzi z założenia, że położenie osobliwości amplitudy odpowiadającej określonemu mechanizmowi stanowi wystarczające kryterium, który z mechanizmów jest decydujący w rozważanej reakcji. Jak wykazano w pracach [9], [8], amplitudzie reakcji pick-up lub strippingu odpowiada graf (rys. 6). Biegun odpowiadający temu grafowi leży w płaszczyźnie zespolonego  $q_t^2$ , ( $q_t = p_a - p_b$ ) w punkcie

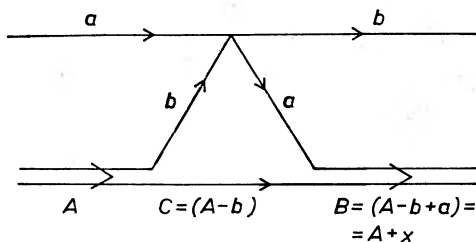


Rys. 6. Reakcja typu strippingu

$$q_t^2 = -2m_x \left( \varepsilon \pm \frac{m_B}{m_b + m_B} Q + \frac{m_x}{m_b + m_B} E \right). \quad (8)$$

We wzorze (8) znak plus odpowiada reakcji strippingu ( $m_a > m_b$ ), znak minus dla reakcji pick-up ( $m_b > m_a$ ). Masy  $m_a$ ,  $m_b$ ,  $m_A$ ,  $m_B$  są masami odpowiednich cząstek, masa  $m_x$  jest masą cząstki przekazywanej,  $Q$  jest ciepłem reakcji,  $E$  oznacza energię kinetyczną w kanale wejściowym obliczoną w układzie c. m. s.,  $\varepsilon$  jest energią separacji cząstki  $x$  w wierzchołku  $a \rightarrow x + b$  dla reakcji strippingu oraz  $b \rightarrow x + a$  dla reakcji pick-up.

Reakcji  $A(a, b)B$  w przypadku mechanizmu knock-on odpowiada graf (rys. 7). Grafowi temu odpowiada punkt rozgałęzienia o współrzędnej  $q_k$ :



Rys. 7. Reakcja typu knock-on

$$q_k^2 = -2(m_b/m_a) \left( -\frac{m_B}{m_b + m_B} Q + \frac{m_b - m_a}{m_b + m_B} E \right) + 2m_a m_b (k_a + k_b)^2, \quad (9)$$

gdzie:

$$k_a = (m_B \varepsilon_{aC}^B / m_a m_C)^{1/2}, \quad k_b = (m_A \varepsilon_{bC}^A / m_b m_C)^{1/2}.$$

We wzorze (9)  $m_C$  oznacza masę rdzenia. Następnie  $\varepsilon_{aC}^B$  jest energią separacji cząstki  $a$  w wierzchołku  $B \rightarrow a + C$ ,  $\varepsilon_{bC}^A$  — energią separacji cząstki  $b$  w wierzchołku  $A \rightarrow b + C$ . Czasami odpowiednie wartości  $q_t$ ,  $q_k$  zastępujemy wartościami

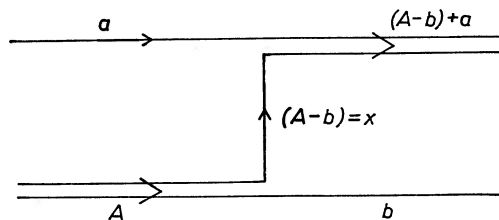
$\cos \theta_t$ ,  $\cos \theta_k$ , gdzie  $\theta$  oznacza kąt między kierunkami pędów cząstek  $a$  i  $b$ . Zgodnie z teorią Amado-Shapiro, im bliżej obszaru fizycznego znajduje się wybrana osobliwość tym większy jest wkład odpowiadającego mu mechanizmu do amplitudy reakcji  $A(a, b)B$ . Oczywiście, dla  $\cos \theta$  obszar fizyczny odpowiada przedziałowi  $-1 \leq \cos \theta \leq 1$ . Natomiast wszystkie osobliwości leżą w niefizycznym obszarze, co gwarantuje, że odpowiadające im mechanizmy reakcji mają skończone wartości przekrojów czynnych. W tabeli III podajemy przykład

Tabela III

Położenie osobliwości w płaszczyźnie  $\cos \theta$  [9]

Jądro tarczy	$(d, a)$		$(p, {}^3\text{He})$		$(a, d)$		$({}^3\text{He}, p)$		$(p, a)$	
	$\cos \theta_t$	$\cos \theta_k$	$\cos \theta_t$	$\cos \theta_k$	$\cos \theta_t$	$\cos \theta_k$	$\cos \theta_t$	$\cos \theta_k$	$\cos \theta_t$	$\cos \theta_k$
${}^6\text{Li}$	1,77	5,52	1,56	8,54	2,41		2,01	4,06	3,47	3,56
${}^7\text{Li}$	1,83	4,36	2,10	1,27	3,20	5,96	1,88	4,94	2,47	4,79
${}^9\text{Be}$	1,91	3,07			3,55	12,0	1,82	6,10	3,18	2,80
${}^{10}\text{B}$	1,68	4,10	1,65	7,17	2,14	3,33	2,01	4,02	3,21	3,27
${}^{11}\text{B}$	1,83	4,64			2,52	7,48	1,85	4,66	2,55	4,70
${}^{12}\text{C}$	2,30	3,67					1,67	5,57	7,41	4,34
${}^{14}\text{C}$	2,10	5,02					1,65	6,49	4,01	5,31
${}^{14}\text{N}$	1,66	4,94	2,00	8,55	2,25	4,29	1,87	3,81	3,66	5,28
${}^{15}\text{N}$	1,78	4,59			9,84	27,3	1,72	4,09	2,64	4,83
${}^{16}\text{O}$	1,99	3,41					1,58	4,41	4,29	3,28

analizy reakcji przekazu klastrów  $(n-p)$ ,  $(n-n)$  ( $nn-p$ ) na jądrach powłoki  $1p$ . Oczywiście, wszystkie osobliwości odpowiadają  $\cos \theta > 1$ , a więc rozkłady kątowe mają maksymalne wartości dla małych kątów (tabela III), [9]. Z analizy tej tabeli wynika, że proces wychwytu powinien dominować w reakcjach  ${}^{14}\text{N}(d, a){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}(p, {}^3\text{He}){}^{12}\text{C}$ . Natomiast proces knock-on powinien wносить istotny wkład do reakcji  ${}^{10}\text{B}(d, a){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{10}\text{B}({}^3\text{He}, p){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{15}\text{N}(p, a){}^{12}\text{C}$ . W reakcji  $A(a, b)$  może się również realizować mechanizm *heavy particle stripping* odpowiadający grafowi (rys. 8). Graf ten posiada biegun w płaszczyźnie zespolonego  $p^2$ , gdzie  $p = p_a + p_b$ , w punkcie



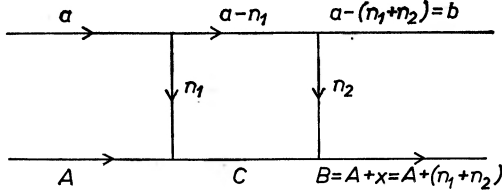
Rys. 8. Reakcja typu heavy particle stripping

$$p^2 = -2m_x \varepsilon_{ab}^A + \frac{2(m_A - m_b)}{m_A + m_a} [(m_b - m_A)E - m_B Q], \quad (10)$$

co odpowiada wartościom  $\cos \theta < -1$ . Oznacza to, że przekroje czynne odpowiadające grafowi (rys. 8) osiągają wartość maksymalną dla dużych kątów

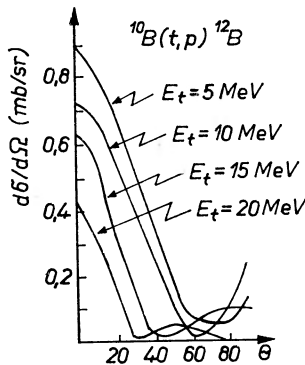
rozproszenia  $\theta_p > 90^\circ$ . Należy jednak pamiętać, że przeprowadzona przez nas analiza dotyczy tylko kinematycznej części amplitudy i zupełnie nie uwzględnia struktury funkcji falowych jąder, których linie przecinają się w wierzchołkach grafów. Prawdopodobieństwo wirtualnej dysocjacji jąder  $A \rightarrow b + C$ ,  $A \rightarrow x + B$  jest określone przez zredukowaną szerokość klastrow  $b$  i  $x$  w jądrze  $A^2$ . Należy więc oczekiwać, że proces knock-on odgrywa dominującą rolę w reakcjach, w których zredukowana szerokość klastru  $b$  w jądrze  $A$  jest znacznie większa niż szerokość zredukowana klastru  $x$  w tym jądrze. Dla reakcji  $A(a, b)B$ , w których energia separacji  $\varepsilon_{ab}^A$  jest mała oraz szerokość zredukowana klastru  $b$  powstałego w wyniku dysocjacji jądra  $A \rightarrow C_1 + b$  jest duża, należy spodziewać się dużego wkładu mechanizmu *heavy particle stripping*.

W rozważanych do tej pory mechanizmach reakcji  $A(a, b)B$  przyjmowaliśmy, że wszystkie nukleony klastru  $x$  są jednocześnie przekazywane w trakcie reakcji. Graf odpowiadający dwustopniowej reakcji  $A(a, b)B$  ma następującą postać (rys. 9). Własności analityczne tego grafu zostały zbadane w pracach [10],



Rys. 9. Reakcja dwustopniowa

[11]. W pracach tych wykazano, że w przypadku reakcji typu  $({}^3\text{He}, p)$ ,  $(t, p)$  wkład grafu prostokątnego zależy od różnicy energii wiązania nukleonów w wierzchołkach  $A + n_1 \rightarrow C$   $B \rightarrow n_2 + C$  oraz od energii padających cząstek ( ${}^3\text{He}$  lub  $t$ ). Wkład grafu prostokątnego rośnie wraz ze wzrostem różnicy energii wiązania i zmniejszaniem się energii padających cząstek (rys. 10), [10]. Na pod-



Rys. 10. Teoretyczny przekrój czynny dla reakcji  ${}^{10}\text{B}(t, p){}^{12}\text{B}$

<sup>2</sup> Szerokość zredukowaną klastru  $x$  w jądrze  $B$  zapisujemy w postaci  $\gamma^{(x)} = (S^{(x)})^{1/2} r_x$  gdzie  $S^{(x)}$  jest czynnikiem spektroskopowym, a  $r_x$  radialną funkcją klastru  $x$  w jądrze  $B$ .

stawie przeprowadzonych rozważań amplitudę (7) dla reakcji  $A(a, b)$  możemy przedstawić w postaci:

$$t = \underbrace{\langle \Phi_f | V_f | \Psi_i^{(+)} \rangle}_{\text{pick-up, stripping}} + \underbrace{\langle \Phi_f | V_f | \Psi_i^{(+)} \rangle}_{\text{knock-on heavy, particle stripping}} + \underbrace{\langle \Phi_f | V_f | \Psi_i^{(+)} \rangle}_{\text{procesy dwustopniowe}} \quad (11)$$

Korzystając z transformacji Gell-Manna-Goldbergera wzór (11) możemy zapisać w nieco innej postaci

$$t = \langle \varphi_f \chi_f^{(-)} | V_f - U_f | \Psi_i^{(+)} \rangle_{\text{stripping}} + \langle \varphi_f \chi_f^{(-)} | V_f - U_f | \Psi_i^{(+)} \rangle_{\text{knock-on heavy particle stripping}} + \langle \varphi_f \chi_f^{(+)} | V_f - U_f | \Psi_i^{(+)} \rangle_{\text{procesy dwustopniowe}} \quad (12)$$

We wzorze (12) funkcje  $\varphi_f$  oznaczają wewnętrzne funkcje falowe jąder  $b, B$ . Natomiast  $\chi_f$  opisuje elastyczne rozproszenie jąder  $b$  na jądrach  $B$ . Zwykle jako potencjał  $U_f$  wybierany potencjał optyczny, którego źródłem jest jądro  $B$ . Występująca we wzorze (12) funkcja  $\Psi_i^{(+)}$  jest pełnym rozwiązaniem problemu rozproszeniowego  $a+A$  z oddziaływaniem  $V_f$ . Możemy więc  $\Psi_i^{(+)}$  przedstawić w postaci

$$\Psi_i^{(+)} = \underbrace{\Psi_{(a,a)}^{(+)}}_{\text{rozproszenie elastyczne}} + \underbrace{\Psi_{(a,a')}^{(+)}}_{\text{rozpraszanie nieelastyczne}} + \underbrace{\Psi_{(a,b)}^{(+)}}_{\text{reakcje}} \quad (13)$$

Jeśli w przedstawieniu  $\Psi_i^{(+)}$  przy pomocy wzoru (13) ograniczymy się tylko do pierwszego wyrazu i przyjmiemy:

$$\Psi_i^{(+)} \cong \underbrace{\Psi_{(a,a)}^{(+)}}_{\text{rozproszenie elastyczne}} = \varphi_{a,A} \chi_a^{(+)} \quad (14)$$

to otrzymamy przybliżenie z falami zaburzonymi (DWBA). Wstawiając wzór (14) do wzoru (12) otrzymujemy amplitudę reakcji  $A(a, b)B$  w przybliżeniu DWBAE (Distorted Wave Born Approximation with Exchange) [13].

Mamy więc

$$t_{\text{DWBAE}} = \langle \varphi_f \chi_f^{(-)} | V_f - U_f | \varphi_{a,A} \chi_a^{(+)} \rangle_{\text{stripping}} + \langle \varphi_f \chi_f^{(-)} | V_f - U_f | \varphi_{a,A} \chi_a^{(+)} \rangle_{\text{knock-on heavy particle stripping}} + \langle \varphi_f \chi_f^{(-)} | V_f - U_f | \varphi_{a,A} \chi_a^{(+)} \rangle_{\text{procesy dwustopniowe}} \quad (15)$$

Pierwszy wyraz amplitudy (15) nosi nazwę członu typu direkt. Wyraz drugi opisuje procesy wywołane uwzględnieniem antysymetryzacji funkcji falowych w stanie wyjściowym i wejściowym. Natomiast trzeci wyraz uwzględnia niejednoczesność przekazywania poszczególnych nukleonów klastru  $x$  podczas reakcji  $A(a, b)B$ . W chwili obecnej nie istnieją metody rachunkowe obliczenia ampli-

stawie przeprowadzonych rozważań amplitudę (7) dla reakcji  $A(a, b)$  możemy przedstawić w postaci:

$$t = \underbrace{\langle \Phi_f | V_f | \Psi_i^{(+)} \rangle}_{\text{pick-up, stripping}} + \underbrace{\langle \Phi_f | V_f | \Psi_i^{(+)} \rangle}_{\text{knock-on heavy, particle stripping}} + \underbrace{\langle \Phi_f | V_f | \Psi_i^{(+)} \rangle}_{\text{procesy dwustopniowe}} \quad (11)$$

Korzystając z transformacji Gell-Manna-Goldbergera wzór (11) możemy zapisać w nieco innej postaci

$$t = \langle \varphi_f \chi_f^{(-)} | V_f - U_f | \Psi_i^{(+)} \rangle_{\text{stripping}} + \langle \varphi_f \chi_f^{(-)} | V_f - U_f | \Psi_i^{(+)} \rangle_{\text{knock-on heavy particle stripping}} + \langle \varphi_f \chi_f^{(+)} | V_f - U_f | \Psi_i^{(+)} \rangle_{\text{procesy dwustopniowe}} \quad (12)$$

We wzorze (12) funkcje  $\varphi_f$  oznaczają wewnętrzne funkcje falowe jąder  $b, B$ . Natomiast  $\chi_f$  opisuje elastyczne rozproszenie jąder  $b$  na jądrach  $B$ . Zwykle jako potencjał  $U_f$  wybierany potencjał optyczny, którego źródłem jest jądro  $B$ . Występująca we wzorze (12) funkcja  $\Psi_i^{(+)}$  jest pełnym rozwiązaniem problemu rozproszeniowego  $a + A$  z oddziaływaniem  $V_f$ . Możemy więc  $\Psi_i^{(+)}$  przedstawić w postaci

$$\Psi_i^{(+)} = \underbrace{\Psi_{(a,a)}^{(+)}}_{\text{rozproszenie elastyczne}} + \underbrace{\Psi_{(a,a')}^{(+)}}_{\text{rozpraszanie nieelastyczne}} + \underbrace{\Psi_{(a,b)}^{(+)}}_{\text{reakcje}} \quad (13)$$

Jeśli w przedstawieniu  $\Psi_i^{(+)}$  przy pomocy wzoru (13) ograniczymy się tylko do pierwszego wyrazu i przyjmiemy:

$$\Psi_i^{(+)} \cong \underbrace{\Psi_{(a,a)}^{(+)}}_{\text{rozproszenie elastyczne}} = \varphi_{a,A} \chi_a^{(+)} \quad (14)$$

to otrzymamy przybliżenie z falami zaburzonymi (DWBA). Wstawiając wzór (14) do wzoru (12) otrzymujemy amplitudę reakcji  $A(a, b)B$  w przybliżeniu DWBAE (Distorted Wave Born Approximation with Exchange) [13].

Mamy więc

$$t_{\text{DWBAE}} = \langle \varphi_f \chi_f^{(-)} | V_f - U_f | \varphi_{a,A} \chi_a^{(+)} \rangle_{\text{stripping}} + \langle \varphi_f \chi_f^{(-)} | V_f - U_f | \varphi_{a,A} \chi_a^{(+)} \rangle_{\text{knock-on heavy particle stripping}} + \langle \varphi_f \chi_f^{(-)} | V_f - U_f | \varphi_{a,A} \chi_a^{(+)} \rangle_{\text{procesy dwustopniowe}} \quad (15)$$

Pierwszy wyraz amplitudy (15) nosi nazwę członu typu direkt. Wyraz drugi opisuje procesy wywołane uwzględnieniem antysymetryzacji funkcji falowych w stanie wyjściowym i wejściowym. Natomiast trzeci wyraz uwzględnia niejednoczesność przekazywania poszczególnych nukleonów klastru  $x$  podczas reakcji  $A(a, b)B$ . W chwili obecnej nie istnieją metody rachunkowe obliczenia ampli-

tudy  $t_{\text{DWBAE}}$ <sup>3</sup>. Istnieje natomiast procedura pozwalająca obliczyć amplitudę  $t_{\text{DWBAE}}$ , w której fale  $\chi$  zostały zastąpione przez fale płaskie

$$\chi_a^{(+)} \rightarrow e^{i\vec{k}_a \cdot \vec{r}_a}, \chi_f^{(+)} \rightarrow e^{i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_b} \quad (16)$$

W dalszym ciągu zajmiemy się tylko procesami jednostopniowymi. Przekrój czynny dla relacji  $A(a, b)B$  możemy otrzymać korzystając ze wzoru

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega} &= \frac{\tilde{m}_a \tilde{m}_b k_b}{(2\pi t_1^2)^2 k_a (2J_A + 1)(2S_a + 1)} \sum_{\substack{\mu_a, \mu_b \\ \mu_A, \mu_B}} |t_{\mu_B \mu_b, \mu_A \mu_a}|^2 = \\ &= \frac{\tilde{m}_a \tilde{m}_b k_b}{(2\pi t_1^2)^2 k_a (2J_A + 1)(2S_a + 1)} \sum_{\substack{\mu_a \mu_b \\ \mu_A \mu_B}} (|t_{\mu_B \mu_b, \mu_A \mu_a}^{\text{direkt}}|^2 + \\ &\quad 2 \operatorname{Re}(t_{\mu_B \mu_b, \mu_A \mu_a}^{\text{direkt}} t_{\mu_B \mu_b, \mu_A \mu_a}^{\text{exchange}}) + |t_{\mu_B \mu_b, \mu_A \mu_a}^{\text{exchange}}|^2). \end{aligned} \quad (17)$$

We wzorze (17),  $\mu_i$  oznaczają rzuty spinów cząstek biorących udział w reakcji  $A(a, b)B$  na wybraną oś kwantowania. Rozważmy część direkt przekroju czynnego reakcji  $A(a, b)B$ . Przy tym skorzystamy z przybliżenia strippingowego, które polega na założeniu, że w trakcie przekazywania klastru  $x$  do jądra  $A$  funkcja falowa tego jądra nie zmienia się. Dzięki temu założeniu przyjmiemy  $V_{bA} \cong U_{bB}$  i otrzymamy

$$V_f - U_f = V_{bB} - U_{bB} = V_{bx} + (V_{bA} - U_{bB}) \cong V_{bx}. \quad (18)$$

Wstawiając wzór (18) do wyrażenia na amplitudę direkt otrzymujemy:

$$t_{a,b}^{\text{direkt}} = J \int d\vec{r}_a \int d\vec{r}_b \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_b) \langle \varphi_b \varphi_B | V_{bx} | \varphi_A \varphi_a \rangle \times \chi_a^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_a). \quad (19)$$

We wzorze (19)  $J$  oznacza Jakobian transformacji od współrzędnych  $\vec{r}_{xA}, \vec{r}_{bB}$  do współrzędnych  $\vec{r}_a, \vec{r}_b$ . Występujący we wzorze (19) element macierzowy  $\langle \varphi_b \varphi_B | V_{bx} | \varphi_A \varphi_a \rangle$  spełnia rolę efektywnego oddziaływania. Oddziaływanie to zawiera całki typu  $\langle \varphi_B | \varphi_A \rangle$  oraz  $\langle \varphi_b | \varphi_a \rangle$ . Przy pomocy tych całek definiujemy czynniki spektroskopowe (szerokości zredukowane) klastru  $x$  w jądrze  $B$  i jądrze  $a$ :

$$\begin{aligned} \langle \varphi_A | \varphi_B \rangle &= (S_{l_j j_f}^B)^{1/2} r_{l_j j_f}(\vec{r}_{xA}) \\ \langle \varphi_a | \varphi_b \rangle &= (S_{l_i j_i}^a)^{1/2} r_{l_i j_i}(\vec{r}_{bX}). \end{aligned} \quad (20)$$

We wzorach (20)  $S^B, S^a$  oznaczają czynniki spektroskopowe cząstki  $x$  znajdującej się w określonych stanach spinowych  $(l_i, j_i)$  ( $l_j, j_j$ ) w jądrze  $a$  i w jądrze  $B$ . Funkcje  $r(\vec{r}_{xA}), r(\vec{r}_{bX})$  są funkcjami radialnymi opisującymi ruch klastru  $x$  w jądrze  $B$  i w jądrze  $a$ . Funkcję falową stanu jądrowego o spinie  $J$  i konfiguracji  $\{p^n\}$  możemy przedstawić w postaci [4]

$$\varphi_J = \sum_{[\lambda], S, L, T} a_J([\lambda], T, S, L) |p^n[\lambda], T, S, L, J\rangle, \quad (21)$$

<sup>3</sup> W materiałach konferencji „Clustering Phenomena in Nuclei“ (Bochun 1969) D. Robson i in. zakomunikował, że posiadają program, który pozwala uwzględnić efekty antysymetryzacji. Nie podali jednak porównania swych obliczeń z danymi doświadczalnymi.



gdzie  $[\lambda]$  oznacza diagram Younga,  $T, S, L$  są odpowiednio izospinem, spinem i momentem orbitalnym  $n$  nukleonów znajdujących się w powłoce  $1p$ . Korzystając z funkcji falowych dla jąder  $A, B$  oraz  $a, b$  czynniki spektroskopowe dla klastru  $x$  możemy zapisać w następujący sposób

$$(S_{i,j}^B)^{1/2} = \sum_{\substack{[\lambda_A] S_A L_A \\ [\lambda_B] S_B L_B}} a_{J_A}([\lambda_A], T_A, S_A, L_A) \times \\ \times a_{J_B}([\lambda_B] T_B S_B L_B) \theta_{i,j}^{(x)} \{ p^n [\lambda_B]^{2T_B+1, 2S_B+1}, L_{J_B} \rightarrow p^{n-x} [\lambda_A]^{2T_A+1, 2S_A+1}, L_{J_A} \} \quad (22)$$

$$(S_{i,j}^b)^{1/2} = \sum_{\substack{[\lambda_a] S_a L_a \\ [\lambda_b] S_b L_b}} a_{J_a}([\lambda_a] T_a S_a L_a) a_{J_b}([\lambda_b] T_b S_b L_b) \times \\ \times \theta_{i,j}^{(x)} \{ p^{n_1} [\lambda_b]^{2T_b+1, 2S_b+1} L_{J_b} \rightarrow p^{n_1-x} [\lambda_a]^{2T_a+1, 2S_a+1} L_{J_a} \}. \quad (23)$$

We wzorach (22), (23)  $\theta_{i,j}^{(x)}$ ,  $\theta_{i,j}^{(x)}$  oznaczają czynniki spektroskopowe obliczone dla czystych konfiguracji. Przytoczymy teraz wzory na  $\theta_{i,j}^{(x)}$  dla następujących klastrów  $d, t, \alpha$

$$\theta_{i,j}^d = \{n(n-1)\}^{1/2} \left( \frac{A}{A-2} \right) \langle p^n [\lambda_B] T_B S_B L_B \rangle \\ \langle p^{n-2} [\lambda_A] T_A S_A L_A; p^2 [2]^{13} l \rangle \times \\ \times \langle S_A L_A (J_A), 1l(j); J | S_A 1 (S_B) L_A l (L_B); J \rangle. \quad (24)$$

We wzorze (24)  $A$  oznacza masę targetu,  $\langle p^n \rangle \langle p^{n-2}, p^2 \rangle$  jest współczynnikiem genealogicznym. Ostatni człon wzoru opisuje składanie momentów orbitalnych i spinowych według następującego schematu:

$$\vec{S}_A + \vec{L}_A = \vec{J}_A, \quad \vec{1} + \vec{l} = \vec{j}, \quad \vec{J}_A + \vec{1} + \vec{l} = \vec{J}, \quad \vec{S}_A + \vec{1} = \vec{S}_B, \quad \vec{L}_A + \vec{l} = \vec{L}_B \quad (25)$$

We wzorze (25)  $l$  oznacza moment orbitalny deutereonu w jądrze  $B$ ,  $j$  całkowity moment pędu deutereonu. Podobnie dla trytonów

$$\theta_{i,j}^t = \{n(n-1)(n-2)\}^{1/2} \left( \frac{A}{3(A-3)} \right)^{3/2} \times \\ \times \langle p^n [\lambda_B] T_B S_B L_B \rangle \langle p^{n-3} [\lambda_A] T_A, S_A, L_A; p^3 [3]^{22} l \rangle \times \\ \times \langle S_A L_A (J_A) \frac{1}{2} l(j); J | S_A \frac{1}{2} (S_B) L_A l (L_B); J \rangle \times \\ \times \langle T_A \frac{1}{2} M_{T_A} M_{1/2} | T_B M_{T_B} \rangle \quad (26)$$

i dla cząstek  $\alpha$

$$\theta_{i,j}^\alpha = \{n(n-1)(n-2)(n-3)\}^{1/2} \left( \frac{A}{4(A-4)} \right)^2 \times \\ \times \{ \langle p^n [\lambda_B] T_B, S_B, L_B \rangle \langle p^{n-4} [\lambda_A] T_A S_A L_A; p^4 [44]^{11} l \rangle \\ \langle S_A L_A (J_A) l; J | S_A L_A l (L_B); J \rangle \delta(T_A, T_B) \delta(S_A, S_B) \}. \quad (27)$$

Jeśli we wzorze (17) wykonamy sumowanie po liczbach magnetycznych  $\mu_a \mu_b \mu_A \mu_B$ , to przekrój czynny otrzymamy w postaci [12]

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\tilde{m}_a \tilde{m}_b k_b}{(2\pi\hbar^2)^2 k_a} \frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2S_a + 1)} \sum_{l,s,j,\mu} |\beta_{sij}^{\mu}|^2,$$

gdzie:

$$\beta_{sij}^{\mu} = (\sqrt{2l+1})^{-1} i^l \int d\vec{r}_a \int d\vec{r}_b \chi_b^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_b) \times G_{lsj,\mu}(\vec{r}_b, \vec{r}_a) \chi_a^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_a), \quad (28)$$

$$G_{lsj,\mu}(\vec{r}_b, \vec{r}_a) = i^l J \frac{(2l+1)}{(2J_B+1)} \sum_{\substack{\mu_A \mu_B \\ \mu_a \mu_b}} \langle J_B \mu_B, S_b \mu_b | V_{bx} | J_A \mu_A S_a m_a \rangle \times \\ \times (-1)^{S_b - m_b} \langle J_A j \mu_A, \mu_B - \mu_A | J_B \mu_B \rangle \langle S_a S_b \mu_a, -\mu_b | S, \mu_a - \mu_b \rangle \times \\ \times \langle l s \mu, \mu_a - \mu_b | j, -\mu_A + \mu_B \rangle.$$

Przyjmując następujące założenia:

1. W trakcie reakcji  $A(a, b)B$  funkcja falowa klastru  $x$ , jądra  $b$  i jądra  $A$  nie zmienia się;

2. Przybliżenie zerowego zasięgu jest słuszne dla oddziaływania jąder  $b$  i  $x$ ;

3. Szerokość zredukowana dla dysocjacji jądra  $a \rightarrow b + x$  jest równa jedności.

Otrzymujemy następujący wzór na rozkład kątowy pędów cząstki  $b$  w układzie środka mas

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\tilde{m}_a \tilde{m}_b k_b}{2\pi\hbar^2)^2 k_a} \frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2S_a + 1)} \sum_{l,j,\mu} \left| \sum_{L_b L_a} I_{L_b L_a}^{l,\mu} \times \right. \\ \left. \times P_\mu^l(\theta) D_0^2 \frac{(4\pi)^2}{k_a k_b} J \frac{B}{A} \hat{S}_a \hat{S}_a^{-1} \sum_n \{ (S_{nlj}^{(x)})^{1/2} \times \int \chi_{L_b} r_{nlj}(r) \chi_{L_a} dr \} \right|^2 \quad (29)$$

We wzorze (29)  $l, s, j$  oznaczają odpowiednio spin, moment orbitalny i całkowity moment pędu przekazywanego klastru  $x$ ,  $L_b, L_a$  oznaczają momenty orbitalne cząstek  $b$  i  $a$ . Wyrażenie  $I_{L_b L_a}^{l,\mu}$  jest zbudowane ze współczynników Clebscha-Gordana,  $P_\mu^l(\theta)$  jest wielomianem Legendra,  $r_{nlj}(r)$  jest funkcją radialną klastru  $x$  w jądrze  $B$ ,  $n$  oznacza główną liczbę kwantową powłoki, na której znajduje się klaster  $x$  w jądrze  $B$ ,  $S_{nlj}^{(x)}$  jest czynnikiem spektroskopowym zdefiniowanym przy pomocy wzorów (22) i (24). Funkcje  $\chi_{L_a}$  i  $\chi_{L_b}$  są funkcjami radialnymi fal zaburzonych odpowiednio w kanale wejściowym i wyjściowym.

Wzór (29) możemy napisać w postaci zbliżonej do znanego wzoru na przekrój czynny dla reakcji przekazu jednego nukleonu.

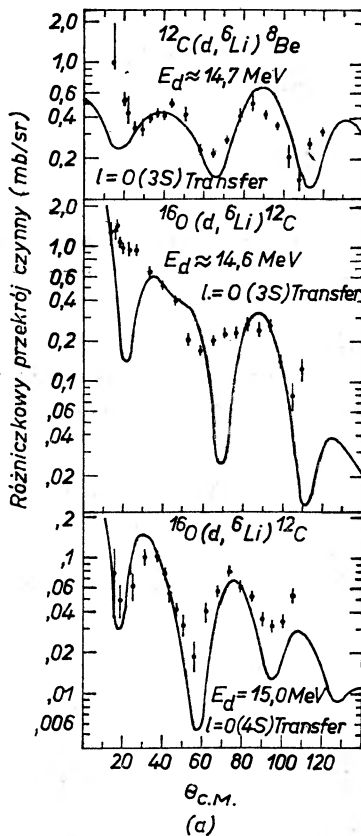
$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\tilde{m}_a \tilde{m}_b k_b}{(2\pi\hbar^2)^2 k_a} \frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2S_a + 1)} \times \sum_{l,j} \left| \sum_n (S_{nlj}^{(x)})^{1/2} (\sigma_{nlj})^{1/2} \right|^2. \quad (30)$$

Jeśli w reakcji  $A(a, b)_B$  mamy tylko jedną dozwoloną wartość  $n$ , to otrzymamy znany wzór na przekrój czynny [1]

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \sum_{ij} S_{l,j} \times \sigma_{l,j}. \quad (31)$$

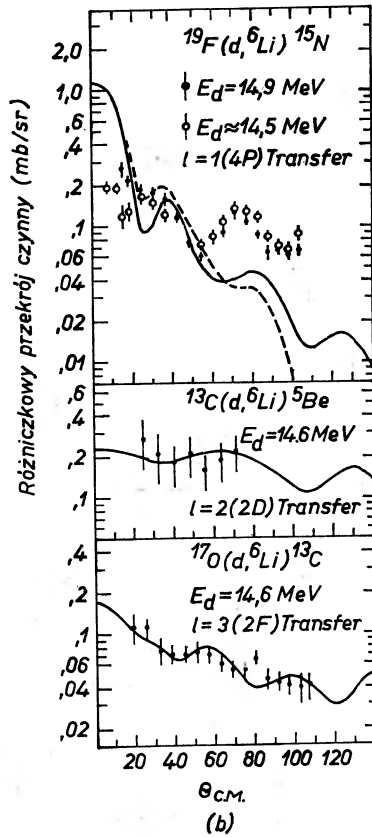
Wzór (31) jest słuszny w przypadku, gdy funkcja falowa ruchu wewnętrznego klastru  $\alpha$  odpowiada stanowi  $1s$ .

Mając do dyspozycji wzory (22) i (30) możemy stosować istniejące programy „Julie” i „Sally” do obliczenia przekrojów czynnych i wyznaczania czynników spektroskopowych w reakcjach przekazu klastru  $\alpha$ . Procedura wyznaczania czynników spektroskopowych ze wzorów (30) i (31) została omówiona na przykład w [14]. Tutaj rozważymy reakcję ( $d$ ,  ${}^6\text{Li}$ ) na jądrach powłoki  $1p$  jako



Rys. 11. Różniczkowy przekrój czynny dla reakcji ( $d$ ,  ${}^6\text{Li}$ ) na jądrach  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{18}\text{O}$ . Linie ciągłe przedstawiają różniczkowe przekroje czynne obliczone przy pomocy DWBA

przykład testowania funkcji falowych tych jąder przy pomocy reakcji przekazu cząstki  $\alpha$  [15]. Na rysunkach 11 i 12 przedstawiono rozkłady kątowe  ${}^6\text{Li}$  produkowanych na jądrach powłoki  $1p$  przy energii deuteronów  $E_d \cong 15$  MeV. Model klastrowy jąder powłoki ( $1p$ ,  $2s$ ,  $1d$ ), ( ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{17}\text{O}$ ,  ${}^{18}\text{O}$ ) dopuszcza tylko jedną wartość  $l$ . Wszystkie rozkłady kątowe mają wyraźne maksima dla małych kątów i wykazują typowy dla jednostopniowych reakcji wprost, charakter dyfrakcyjny. Rozkłady teoretyczne zostały otrzymane przy pomocy kodu „Julie”. Przyjęto następujące potencjały optyczne wyznaczone z rozproszenia elastycznego deuteronów i jąder  ${}^6\text{Li}$  na jądrach powłoki  $1p$  (tabela IV).



Rys. 12. Różniczkowy przekrój czynny dla reakcji  $(d, {}^6\text{Li})$  na jądrach  ${}^{19}\text{F}$ ,  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{17}\text{O}$ . Linie ciągłe przedstawiają różniczkowe przekroje czynne obliczone przy pomocy DWBA. Dla reakcji  ${}^{19}\text{F}(d, {}^6\text{Li}){}^{15}\text{N}$  wykonano obliczenia z uwzględnieniem skończonego zasięgu (linia przerywana)

Tabela IV

Parametry modelu optycznego dla deuteronów i  ${}^6\text{Li}$

$$V(r) = -V \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-r_0 A^{1/3}}{a}\right) \right]^{-1}; \quad W(r) = +W' a' \frac{d}{dr} \left\{ \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-r'_0 A^{1/3}}{a'}\right) \right]^{-1} \right\}$$

Cząstka	Jądro tarczy	$V$ (MeV)	$r_0$ (F)	$r_c$ (F)	$a$ (F)	$W'$ (MeV)	$r'_0$ (F)	$a'$ (F)	$V_s$ (MeV)
$d$	${}^{12}\text{C}$	117,1	0,900	1,3	0,982	56,0	1,800	0,405	5,03
$d$	${}^{13}\text{C}$	114,9	0,900	1,3	0,964	50,3	1,800	0,393	5,23
$d$	${}^{16}\text{O}$	107,5	0,884	1,3	0,915	26,2	1,593	0,684	6,17
$d$	${}^{17}\text{O}$	85,3	1,100	1,3	0,902	35,9	1,600	0,509	9,4
$d$	${}^{18}\text{O}$	86,3	1,105	1,3	0,939	39,7	1,608	0,598	7,27
$d$	${}^{19}\text{F}$	92,2	0,965	1,3	0,888	35,8	1,461	0,813	9,68
${}^6\text{Li}$	wszystkie	126,8	1,18	2	0,808	24,9	2,50	0,901	

Przy pomocy wzorów (22) i (27) wyznaczono czynniki spektroskopowe dla cząstek  $\alpha$  w jądrach powłoki  $1p$ . Wyniki tych obliczeń przedstawiono w tabeli V. Czynniki spektroskopowe znormalizowano do wartości  $S^\alpha$  dla węgla  $^{12}\text{C}$ . Obliczenia modelowe czynnika spektroskopowego dla  $^{12}\text{C}$  wykonano przy pomocy wzorów (27) przyjmując funkcje falowe podane w pracy [4]. Z tabeli V wynika

Tabela V  
Czynniki spektroskopowe dla jąder powłoki  $1p$

Jądro tarczy	$\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{(\text{DWBA})}$	$S^\alpha/S^\alpha(^{12}\text{C})$
$^{12}\text{C}$	0,60	1,0
$^{13}\text{C}$	1,20	2,0
$^{16}\text{O}$	3,00	5,0
$^{17}\text{O}$	0,30	0,50
$^{18}\text{O}$	0,20	0,34
$^{19}\text{F}$	0,30	0,50

bardzo interesujący wniosek. Tak długo jak nukleony, z których zbudowana jest przekazywana cząstka  $\alpha$  pochodzą z powłoki  $1p$  —  $S^\alpha$ , rosną wraz z liczbą dostępnych nukleonów — a więc ze wzrostem  $A$  ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ). Skoro tylko w skład cząstki  $\alpha$  zaczynają wchodzić nukleony również z innych powłok  $2s$ ,  $1d$ , ( $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ),  $S^\alpha$  — zaczynają raptownie maleć. Uzyskujemy w ten sposób bardzo dobre potwierdzenia wyraźnych własności klastrowych jąder powłoki  $1p$ , o których już wielokrotnie mówiliśmy. Jako następny przykład rozpatrzmy reakcje  $(p, \alpha)$  również na jądrach powłoki  $1p$ , a mianowicie  $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$  (stan podstawowy),  $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$  (stan podstawowy i pierwszy wzbudzony) przy energiach protonów  $Ep = 18, 1$  MeV i  $Ep = 15, 16$  MeV [16]. Reakcje te interpretowano przy pomocy procedury PWBAE uwzględniającej wkład mechanizmu pick-up i heavy particle stripping. Przy tym nie uwzględniono wkładu pochodzącego od wyrazu opisującego interferencję obu mechanizmów. Odpowiednie grafy opisujące obie reakcje zostały przedstawione na rys. 13a.

W pracy [16] przyjęto, że stany jąder  $^{16}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{11}\text{B}$  można opisać przy pomocy czystych konfiguracji odpowiadających modelowi klastrowemu:

$$\begin{aligned}
 \varphi_{^{16}\text{O}}(|p^{12}[444]^{11}S_0\rangle) &\rightarrow \varphi_{^{13}\text{N}}(|p^9[441]^{22}L_c\rangle) + t(|(1s)^3[3]^{22}s\rangle) \\
 \varphi_{^{16}\text{O}}(|p^{12}[444]^{11}S_0\rangle) &\rightarrow \varphi_{^{12}\text{C}}(|p^8[44]^{11}L_c\rangle) + a(|(1s)^4[4]^{11}S_0\rangle) \\
 \varphi_{^{13}\text{N}}(|p^9[441]^{22}P_{1/2}\rangle) &\rightarrow \varphi_{^{12}\text{C}}(|p^8[44]^{11}L_c\rangle) + p \\
 \varphi_{^{15}\text{N}}(|p^{11}[443]^{22}P_{1/2}\rangle) &\rightarrow \varphi_{^{12}\text{C}}(|p^8[44]^{11}L_c\rangle) + t \\
 \varphi_{^{15}\text{N}}(|p^{11}[443]^{22}P_{1/2}\rangle) &\rightarrow \varphi_{^{11}\text{B}}(|p^7[43]^{22}L_c\rangle) + a \\
 \varphi_{^{12}\text{C}}(|p^8[44]^{11}S_0\rangle) &\rightarrow \varphi_{^{11}\text{B}}(|p^7[43]^{22}L_c\rangle) + p \\
 \varphi_{^{12}\text{C}}^*(|p^8[44]^{11}D_2\rangle) &\rightarrow \varphi_{^{11}\text{B}}(|p^7[43]^{22}L_c\rangle) + p.
 \end{aligned} \tag{32}$$

Korzystając ze wzorów (26) i (27) oraz tablic współczynników genealogicznych można obliczyć odpowiednie  $\theta^\alpha$ ,  $\theta^p$ ,  $\theta^t$  (tabele VI, VII), a następnie

Tabela VI

Czynniki spektroskopowe wyliczone dla reakcji  $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$ 

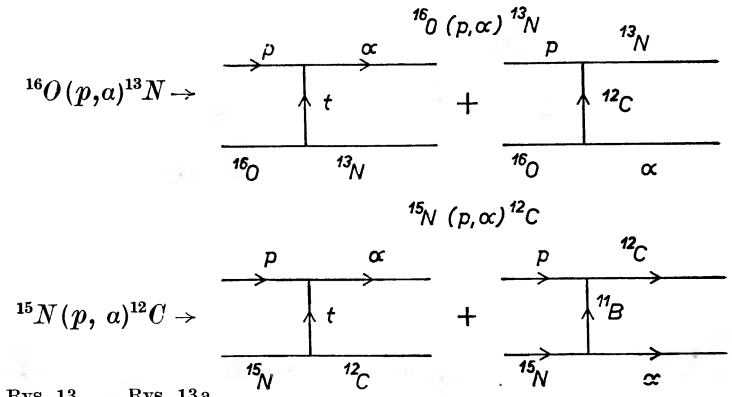
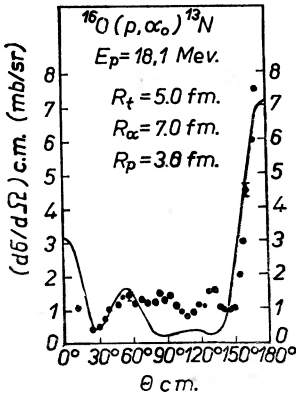
$^{16}\text{O} \rightarrow ^{13}\text{N} + t$	$^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$	$^{13}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + p$
rdzeń $^{13}\text{N}$ $p^9[441]^{22}L_c, j_t, S^t$	rdzeń $^{12}\text{C}$ $p^8[44]^{11}L_c, j_\alpha, S^\alpha$	$j_p, S^p$
$^{22}P_{1/2, 1/2} \frac{128}{39\sqrt{13}}$	$^{11}S_0, 0, \frac{-2\sqrt{6}}{9}$	$1/2, \frac{13}{6}$
	$^{11}D_2, 2, \frac{2\sqrt{30}}{9}$	$3/2, \frac{713}{62}$
	$^{11}G_4, 4, \frac{-6\sqrt{9}}{9}$	

Tabela VII

Czynniki spektroskopowe wyliczone dla reakcji  $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$  i  $^{15}\text{N}(p, \alpha_1)^{12}\text{C}^*$ 

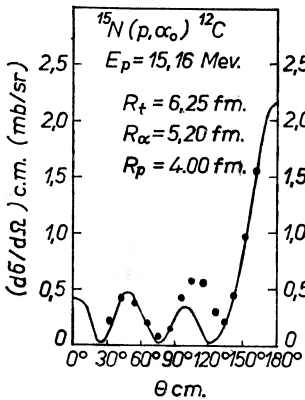
$^{15}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + t$	$^{15}\text{N} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha$	$^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{11}\text{B} + p$	$^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{11}\text{B} + p$
rdzeń $^{12}\text{C}$ $(p^8[44]^{11}L_c), j_t, S^t$	rdzeń $^{11}\text{B}$ $(p^7[43]^{22}L_c), j_\alpha, \frac{9 \cdot 25}{4 \cdot 121} S^\alpha$	$j_p, S^p$	$j_p, S^p$
$^{11}S_0, 1/2, \sqrt{\frac{125}{864}}$	$^{22}P_{1/2}, 0, 1$	$1/2, \sqrt{\frac{16}{11}}$	$3/2, -\sqrt{\frac{14}{55}}$
$3/2, \sqrt{\frac{875}{1728}}$	$^{22}P_{3/2}, 2, -\sqrt{7/8}$	$3/2, \sqrt{\frac{32}{11}}$	$1/2, \sqrt{\frac{14}{55}}$
$^{11}D_2, 5/2, \sqrt{\frac{125}{576}}$	$^{22}P_{3/2}, 2, \sqrt{\frac{15}{8}}$		$3/2, \sqrt{\frac{44}{55}}$
	$^{22}D_{5/2}, 2, \sqrt{\frac{5}{4}}$		$1/2, -\sqrt{\frac{6}{11}}$
	$^{22}F_{5/2}, 2, 1$		$3/2, -\sqrt{\frac{6}{11}}$
	$^{22}F_{7/2}, 4, -\sqrt{\frac{27}{8}}$		$1/2, \sqrt{\frac{4}{11}}$
			$3/2, -\sqrt{\frac{14}{11}}$
			$1/2, \sqrt{\frac{16}{55}}$
			$3/2, \sqrt{\frac{32}{385}}$
			$1/2, \sqrt{\frac{192}{385}}$

obliczyć przekroje czynne dla odpowiednich reakcji. Wyniki dopasowania teoretycznych rozkładów katowych do danych doświadczalnych podano na rysunkach 13, 14 i 15. Krzywe teoretyczne otrzymano przyjmując jako wolne



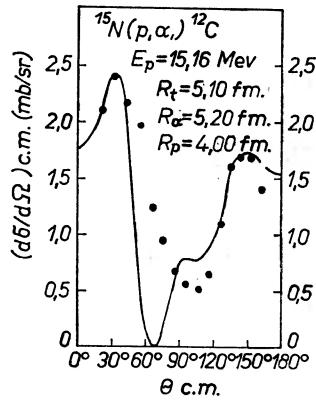
Rys. 13. Różniczkowy przekrój czynny dla reakcji  $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$  przy energii  $E_p = 18,1$  MeV. Krzywa ciągła przedstawia różniczkowy przekrój czynny obliczony dla mechanizmu pick-up i heavy particle stripping. Punkty przedstawiają dane doświadczalne uzyskane przez Maxsona [18]

Rys. 13a. Grafy opisujące reakcje  $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$  oraz  $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$  w teorii PWBAE



Rys. 14

Rys. 14. Różniczkowy przekrój czynny dla reakcji  $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$  przy energii  $E_p = 15,16$  MeV. Krzywa ciągła przedstawia różniczkowy przekrój czynny obliczony dla mechanizmu pick-up i heavy particle stripping. Punkty przedstawiają dane doświadczalne uzyskane przez Nonaka [16]



Rys. 15

Rys. 15. Różniczkowy przekrój czynny dla reakcji  $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$  przy energii  $E_p = 15,16$  MeV. Krzywa ciągła przedstawia przekrój czynny obliczony dla mechanizmu pick-up i heavy particle stripping. Punkt przedstawiają dane doświadczalne uzyskane przez Nonaka [16]

parametry odpowiednie promienie obcięcia oraz wartości radialnych funkcji falowych klastrów dla wybranych promieni obcięcia <sup>4</sup>. Jak wynika z rys. 13, 15,

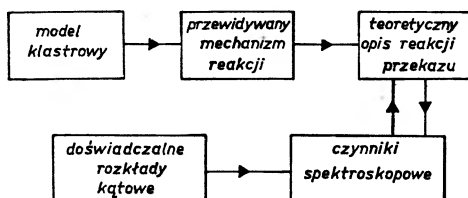
<sup>4</sup> W pracy [16] radialna funkcja klastru  $x$  jest zdefiniowana następująco:

$$r_{n,l}(R_x) = (\frac{1}{3}R_x)^{1/2} U_{n,l}(R_x)$$

gdzie  $R_x$  jest promieniem obcięcia.

uwzględnienie mechanizmu heavy-particle-stripping pozwala dobrze opisać rozkład kątowy cząstek  $\alpha$  w całym zakresie kątów od  $0^\circ$ — $180^\circ$ . Poprawne uwzględnienie struktury klastrowej funkcji falowych jąder powłoki  $1p$  pozwoliło przewidzieć wielkość wkładu mechanizmu heavy-particle-stripping.

Podsumowując nasze rozważania możemy w następujący sposób przedstawić program testowania funkcji falowych jąder lekkich.



Jak do tej pory, program ten został zrealizowany tylko w przypadku procedury PWBAE [16], [17].

#### Literatura

- [1] G. R. Satchler, *Lectures in Theoretical Physics*, 8C Nuclear Structure Physics, Boulder (1966).
- [2] International Conference on Clustering Phenomena IAEA Vienna (1969).
- [3] V. G. Neudaczin, J. F. Smirnov, *Nuklonnyje asocjacji v lekkich jadrach*, Nauka 1969.
- [4] A. N. Bojarkina, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, **28**, 337, (1964).
- [5] K. Wildermuth, W. Mc Clure, *Cluster Representation of Nuclei*, Springer Tracts in Modern Physics, No 41.
- [6] R. Anni, L. Taffara, *La Rivista del Nuovo Cimento*, **2**, 1 (1970).
- [7] R. D. Amado, *Phys. Rev. Letters*, **2**, 399 (1959).
- [8] I. S. Shapiro, *Nuclear Phys.*, **28**, 244 (1961).
- [9] H. Ui, *Phys. Rev.*, **161**, 1099 (1967).
- [10] E. Z. Magzumov, W. G. Neudatchin, *Phys. Letters*, **31B**, 106 (1970).
- [11] I. Bang, I. S. Zelenskaja, *Jadernaja Fizika*, **4**, 962 (1966).
- [12] R. H. Bassel, R. M. Drisko, G. R. Satchler, *ORNL Report*, **3240**.
- [13] W. Tobocman, *Theory of Direct Reactions*, Oxford University Press 1961.
- [14] M. Kozłowski, *Postępy Fizyki*, **21**, 83 (1970).
- [15] L. J. Denes, W. W. Daehnick, R. M. Drisko, *Phys. Rev.*, **148**, 1097 (1966).
- [16] T. Honda, Y. Kudo, H. Ui, H. Horie, *Phys. Letters*, **10**, 99 (1964).
- [17] K. L. Warsh, S. Edwards, *Nuclear Phys.*, **65**, 382 (1965).
- [18] D. R. Maxon, *Phys. Rev.*, **123**, 1304 (1961).



Józef Szpilecki

Politechnika Śląska

## Ogniskowanie cząstek nie posiadających ładunku elektrycznego

### Focussing of Electrical Charge-Free Particles

*Abstract:* Three methods of focussing are discussed: 1. Inhomogeneous magnetic field method (Stern-Gerlach experiment, hexapole lens); 2. Maier-Leibnitz gravitational field method; 3. Method of inertial forces (centrifugal and Coriolis).

#### 1. Wstępne uwagi

Powszechnie znane są metody ogniskowania cząstek, posiadających ładunki elektryczne, działaniem pola elektrycznego i magnetycznego. Cząstki, nie posiadające ładunku elektrycznego, np. neutrony, wymagają specjalnego omówienia. Istnieje kilka możliwości: przy pomocy pola magnetycznego, kombinacji pola magnetycznego i grawitacyjnego, wreszcie w układzie obracającym się działaniem sił bezwładności. Omówimy po krótko te metody [1, 2].

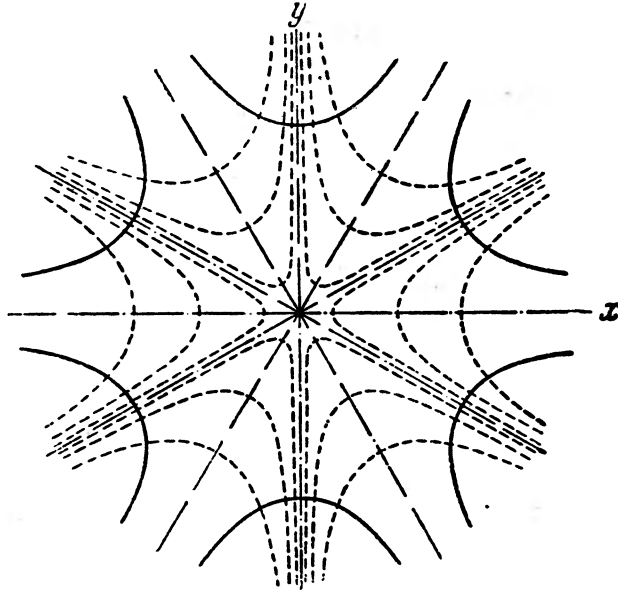
#### 2. Ogniskowanie za pomocą działania polem magnetycznym

Pole magnetyczne działa na neutron dzięki temu, że posiada on spin  $S = 1/2$ , z którym wiąże się moment magnetyczny. Metody nawiązują do zagadnień polaryzacji neutronów, mianowicie rozdzielania grup neutronów, posiadających składową spinu w wyróżnionym kierunku  $S_z = 1/2$  od posiadających  $S_z = -1/2$ .

W zasadzie doświadczenie można przeprowadzić w niejednorodnym polu magnetycznym (doświadczenie Sterna Gerlacha), które skierowane prostopadle do wiązki cząstek i posiadające gradient  $\partial B/\partial z$  w kierunku ruchu, wywiera na cząstki siłę, skierowaną prostopadle do kierunku ruchu i kierunku pola, proporcjonalną do momentu magnetycznego cząstki i do gradientu pola magnetycznego. W ten sposób cząstki o przeciwnie ustawionych spinach mogą być od siebie oddzielone, czyli można otrzymać dwie wiązki spolaryzowane w kierunku osi  $z$ .

Udoskonalona aparatura pozwala prócz rozdziału otrzymać również ogniskowanie cząstek.

Spośród najbardziej znanych takich pól należy wymienić soczewki kwadropolowe lub heksapolowe, które mogą być elektryczne lub magnetyczne. Podamy zasadę układu heksapolowego, zaproponowanego do ogniskowania wiązek molekularnych i neutronów [1, 3, 4]. Zaletą jego jest fakt, że siły wywierane na cząstki są proporcjonalne do współrzędnych.



Rys. 1. Przebieg linii sił i powierzchni ekwipotencjalnych hexapola

Równanie linii sił i powierzchni równego potencjału heksapola (rys. 1) otrzymujemy, rozpatrując płaskie pole magnetyczne, posiadające zespolony potencjał

$$f(z) = Cz^3. \quad (1)$$

Jeżeli przyjmiemy  $z = x + iy$ , gdzie  $x, y$  — wielkości rzeczywiste, wtedy  $f(z) = u + iv$ , gdzie  $u, v$  — wielkości rzeczywiste. Po podstawieniu otrzymujemy

$$\begin{aligned} u &= C(x^3 - 3xy^2), \\ v &= C(3x^2y - y^3). \end{aligned} \quad (2)$$

Różniczkowanie drugiej składowej ze względu na  $x$  i  $y$  daje

$$\begin{aligned} H_x &= axy, \\ H_y &= (a/2)(x^2 - y^2), \end{aligned} \quad (3)$$

gdzie:  $a = -6C$ .

Energia potencjalna neutronu w polu magnetycznym wynosi

$$U = \pm \mu H = \pm a\mu r^2, \quad r^2 = x^2 + y^2. \quad (4)$$

Dwa znaki pochodzą stąd, że możliwe są dwa rzuty momentu magnetycznego na kierunek pola  $H$ .

Jeśli wiązka jest nie spolaryzowana, wtedy dla połowy wiązki będzie w stanie początkowym energia potencjalna minimalna, dla połowy maksymalna.

Równania poprzecznego ruchu w polu magnetycznym będą następujące:

$$\begin{aligned} dp_x/dt &= \mp \mu \partial H / \partial x = \mp 2a\mu x, \\ dp_y/dt &= \mp \mu \partial H / \partial y = \mp 2a\mu y, \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie  $p_x, p_y$  — składowe pędu neutronu.

Połowa neutronów doznaje w polu podwójnego ogniskowania (w kierunku  $x$  i  $y$ ), druga połowa zostanie podwójnie rozproszona.

Zmieniając nieco oznaczenia, gdy oś  $z$  skierujemy poziomo i moment magnetyczny przeciw polu, przy uwzględnieniu siły ciężkości, otrzymujemy równania ruchu cząstek

$$\ddot{x} = -\omega^2 x, \quad \ddot{y} = -\omega^2 y - g, \quad \ddot{z} = 0, \quad (6)$$

przy czym kropką oznaczono różniczkowanie względem czasu,

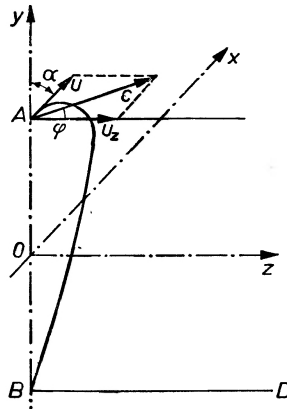
$$\omega = \sqrt{\mu a / m}, \quad (7)$$

gdzie  $m$  — masa.

Układ (6) posiada następujące rozwiązanie:

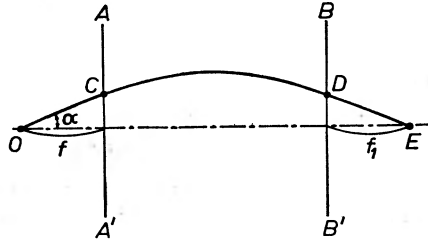
$$\begin{aligned} x &= (u \sin \alpha / \omega) \sin \omega t, \\ y &= (y_0 + g/\omega^2) \cos \omega t + (u \cos \alpha / \omega) \sin \omega t - g/\omega^2, \\ z &= z_0 + u_z t. \end{aligned} \quad (8)$$

Jest to spirala eliptyczna (przekrój poprzeczny jest elipsą).  $u$  — oznacza rzut prędkości cząstki na płaszczyznę  $x, y$ ,  $u_z$  — rzut prędkości cząstki  $c$  na oś  $z$ ,  $\alpha$  — kąt rzutu prędkości  $u$  względem osi  $z$ . Źródło cząstek znajduje się w punkcie  $A(O, y_0, z_0)$ , (rys. 2).



Rys. 2. Do teorii ogniskowania polem magnetycznym

Cząstki, wychodzące z  $A$  i o jednakowym  $m/\mu$  niezależnie od kąta wylotu i prędkości po czasie  $\tau = \pi/\omega$  dochodzą do punktów prostej  $BD$ , równoległej do osi  $z$  w odległości  $y_0 + 2mg/\mu a$ . Cząstka osiąga tym dalszy punkt, im większa jest składowa  $u_z$ . Cząstki o innym  $m/\mu$  będą ogniskowane na innej prostej równoległej do  $BD$ .



Rys. 3. Wielkości występujące w równaniu soczewkowym

Wzór na ogniskową  $f_3$  soczewki otrzymujemy, opierając się na rysunku 3, na którym na przestrzeni  $OC$  i  $DE$  cząstka porusza się prostoliniowo, między płaszczyznami  $AA'$  i  $BB'$  (bez rozmycia) znajduje się pole magnetyczne. Zakładając promienie (tory cząstek) przyosiowe, mały kąt  $\alpha$ , otrzymujemy na odcinkach  $OC$  i  $DE$  odpowiednio

$$\begin{aligned} y_1 &= y\alpha, \quad \dot{y}_1 = v\alpha, \\ y &= y_2 + \dot{y}_2 t, \quad z = vt. \end{aligned} \quad (9)$$

Wiążąc ze sobą wartości  $y_1, \dot{y}_1, y_2, \dot{y}_2$ , odpowiadające punktom  $C$  i  $D$ , przy pomocy równania pola, w których pominięto wpływ przyciągania ziemi i znajdując punkt przecięcia toru  $DE$  z osią, znajdujemy

$$f_1 = (f \cos(\omega L/v) + (v/\omega) \sin(\omega L/v)) ((f\omega/v) \sin(\omega L/v) - \cos(\omega L/v))^{-1} \quad (10)$$

Jest to ogniskowa monokinetycznej i paraksjalnej wiązki cząstek.

Oznaczając  $k = \omega/v$ , oraz  $f = n$ , otrzymujemy na powiększenie

$$x_k/x_0 = 1/(\cos kl - kn \sin kl). \quad (11)$$

Z rozpatrywania zdolności rozdzielczej wynika, że można zrealizować dobrą zdolność rozdzielczą przy małej sile światła.

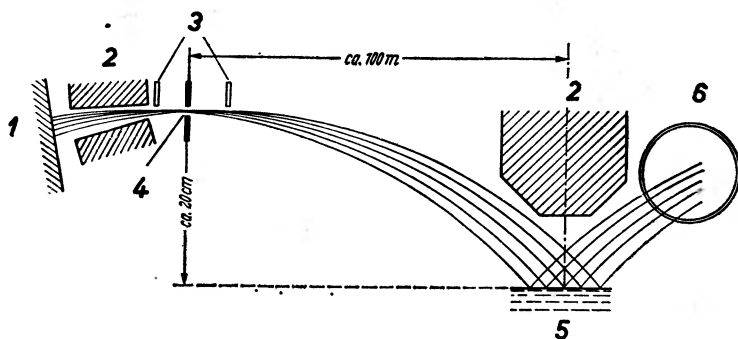
Do zalet metody należy zaliczyć, że prowadząc netrony po torach krzywoliniowych można usunąć tło, pochodzące od kwantów gamma, szybkich neutronów itd., które rozchodzą się prostoliniowo z kolimatora.

Aparatura wymaga przeprowadzenia doświadczenia w próżni.

### 3. Metoda ogniskowania polem ciężkości [5, 6, 7,]

Metoda polega na zastosowaniu do ogniskowania neutronów pola grawitacyjnego lub kombinacji pola grawitacyjnego i magnetycznego.

Teoretyczną i doświadczalną stronę metody opracował Mayer Leibnitz [5]. Zasada metody jest następująca (rys. 4): wiązkę neutronów o prędkości rzędu



Rys. 4. Ogniskowanie neutronów polem grawitacyjnym. 1 — rdzeń reaktora, 2 — ekran, 3 — przesłona, 4 — wejściowa szczelina, 5 — zwierciadło cieczy, 6 — licznik neutronów

500 m/s skierowuje się nachyloną nieco ku górze względem poziomemu. Pod wpływem pola grawitacyjnego poruszają się one po paraboli, przy czym obniżenie ich jest obserwowalne po przebyciu długości drogi, licząc w kierunku poziomym rzędu 100 m. Padają następnie na zwierciadło cieczy prawie stycznie i po odbiciu i uporządkowaniu są odbierane przez licznik wypełniony  $\text{BF}_3$ . Zwierciadło cieczy posiada wymiary rzędu  $80 \times 80 \text{ cm}^2$ .

Neutrony są prowadzone w rurze żelaznej, rozszerzającej się ku końcowi, ze względu na obniżanie się w kierunku pionowym wiązki.

Działanie spektrometru neutronowego opiera się na wzorze na współczynnik załamania fal de Broglie'a, odpowiadających neutronom

$$n = 1 - (\lambda^2/2\pi) Na, \quad (12)$$

gdzie  $N$  — koncentracja atomów w  $\text{cm}^3$ ,  $a$  — koherentna długość rozproszenia, przeważnie nie zależna od długości fali  $\lambda$ .

Kąt całkowitego odbicia przy padaniu prawie stycznym, zależny od  $\lambda$ , określony jest wzorem

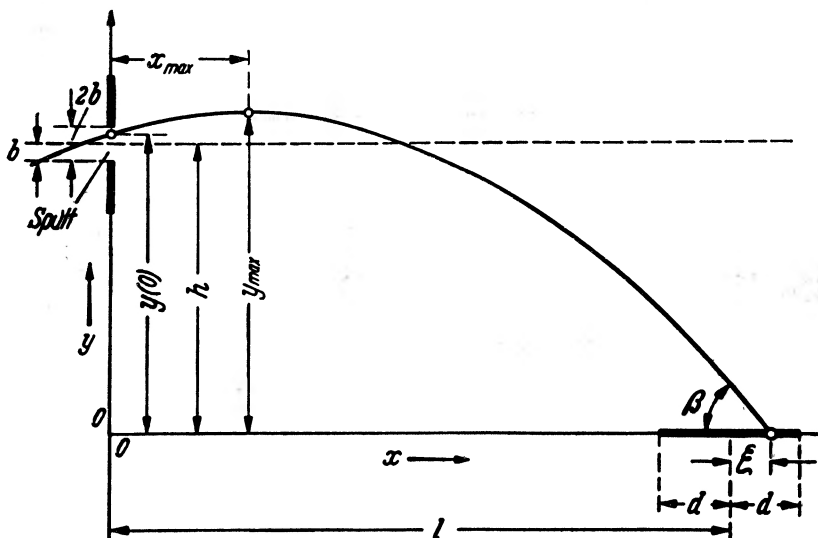
$$\beta_0 = \sqrt{1 - n^2}. \quad (13)$$

Tor cząstki i charakterystyczne wielkości, określające go, przedstawia ry-

sunek 5. Punkty kulminacji leżą nieznacznie powyżej górnego brzegu szczeliny wejściowej. Kąt całkowitego odbicia można wyrazić przez maksymalną wysokość  $y_{\max}$

$$\beta = \sqrt{2gy_{\max}/v^2} \sim 1/v, \quad (14)$$

gdzie  $v$  — prędkość neutronów.



Rys. 5. Wielkości określające tor cząstek

Zmieniając położenie zwierciadła względem szczeliny (zmiana  $y_{\max}$ ) można otrzymywać w środku zwierciadła neutrony różnej prędkości. Przy określonej wysokości  $h_0$  dla prawie wszystkich neutronów zachodzi całkowite odbicie, jak to wynika ze wzoru

$$1 - n^2 = 2gh_0/v^2 = (\lambda^2/2\pi)Na, \quad (15)$$

lub po wprowadzeniu wartości za długość fali

$$Na = (gm^2/2\pi\hbar^2)h_0, \quad (16)$$

gdzie  $m$  — masa neutronów,  $g$  — przyspieszenie ziemskie,  $\hbar = h/2\pi$  — zredukowana stała Plancka. Widać stąd, że jeśli  $h_0$  nie zależy od  $\lambda$ , mamy niezależność od długości fali.

Jako ciecze stosowano  $H_2O$ ,  $D_2O$ , Bi, Hg,  $C_6H_6$ ,  $C_2H_6O$ , otrzymując różne wartości  $h_0$ .

Przez zmieszanie wody lekkiej i ciężkiej można uzyskać dowolne wysokości  $h_0$  od 0 do ponad 100 cm.

Kąt całkowitego odbicia osiąga się przez skompensowanie energii neutronów, pochodzącej od składowej pionowej, zmianą energii potencjalnej  $mgh_0$ . Wtedy padają one na zwierciadło poziomo.

Opierając się na rysunku 5, można wyprowadzić równanie paraboli

$$y = -\beta(x - \xi - l) - (g/2v^2)(x - \xi - l)^2, \quad (17)$$

przy czym ze względu na małość kąta wprowadzono  $\beta$  w miejsce  $\operatorname{tg} \beta$ . Dla cząstki odniesienia, przechodzącej przez środek szczeliny poziomo i padającej na środek zwierciadła

$$y = (g/2v_0^2) \cdot x^2 + h. \quad (18)$$

Wynika stąd warunek unormowania

$$gl^2/2v_0^2 h = 1. \quad (19)$$

Wprowadzając  $y/h$  i  $x/l$  do równania (17), można wyprowadzić położenie maximum toru

$$\begin{aligned} x_{\max}/l &= 1 - \xi/l - (\beta^2)(l/2h)(v^2/v_0^2), \\ y_{\max}/h &= (v_0^2/v^2)(1 + \xi/l - x_{\max}/l)^2. \end{aligned} \quad (20)$$

Są one związane ze sobą zależnością

$$x_{\max}/l = 1 + \xi/l - (v/v_0)\sqrt{y_{\max}/h}. \quad (21)$$

Mamy również zależność dla  $y_0$  wysokości środka szczeliny

$$(y_{\max} - y_0)/h = (v_0^2/v^2)x_{\max}^2/l^2. \quad (22)$$

By neutrony mogły przejść przez szczelinę i paść na zwierciadło, muszą spełniać następujące nierówności

$$-b < y_0 < b, \quad -d < \xi < d. \quad (23)$$

Maximum neutronów każdej prędkości jest więc ograniczone tylko do pewnego obszaru.

Na liczbę neutronów, odbitych pod kątem  $\beta$  bliskim kąta całkowitego odbicia  $\beta_0$ , mamy z teorii fal de Broglie'a (bariera prostokątna)

$$R = \left( (1 - \sqrt{1 - (\beta_0/\beta)^2}) / (1 + \sqrt{1 - (\beta_0/\beta)^2}) \right)^2. \quad (24)$$

Przybliżenie w miejsce  $\beta/\beta_0$  można wprowadzić  $h/h_0$ .

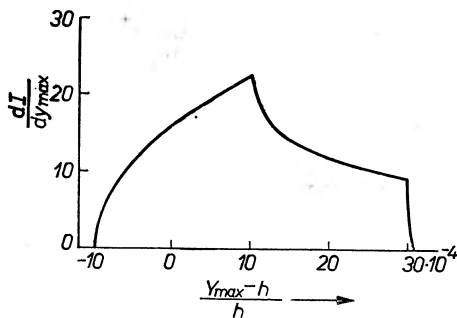
Dokładniejsza teoria, uwzględniająca w stałej  $A$  absorpcję (przekrój czynny  $\sigma_a$ ) i rozproszenie niekoherentne ( $\sigma_i$ ), w miejsce  $1 - (h_0/h)$  wprowadza  $1 - h_0/h + iA/h$ , gdzie

$$\begin{aligned} h_0 &= (2\pi h^2/gm^2) Na, \\ A &= N(\sigma_a + \sigma_i)(\hbar l/m)(8gh)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (25)$$

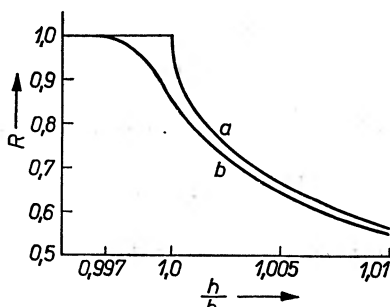
Występuje tu stała Plancka  $h$  lub  $\hbar$ .

Przebieg  $R$  dla  $a$ ) jednolitego rozkładu wysokości wszystkich neutronów i dla  $b$ ) rozkładu (rys. 6) przedstawia rysunek 7.

Jeśli  $R$  mieści się w granicach 0,5—0,8, można pominąć wyrażenia poprawkowe, otrzymując poprzednią formułę.



Rys. 6. Rozkład natężenia cząstek



Rys. 7. Zależność współczynnika odbicia  $R$  od parametru  $h/h_0$ ,  $a$  — krzywa odpowiadająca równomiernemu rozkładowi wysokości neutronów,  $b$  — krzywa dla rozkładu neutronów, przedstawionego na rys. 6

Natężenie promieniowania padającego na zwierciadło wyliczamy ze wzoru

$$I = (1/4\pi)(v_0\varphi(v_0))(\Delta v/v_0)2bc\Delta\alpha \cdot (e/l), \quad (26)$$

gdzie  $\varphi$  jednorodny strumień neutronów, wychodzących z reaktora, o rozkładzie energii  $\varphi(v)$ , określonym prawem Maxwella

$$v_0\varphi(v_0) = \varphi_{\text{term}} (4/\sqrt{\pi})(mv_0^2/2kT)^2 e^{-mv_0^2/2kT} \quad (27)$$

$e$  — oznacza długość szczeliny wejściowej,  $e$  — wymiar zwierciadła, prostopadle do płaszczyzny  $xy$ . Kąt  $\Delta\alpha$  określony jest równaniem

$$\Delta\alpha = (2g/v_0^2)d(v_0^2/v^2). \quad (28)$$



Wielkości  $c, d, e$  określone są warunki technicznymi, dokładnością  $h/l$ . Przeważnie  $l$  i  $h$  można wybierać dowolnie.

Dla danego  $b/h$  otrzymujemy  $I \sim v^2 h/l$ . Dla  $l = 100$  m w przypadku modynajskiego reaktora doświadczalnego, na którym wykonywano doświadczenia,  $\varphi_{\text{term}} = 4.10^{12}/\text{cm}^2 c$ , więc  $I \approx 1/s$ .

Stosując przyrząd jako spektrometr prędkościowy, korzystamy dla wielkości odniesienia ze wzoru

$$v_0 = \sqrt{gl^2/2h_0}, \quad (29)$$

oraz dla  $h, v$  różnych od  $h_0, v_0$

$$\Delta v/v_0 \approx 2\sqrt{2b/h_0}. \quad (30)$$

Dla  $b/h_0 = 10^{-3}$  jest przybliżenie  $\Delta v/v_0 \approx 10\%$ .

Wprowadzając kombinację niejednorodnego pola magnetycznego pionowego i pola grawitacyjnego, można wykazać, że jeśli gradient pola jest stały i wynosi

$$G_{\text{ekw}} = 170 \text{ V/cm} \quad (31)$$

można polem magnetycznym zrównoważyć neutron w polu ciężkości w pobliżu ziemi, jeśli rzut spinu na kierunek pionowy posiada odpowiedni znak. W przeciwnym przypadku neutron jest przyciągany z przyspieszeniem  $2g$ .

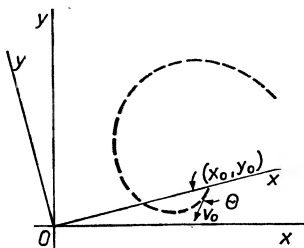
Obecnie można wytworzyć bez trudu pole o gradiencie 10 razy większym, osiągając przy równoczesnym działaniu przyspieszenie  $11g$  i przyrost energii przy obniżeniu o 12 cm w polu magnetycznym jak przy swobodnym spadaniu z wysokości około 130 cm. Pozwala to więcej niż o rząd zmniejszyć wymiary geometryczne aparatury w porównaniu z przyrządem stosującym wyłącznie pola grawitacyjne.

Do tych celów stosuje się pole kwadrupolowe, przy czym można magnes podzielić na sekcje i każdą następną sekcję ustawić poniżej poprzednich uzyskując rozszerzenie zakresu wysokości o rząd i więcej. W przypadku stosowania pola magnetycznego można posługiwać się formułami Mayera Leibniza, zastępując w nich  $g$  przez  $g(1 + G/G_{\text{ekw}})$ .

#### 4. Ogniskowanie działaniem sił bezwładności [2]

Trzecia możliwość ogniskowania polega na stosowaniu w układzie obracającym się sił bezwładności: Coriolisa  $F_{\text{Cor}} = 2mv \times \omega$ , gdzie  $m$  — masa cząstki,  $v$  — prędkość w układzie obracającym się,  $\omega$  — prędkość kątowna, formalnie podobnej do siły Lorentza  $F_{\text{L}} = qv \times B$ , gdzie  $q$  — ładunek elektryczny,  $v$  — prędkość ładunku,  $B$  — indukcja magnetyczna oraz siły odśrodkowej  $F_{\text{odśr}} = m\omega^2 r$ .

Rozpatrzmy ogniskowanie, gdy źródło punktowe rozbieżnych cząstek i ognisko są stałe w obracającym się układzie współrzędnych  $(x, y)$  (rys. 8). Osi nieruchomego układu oznaczono  $X, Y$ . Cząstki, wysłane z punktu  $(x_0, y_0)$



Rys. 8. Wielkości występujące w teorii ogniskowania siłami bezwładności

(na rysunku  $y_0 = 0$ , co nie jest istotne) pod kątem  $\theta$  względem osi  $x$  z prędkością  $v_0$ , biegną w układzie ruchomym po krzywej. Na rysunku przyjęto  $\theta > 0$ ,  $\dot{x}_0 < 0$ ,  $\dot{y}_0 < 0$ .

Prędkość w układzie ruchomym zmienia się w czasie ruchu po torze, lecz w pewnej odległości od punktu początkowego

$$v^2 - (\omega r)^2 = v_0^2 - (\omega r_0)^2. \quad (32)$$

Rozwiązanie równań ruchu w układzie ruchomym

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \omega^2 x + 2\omega \dot{y}, \\ \ddot{y} &= \omega^2 y - 2\omega \dot{x}, \end{aligned} \quad (33)$$

łatwo można znaleźć transformując ruch cząstki poruszającej się prostoliniowo i jednostajnie w układzie inercyjnym, na układ obracający się

$$\begin{aligned} x &= A \cos \omega t + B \sin \omega t, \\ y &= B \cos \omega t - A \sin \omega t, \end{aligned} \quad (34)$$

gdzie

$$\begin{aligned} A &= x_0 + (\dot{x}_0 - \omega y_0)t, \\ B &= y_0 + (\dot{y}_0 + \omega x_0)t. \end{aligned} \quad (35)$$

Ta postać równań jest dogodna do kreślenia toru. W przypadku wiązki rozbieżnej, której graniczne promienie tworzą kąty  $\theta + \alpha$ , otrzymujemy

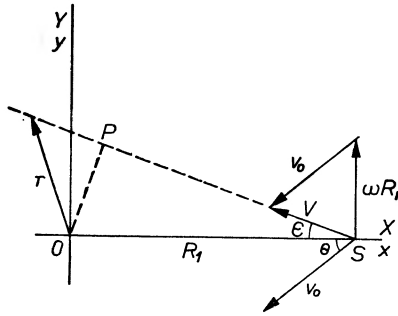
$$\begin{aligned} A_\alpha &= x_0 + (\dot{x}_0 \cos \alpha - \dot{y}_0 \sin \alpha - \omega y_0)t, \\ B_\alpha &= y_0 + (\dot{y}_0 \cos \alpha + \dot{x}_0 \sin \alpha + \omega x_0)t. \end{aligned} \quad (36)$$

Omówimy dwa przypadki ogniskowania, zależnie od stosowanego przybliżenia.

W przypadku ogniskowania pierwszego rzędu, przyjmujemy, że w pewnej chwili osi układu  $(x, y)$  i  $(X, Y)$  pokrywają się. Ze źródła (rys. 9)  $S$  pod kątem  $\theta$  zostaje wysłana cząstka z prędkością  $v_0$  w układzie ruchomym. Względem osi  $X$  jej prędkość wynosi

$$V = v_0 + \omega R_1, \quad (37)$$

gdzie  $R_1 = OS$ . Kierunek jej jest nachylony do osi  $X$  pod kątem  $\varepsilon$ .

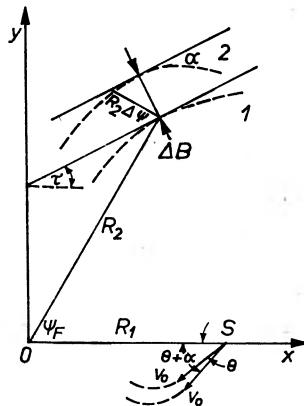


Rys. 9. Do teorii ogniskowania pierwszego rzędu

W  $P$  znajduje się punkt największego zbliżenia toru do początku układu. Kreskowana prosta przedstawia tor w układzie nieruchomym.

Kąt  $\theta$  może zmieniać się od  $0$  do  $360^\circ$ ,  $v_0$  może przybierać dowolne wartości, więc  $\varepsilon$  i  $V$  może być dowolna.

Jeśli weźmiemy pod uwagę dwie cząstki, wychodzącą ze źródła pod kątem  $\theta$  i pod  $\theta + \alpha$ , wtedy w ognisku (punkt największego ich zbliżenia) występuje pewna aberracja  $\Delta B$ , ponieważ torzy cząstek nie przecinają się dokładnie. Odległość ogniska od początku układu oznaczamy przez  $R_2$  (rys. 10).



Rys. 10. Do wyprowadzenia aberracji  $\Delta B$ . 1 — promień środkowy, 2 — promień odchylny wzgl. środkowego o  $\alpha$

Użyteczne dla ogniskowania wyniki otrzymuje się tylko dla pewnych wartości parametrów, więc gdy  $\varepsilon$  znajduje się w pierwszym kwadrancie, jak na rysunku 10, i gdy przekroczony jest punkt  $P$ .

Po przekroczeniu punktu  $P$  wektor bieżący może być użyty do lokalizacji cząstki. Wprowadzamy oznaczenia

$$a = R_1 \sin \varepsilon, \quad b = R_1 \cos \varepsilon, \quad c = (r^2 - a^2)^{1/2}, \quad d = [(v_0/\omega)^2 - b^2]^{1/2} \quad (38)$$

Czas liczony od wyjścia ze źródła ( $t = 0$ ), po przekroczeniu  $P$ , wynosi

$$t = (b + c)/V, \quad (39)$$

gdzie

$$V = \omega(a \pm d) \quad (40)$$

i dla ogniskowania należy obrać znak plus.

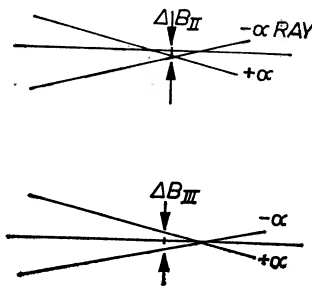
W układzie ruchomym droga opisana jest współrzędnymi  $r, \Psi$ , gdzie

$$\Psi = \cos^{-1}(a/R_1) + \cos^{-1}(a/r) - \omega t = \pi/2 - \varepsilon + \cos^{-1}(a/r) - (b + c)(a + d)^{-1}. \quad (41)$$

Wzór odnosi się do cząstki, która wyszła ze źródła pod kątem  $\theta$  w chwili, gdy oba układy pokrywały się. Jeśli inna cząstka opuszcza w tej samej chwili z tą samą prędkością  $v_0$  źródło pod kątem  $\theta + \alpha$ , otrzymujemy tor o innym kącie  $\varepsilon$ . Jeśli w układzie ruchomym obie drogi przecinają się (ogniskowanie), wtedy zachodzi to dla każdej pary cząstek i  $d\Psi/d\varepsilon = 0$ . Oznaczając pochodne poszczególnych wielkości ze względu na  $\varepsilon$  przecinkami, otrzymujemy

$$a' = b, \quad b' = -a, \quad c' = -ab/c, \quad d' = ab/d. \quad (42)$$

Ogniskowaniem pierwszego rzędu nazywamy ogniskowanie, w którym aberracja jest proporcjonalna do  $\alpha^2$ , co oznaczamy  $\Delta B_{\text{I}}$ . Ogniskowaniem drugiego rzędu  $\Delta B_{\text{II}}$  nazywamy ogniskowanie, w którym aberracja jest proporcjonalna do  $\alpha^3$ . Aberracja drugiego rzędu występuje po skompensowaniu aberracji pierwszego rzędu (rys. 11).



Rys. 11. Aberracja pierwszego i drugiego rzędu

Ponieważ spełnione jest następujące równanie

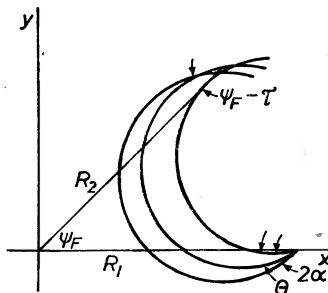
$$d\Psi/d\varepsilon = (c + d)(d^2 - bc)/[cd(a + d)], \quad (43)$$

więc warunk

$$d\Psi/d\varepsilon = 0 \quad (44)$$

jest spełniony dla  $d^2 = bc$ , lub jeśli położymy w ognisku  $r = R_2$ , gdy spełniony jest warunek

$$(v_0/\omega)^2 - R_1^2 \cos^2 \varepsilon = R_1 \cos \varepsilon (R_2^2 - R_1^2 \sin^2 \varepsilon)^{1/2}. \quad (45)$$



Rys. 12. Wielkości używane przy projektowaniu ogniskowania

Mimo że źródło jest punktowe, występuje w ognisku aberracja  $\Delta B$ . Styczna do średniego promienia w ognisku tworzy kąt  $\tau$  z osią  $x$ . Na rysunku 12 podany jest również promień, który wyszedł ze źródła pod kątem  $\theta + \alpha$ . Dla małego  $\alpha$  styczna do promienia  $\alpha$  jest w bliskości ogniska równoległa do średniego promienia, więc

$$\Delta B = R_2 \Delta \Psi \cos(\Psi_F - \tau), \quad (46)$$

gdzie

$$\cos(\Psi_F - \tau) \cdot c(a + d)[(a^2 + c^2)(c^2 + d^2)]^{-1/2}. \quad (47)$$

Rozwijając  $\Delta \Psi$  w szereg Taylora według potęg  $\Delta \varepsilon$ , otrzymujemy

$$\Delta \Psi = (1/2)(\Delta \varepsilon)^2 \Psi'' + (1/6)(\Delta \varepsilon)^3 \Psi''' + \dots, \quad (48)$$

pierwsza pochodna znika w ognisku.

Wprowadzając w miejsce  $\Delta \varepsilon$  wygodniejszą do projektowania wielkość  $\alpha/2$  w układzie  $(x, y)$  przy pomocy zależności

$$V \cos \varepsilon = v_0 \cos \theta, \quad (49)$$

więc

$$\Delta \varepsilon = d(a + d)^{-1} \alpha, \quad (50)$$

po wylczeniu  $\Psi''$ , otrzymujemy

$$\Delta B_{II} = -[ad(b + c)^3 / [2c(a + d)^2(c^2 + d^2)^{1/2}]] \alpha^2. \quad (51)$$

Jest to poprzeczna aberracja 1 rzędu. Wyraz z  $\alpha^3$  można pominać jako mniejszy od uwzględnionego. Znak minus oznacza, że aberracja występuje po stronie wklęsłej względem średniego promienia.

Z zależności (49) można obliczyć

$$\cos \theta = (a + d)(b^2 + d^2)^{-1/2} \cos \varepsilon. \quad (52)$$

Środkowy promień wchodzi do detektora pod kątem  $\Psi_F - \tau$  względem  $R_1$  (rys. 12). Kąt ten można znaleźć z równania na  $\cos(\Psi_F - \tau)$ .

Spektrometr o takim ogniskowaniu zaprojektowano, obierając następujące parametry:  $R_1 = R_2$ ,  $\varepsilon = 30^\circ$ , więc  $a = (1/2)R_1$ ,  $b = c = (1/2)\sqrt{3}R_1$ , skąd  $v_0 = (3/2)^{1/2}\omega R_1$ ,  $\theta = 15^\circ$ ,  $\Psi_F - \tau = 15^\circ$ . Promienie  $R_1$  i  $R_2$  tworzą kąt  $47,35^\circ$ ,  $\Delta B_{II} = 0,568 R_1 a^2$ . Dla  $R_1 = 10$  cm,  $a = 3^\circ$  otrzymujemy  $\Delta B_{II} = 0,016$  cm pod założeniem źródła punktowego. Zmieniając  $\omega$ , można obserwować widmo prędkościowe wiązki neutronów. Przy 500 obr/s cząstki wychodzące z prędkością 2385 m/s ze źródła, dochodzą do detektora (rys. 11).

W przypadku, gdy  $a = 0$ ,  $\Delta B_{II} = 0$ , więc  $\varepsilon = 0$ , otrzymujemy ogniskowanie 2 rzędu. W tym przypadku musi być spełniony warunek na ogniskowanie 1 rzędu. Pierwszy nie znikający wyraz w szeregu Taylora zawiera  $\Psi'''$ , więc

$$\Delta B_{III} = [b(b+c)^3/3cd(c^2+d^2)^{1/2}]a^3. \quad (53)$$

Prosta jest dyskusja, gdy  $R_1 = R_2$ . Wtedy przyjmując  $\varepsilon = 0$ ,  $a = 0$ ,  $b = c = R_1$ , z warunku ogniskowania 1 rodzaju otrzymujemy  $d = R_1$ ,  $v_0 = \sqrt{2}\omega R_1$ ,  $\theta = 45^\circ = \Psi_F - \tau$ .  $R_1$  i  $R_2$  tworzą kąt  $65,41^\circ$ ,  $\Delta B_{III} = 1,886 R_1 a^3$ . Przedstawiono to na rysunku 12, uwzględniając również cząstki o prędkości różnej od  $v_0$  o  $\pm 10\%$ .

Jeśli wiązka nie jest monoenergetyczna, można określić również dyspersję prędkościową  $DV$  dla  $a = 0$  i prędkości cząstek  $v_0 + dV$ . Cząstki z tą prędkością przechodzą na jedną stronę ogniska w odległości  $ds$ , mierzonej wzdłuż prostopadłej do średniego promienia w ognisku

$$DV = ds(V_0/dV), \quad (54)$$

gdzie  $V_0$  — dyspersja niezależna od prędkości

Ponieważ

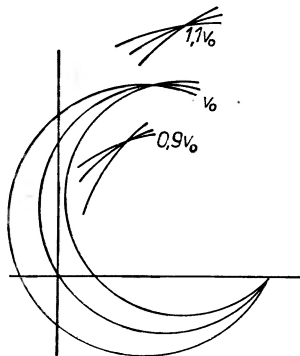
$$d\Psi/dv = V_0(b+c)[\omega^2(a+d)^2d]^{-1}, \quad (55)$$

i

$$ds = R_1 d\Psi \cos(\Psi_F - \tau)$$

więc

$$DV = [c(b+c)(d^2+b^2)/d(a+d)(c^2+d^2)^{1/2}]. \quad (56)$$



Rys. 13. Dyspersja prędkościowa

Jeśli połączymy punkty ognisk dla różnych prędkości prostą (rys. 13), przechodzi ona przez początek układu współrzędnych.

Z powyższej dyskusji wynika, że potrzebne do ogniskowania warunki dadzą się w wiązkach molekularnych i atomowych zrealizować.

#### Literatura

- [1] I. M. Matora, *Atomnaja Energija*, **27**, 71 (1969).
- [2] D. F. Dempsey, *J. Appl. Phys.*, **34**, 3220 (1963).
- [3] Ja. M. Fogel, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **21**, 33 (1951).
- [4] M. J. Korsunskij, Ja. M. Fogel, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **21**, 25 (1951).
- [5] H. Maier Leibnitz, *Z. Angew. Phys.*, **14**, 738 (1962).
- [6] K. Koester, *Z. Phys.*, **182**, 328 (1965).
- [7] K. Koester, *Z. Phys.*, **198**, 187 (1967).

*Marian A. Herman*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Diody elektroluminescencyjne z fosforu galu

### Gallium Phosphide Electroluminescent Diodes

*Abstract:* Recent developments concerning construction, technology and electroluminescent properties of light-emitting gallium phosphide diodes are described.

A discussion is given of methods of *p-n* junction formation in GaP and this is followed by an account of preparation methods of ohmic contacts to both GaP-*n* and GaP-*p* layers of these diodes.

The influence of technological factors on electroluminescence of GaP green-light-emitting diodes with diffused and epitaxially grown *p-n* junctions are discussed in details subsequently.

Finally the properties of GaP red-light-emitting epitaxial diodes have been considered.

### 1. Wstęp

Diody elektroluminescencyjne (DEL) [1] działają w oparciu o zjawisko rekombinacji promienistej dziur i elektronów, zachodzące w spolaryzowanym w kierunku przewodzenia złączu *p-n*. Wynikiem rekombinacji promienistej w DEL jest emisja niespójnego promieniowania elektromagnetycznego. Odróżnia to DEL od laserów złączowych, które, jak wiadomo [2], [3], [4], emitują promieniowanie *e-m* spójne.

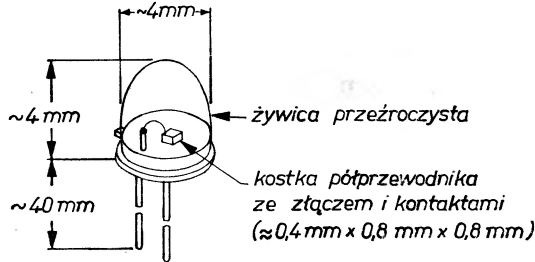
Znanych jest kilkanaście związków półprzewodnikowych, z których można wykonywać DEL. Jednym z nich jest fosforek galu (GaP). Diody świecące wykonane z tego materiału mogą emitować promieniowanie *e-m* widzialne (światło). Tak się szczęśliwie składa, że poprzez właściwy dobór domieszek można uzyskać w GaP emisję zarówno światła zielonego, jak i światła czerwonego [5], [6]. Zewnętrzna wydajność kwantowa [7], parametr określający sprawność przemiany energii elektrycznej w energię promienistą, jest dla świecących czerwono diod elektroluminescencyjnych z GaP największa spośród wydajności uzyskiwanych obecnie dla emisji promieniowania *e-m* widzialnego w jakimkolwiek innym materiale półprzewodnikowym. Jej wartość sięga według danych zaczerpniętych z pracy [8] 7,2%.



Przegląd właściwości fizycznych GaP oraz opis podstawowych mechanizmów rekombinacji promienistej w tym materiale przedstawiono w pracy [7]. Podstawowe konstrukcje DEL oraz problemy technologiczne związane z wykonywaniem diod z GaP zostaną natomiast przedstawione w artykule niniejszym.

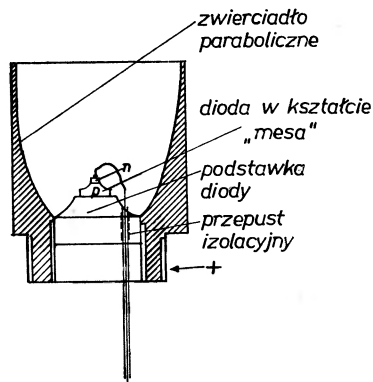
## 2. Podstawowe konstrukcje i metody technologiczne stosowane przy wykonywaniu DEL

Przykładem często spotykanej w praktyce konstrukcji DEL jest konstrukcja przedstawiona na rys. 1 [6]. Prostopadłościenna kostka materiału półprzewodni-



Rys. 1. Szkic konstrukcji DEL zamocowanej na podstawce tranzystorowej i zanurzonej w przezroczystej żywicy [6]

kowego z wytworzonym w niej złączem  $p-n$  i naniesionymi na nią po obu stronach złącza kontaktami omowymi jest przymocowana do podstawki tranzystorowej tak, by wyprowadzenia podstawki mogły być łatwo przylutowane do kontaktów tej kostki. Kostka półprzewodnikowa jest ponadto zanurzona w przezroczystej żywicy, co uodparnia diodę na wstrząsy oraz polepsza charakterystykę emisyjną diody poprzez zmniejszenie występujących w kostce odbić wewnętrznych [9], [10].



Rys. 2. Szkic konstrukcji DEL, której obudowa ma kształt zwierciadła parabolicznego

W drugim rozwiązaniu konstrukcyjnym [11], przedstawionym na rys. 2, półprzewodnik z wytworzonym w nim złączem, który może mieć kształt „mesa” lub kształt kostki, jest umieszczony w ognisku zwierciadła parabolicznego

utworzonego przez obudowę diody. Stosowanie takiej obudowy powoduje emisję światła z DEL w postaci wiązki prawie równoległej.

Można sobie wyobrazić również inne rozwiązania konstrukcyjne DEL. Wszystkie one jednak muszą umożliwiać: a) właściwe skierowanie energii promienistej emitowanej przez diodę, b) dobre odprowadzanie ciepła powstającego w diodzie w wyniku strat w oporności szeregowej oraz niepożądaną niepromienistą rekombinację nośników, c) wygodne załączanie diody do źródła zasilania, d) długotrwałą pracę diody, co uzyskuje się między innymi przez zapewnienie odpowiedniej odporności na wstrząsy.

Technologie wykonywania DEL można podzielić na trzy główne etapy. Pierwszy etap polega na wykonaniu w danym monokryształe półprzewodnikowym, np. w GaP złącza  $p-n$  o możliwie jak najmniejszej liczbie defektów sieci krystalicznej, o odpowiedniej koncentracji domieszek po obu stronach, różniących się rodzajem przewodnictwa i o profilu zapewniającym skuteczną emisję światła przez DEL. Drugi etap obejmuje zespół czynności związanych z naniesieniem odpowiednich kontaktów omowych na płytkę półprzewodnikową, w której już uprzednio wytworzono złącze  $p-n$ . Końcowy wreszcie etap, to montaż płytki półprzewodnikowej ze złączem i kontaktami w odpowiedniej oprawce.

## 2.1. Technologia złącz $p-n$ w monokryształach GaP

Znane są obecnie cztery podstawowe technologie wytwarzania w GaP złącz  $p-n$ . Najstarszą z nich jest technologia wytwarzania złącz  $p-n$  w czasie wzrostu monokryształu GaP (*built-in junction*) [12]. Ze względu na przypadkowy charakter tak wytworzonych złącz, technologia ta ma obecnie już tylko znaczenie historyczne.

Technologia stopowa [13], [14], polegająca na wytworzeniu złącza  $p-n$  przez wtopienie kulki ze stopu złoto-cynk do płytki GaP typu  $n$  [11], lub przez wtopienie kulki cynowej do płytki GaP typu  $p$  [15], [16], również nie znalazła szerszego zastosowania przy produkcji DEL. Jest to związane z małymi wydajnościami kwantowymi stopowych DEL, nie przekraczającymi 0,1% oraz z trudnością realizacji tej technologii przy produkcji masowej [15]. Ostatnie badania technologii diod stopowych [17], które doprowadziły do uzyskania wydajności kwantowej 1,25% przy temperaturze pracy DEL 290°K, również nie wydają się w stanie zmienić nikłych perspektyw szerszego zastosowania technologii stopowej przy seryjnej produkcji DEL.

Trzecią technologią wytwarzania złącz w GaP jest technologia dyfuzyjna. Przykładem takiego procesu technologicznego może być proces opisany w pracy [18].

Płytkę GaP typu  $n$  otrzymaną drogą powolnego ochładzania bogatego w gal roztworu Ga-GaP zawierającego tellur [19] zatopiono, po uprzednim wytrawieniu jej w gorącej wodzie królewskiej (oczyszczenie powierzchni), w starannie oczyszczonej rurze kwarcowej odpompowanej do ciśnienia  $10^{-5}$  Tr. W rurze tej

umieszczono również źródło cynku (domieszka akceptorowa), oddzielone od płytki GaP przegrodą wykonaną z waty kwarcowej. Źródłem cynku była mieszanina (15 mg) złożona z 25% Zn i 75% GaP (procenty wagowe). GaP dodano dlatego, by zmniejszyć liczbę defektów powierzchniowych powstających przy dyfuzji Zn do GaP. Rurę kwarcową podgrzewano następnie w piecu dwustrefowym w zakresie temperatur od 660°C do 1025°C utrzymując jednak zawsze temperaturę płytki GaP-*n* na poziomie o 10°C wyższym niż wynosiła temperatura źródła cynku. Czas dyfuzji dobierano przy tym w taki sposób, by warstwa dyfuzyjna w GaP-*n* miała stałą grubość rzędu 25 μ. Po zakończeniu procesu dyfuzji płytkę pocięto na zorientowane sztabki o szerokości 0,75 milimetrów, po czym przystąpiono do nanoszenia kontaktów omowych.

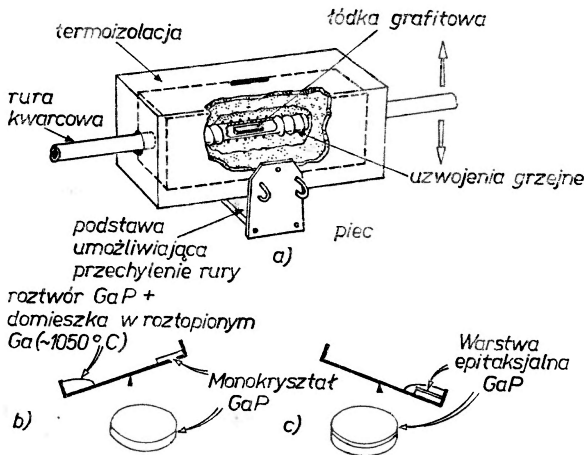
W tej samej pracy [18] opisano też inną metodę dyfuzyjną wykonywania złącz *p-n* w GaP. Metoda ta polegała, w odróżnieniu od metody opisanej wyżej, na wydyfundowaniu cynku z powierzchniowych warstw fosforu galu zawierającego cynk i tellur. Realizowano ten proces drogą wygrzewania płytek GaP w próżni przez kilka minut w temperaturze 600°C. W praktyce [11], [20], [21], [22] znacznie częściej jest jednak stosowana metoda dyfuzji cynku do fosforu galu typu *n*. Wyniki dokładnych badań procesu dyfuzji cynku do GaP-*n* podano w pracy [23].

Przedstawione technologie dyfuzyjne wytwarzania złącz *p-n* w GaP pozwalają otrzymywać diody, których wydajności kwantowe nie przekraczają zwykle 0,01%. Nawet zastosowana obróbka cieplna diody po zakończeniu procesu dyfuzji [20] nie pozwala osiągnąć większych wydajności kwantowych niż 0,6%.

Znacznie większe wydajności kwantowe, sięgające kilku procent, uzyskuje się obecnie w diodach, których złącza wykonano metodą epitaksjalnego wzrostu cienkiej warstwy GaP jednego rodzaju (*n* lub *p*) na płycie GaP drugiego rodzaju (*p* lub *n*), stanowiącej podłoże dla warstwy epitaksjalnej. Wyróżnia się przy tym zasadniczo dwa rodzaje procesów wzrostu epitaksjalnego. Gdy źródłem materiału osadzanego epitaksjalnie na odpowiednio zorientowanej krystalograficznie płycie podłoża są lotne związki lub pary odpowiednich pierwiastków przepływające razem z gazem nośnym nad powierzchnią podłoża, mówimy o wzroście epitaksjalnym z fazy gazowej [24]. Gdy natomiast źródłem materiału osadzanego epitaksjalnie jest ciekły roztwór odpowiednich związków lub pierwiastków pozostający w bezpośrednim styku z powierzchnią podłoża, mówimy o wzroście epitaksjalnym z fazy ciekłej [25]. Do wykonywania złącz *p-n* stosowany jest w praktyce tylko wzrost epitaksjalny z fazy ciekłej. Wzrost epitaksjalny z fazy gazowej bywa stosowany do wytwarzania płytek GaP o określonej zawartości domieszek warunkujących żądany rodzaj przewodnictwa (*n* lub *p*), które następnie w charakterze podłoża mogą być użyte w procesie epitaksji z fazy ciekłej, lub w których złącze zostaje wytworzone przez wdyfundowanie odpowiednich domieszek. Technologia epitaksjalna z fazy ciekłej prowadzi do wytwarzania złącz *p-n* o stosunkowo niewielkiej liczbie defektów sieci krystalicznej i dość dobrze kontrolowanej koncentracji domieszek w obu obszarach przewodnictwa. Stało się to przyczyną szerokiego rozpowszechnienia tej właśnie

technologii wykonywania złącz  $p-n$  w GaP. Mała liczba defektów w złączu  $p-n$  i warstwie epitaksjalnej oraz odpowiednio ukształtowany profil złącza jest bowiem przyczyną wzrostu wydajności kwantowej diod epitaksjalnych w stosunku do diod dyfuzyjnych. Technologię epitaksjalną wykonywania złącz  $p-n$  w GaP ilustruje poniższy przykład zaczerpnięty z pracy [25].

Monokryształy GaP- $p$ , z których wykonano płytki podłoża, otrzymano metodą powolnego chłodzenia bogatego w gal roztworu Ga-GaP [19], zawierającego cynk i tlen. Monokryształy otrzymane tą metodą mają postać płytek o powierzchni nie przekraczającej  $1\text{ cm}^2$ , o grubości rzędu  $1\text{ mm}$  i o płaszczyźnie powierzchni pokrywanej się z płaszczyzną krystalograficzną (111). Kształt tych płytek jest zbliżony do kształtu rombu lub rzadziej do kształtu sześciokąta foremnego [6]. Płytkę podłoża, po uprzednim wytrawieniu jej w gorącej wodzie królewskiej, umieszczono w jednym końcu nachylonej pod pewnym kątem do poziomu łożki grafitowej (rys. 3). W drugim końcu (dolnym) tej łożki znajdo-



Rys. 3. a) szkic centralnej części aparatury służącej do otrzymywania złącz  $p-n$  metodą epitaksjalnego wzrostu cienkiej warstwy GaP z fazy ciekłej [6], b) położenie początkowe łożki grafitowej c) położenie końcowe (w czasie chłodzenia) łożki grafitowej [6]

wał się roztopiony roztwór Ga-GaP zawierający domieszkę donorową tellur. Łódka grafitowa z wymienioną zawartością znajdowała się w rurze kwarcowej w atmosferze przepływającego gazu ochronnego, gdzie wygrzewano ją w temperaturze około  $1140^\circ\text{C}$  w czasie 45 minut. Po upływie tego czasu łożkę przechylnono w ten sposób, by nasycony roztwór galu pokrył płytkę podłoża, po czym ochłodzono ją stopniowo w ciągu 40 minut do temperatury  $700^\circ\text{C}$ . Z kolei wyłączono zupełnie piec ogrzewający rurę kwarcową. Po ochłodzeniu całego układu do temperatury pokojowej oddzielono zastygły roztwór Ga-GaP od płytki podłoża z narosłą na niej warstwą epitaksjalną, przez gotowanie w roztworze kwasu solnego ( $1\text{HCl} : 1\text{H}_2\text{O}$ ). Następnie płytkę tą od strony przeciwnej do warstwy epitaksjalnej zeszlifowano do grubości kilku dziesiątych mili-

metra, w wyniku czego można było drogą łupania otrzymać małe płytki GaP z wytworzonymi w nich złączami  $p$ - $n$ .

Technologię epitaksjalnego wzrostu  $n$  na podłożu  $p$  stosowano również w kilku innych pracach [26], [27], [28], osiągając po odpowiedniej obróbce cieplnej diod wydajności kwantowe rzędu 2%. Małe wymiary (średnica  $\leq 1$  cm) i nieregularne kształty płytek podłoża GaP- $p$  otrzymanych drogą wzrostu z roztworu Ga-GaP, co wpływa negatywnie na ekonomiczne aspekty technologii DEL, skierowały uwagę technologów na możliwość uzyskania większych kryształów podłoża innymi metodami. Kryształy o średnicach rzędu 2 cm można uzyskać albo drogą epitaksji z fazy gazowej [24], [29], lub też drogą wzrostu metodą Czochralskiego pod osłoną topnika (*liquid encapsulation pulling*) [30], [31]. Próby zwiększenia wymiarów płytek podłoża mają wprawdzie znaczenie ekonomiczne, lecz jak dotąd nie przyniosły one zwiększenia zewnętrznej wydajności kwantowej DEL. Jest to związane z większą liczbą defektów sieci krystalicznej w GaP otrzymanym tymi metodami.

Podejmowano też próby otrzymywania epitaksjalnych złącz  $p$ - $n$  drogą wzrostu z fazy ciekłej warstwy typu  $p$  na podłożu GaP- $n$ , zwykle dużym, otrzymywanym metodą Czochralskiego pod osłoną topnika lub drogą epitaksji z fazy gazowej. Ten sposób otrzymywania złącz  $p$ - $n$  jest związany z dość dużymi trudnościami technologicznymi nie występującymi przy wykonywaniu złącz  $p$ - $n$  drogą wzrostu z fazy ciekłej warstwy epitaksjalnej typu  $n$ . Cynk i tlenek galu, będące domieszkami w roztworze, z którego osadza się warstwa epitaksjalna typu  $p$ , są lotne w temperaturach, w których zachodzi proces wzrostu warstwy, w związku z czym trudno jest wprowadzić do tej warstwy odpowiednie ilości tlenu i cynku. Ponieważ obniżenie koncentracji par Zn-O w warstwie epitaksjalnej typu  $p$  obniżyłoby znacznie wydajność kwantową DEL, wymagane są w tym procesie technologicznym specjalne zabezpieczenia uniemożliwiające ucieczkę tlenu i cynku [32], [33]. Uzyskiwane tą metodą wzrostu warstwy epitaksjalnej DEL mają wydajności kwantowe około 1%.

Istotną poprawę wydajności kwantowej do 3,4% uzyskał dopiero Ladany [34], przez zastosowanie technologii podwójnej epitaksji z fazy ciekłej. Na płycie podłoża GaP typu  $n$  otrzymanej drogą wzrostu z roztworu Ga-GaP wyhodowano drogą wzrostu epitaksjalnego z fazy ciekłej warstwę GaP typu  $n$ , na której z kolei również drogą epitaksji z fazy ciekłej wyhodowano warstwę typu  $p$ . Zaletą tej technologii jest to, że właściwości DEL wykonanych z GaP, w którym złącze wykonano metodą podwójnej epitaksji z fazy ciekłej są mniej zależne od rodzaju podłoża użytego do procesu epitaksji. W pracy [34] stosowano obok podwójnej epitaksji również dodatkową kompensację akceptorów w warstwie typu  $p$ , tellurem będącym domieszką donorową. Ta właśnie kompensacja pozwoliła uzyskać wydajności kwantowe DEL sięgające 3,4%.

Dalszy krok naprzód na drodze poprawienia wydajności kwantowej DEL z GaP wykonany został przez Saula i innych [8] kilka miesięcy po opublikowaniu

pracy [34]. Uzyskali oni diody o wydajności 7,2%, stosując również technologię podwójnej epitaksji warstwy  $p$  na warstwie  $n$ , wyrosłych na podłożu GaP typu  $n$ . W pracy [8] wprowadzono jednak następujące zmiany w stosunku do pracy [34]: a) obniżono koncentrację cynku w warstwie  $p$ , b) nie stosowano umyślnej kompensacji akceptorów, tzn. nie dodano do warstwy  $p$  telluru, c) przerywano dwukrotnie proces chłodzenia łądki, w której znajdowała się płytka podłoża i roztwór Ga-GaP z domieszkami, bez przechylania jej do początkowego położenia. Pierwszy raz w temperaturze 600°C na 5 godzin, a drugi raz w temperaturze 500°C na 18 godzin. Było to równoznaczne z dodatkowym wygrzewaniem warstwy w procesie jej epitaksjalnego wzrostu, d) proces epitaksji prowadzono w ampule zatopionej.

Ostatnio również drogą pojedynczej epitaksji na podłożu typu  $n$  uzyskano duże wydajności kwantowe sięgające 6% [35].

## 2.2. Technologia kontaktów do GaP i montaż diod

Po wytworzeniu w płytce GaP złącza  $p-n$  przystępuje się do następnego etapu technologicznego jakim jest naniesienie na warstwy GaP, znajdujące się po obu stronach złącza, odpowiednich kontaktów omowych.

Kontakt do GaP- $p$  wykonuje się na ogół albo ze stopu indu z cynkiem [20], [21], [36], albo ze stopu złota z cynkiem [25], [37], albo z naprzemian nanoszonych warstw złota, niklu i złota wtapianych do GaP w temperaturze 550°C [11]. W pracy [18] podano następującą technologię kontaktów do GaP- $p$ . Na płytkę GaP- $p$  utrzymywaną w temperaturze 600°C w próżni rzędu  $10^{-5}$ Tr napyłono poprzez odpowiednią maskę cienką warstwę ( $0,2 \mu$ ) złota z domieszką 0,05% berylu (procenty wagowe), dzięki czemu otrzymano na płytce GaP- $p$  cienki pasek złota o szerokości 0,12 mm na całej długości płytki. Po wtopieniu w czasie jednoninutowego wygrzewania napyłonej warstwy w materiał płytki nałożono kolejną warstwę złota ( $0,05 \mu$ ) na ten pasek, utrzymując przy tym temperaturę płytki GaP na poziomie 600°C. Następnie ochłodzono powoli płytkę do temperatury 200°C, nakładając przy tym na nią dodatkową warstwę złota o grubości  $0,4 \mu$ .

Kontakt do GaP- $n$  wykonuje się przez wtopienie w ten materiał albo kulki indu [20], [21], [36], albo stopu złota z cyną [25], [37], albo nałożonych naprzemian warstw złota, niklu i złota [11]. Kontakt opisany w pracy [18] wykonano następująco: na płytkę GaP- $n$  nałożono w temperaturze ok. 90°C warstwę niklu, na którą po pięciu minutach napyłono warstwę cyny o grubości  $1,2 \mu$ . Całość wtopiono następnie do płytki GaP- $n$  utrzymywanej w atmosferze wodoru w temperaturze 325°C.

Płytkę GaP z naniesionymi po obu stronach złącza kontaktami tnie się następnie na małe kostki o żądanych wymiarach odpowiadających zwykle powierzchni złącza ok.  $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$  [18], [21], [37]. Pojedynczą kostkę można wmontować do oprawki lub podstawki tranzystorowej, np. w następujący

sposób [18]. Kostkę kładzie się stroną  $n$  na podstawkę pokrytą warstwą złota podgrzewając ją następnie w atmosferze wodoru do  $500^{\circ}\text{C}$ . Dzięki temu kontakt cynowy stapia się z warstwą złota podstawki tranzystorowej. Z kolei metodą termokompresji dołącza się do napyłonej od strony  $p$  warstwy złota drut ze złota łączący kontakt od strony  $p$  z wyprowadzeniami podstawki tranzystorowej. Ostatnią operacją związaną z montażem bywa często zalanie kostki GaP przymocowanej uprzednio do podstawki tranzystorowej przezroczystą żywicą usztywniającą i hermetyzującą całą konstrukcję (rys. 1).

### 3. Diody z GaP świecące zielono

DEL świecące zielono otrzymuje się wówczas, gdy złącze  $p$ - $n$  jest wykonane z warstw GaP domieszkowanych odpowiednio krzemem i węglem, siarką i węglem, krzemem i cynkiem, tellurem i cynkiem lub siarką i cynkiem [7]. Najwydajniejsze diody (zewnętrzna wydajność kwantowa równa 0,6%) otrzymano [38] przy domieszkowaniu akceptorami cynkowymi i donorami siarkowymi, gdy warstwy GaP obu rodzajów przewodnictwa zawierały duże koncentracje atomów izoelektronowego akceptora jakim w GaP jest azot. Diody te otrzymano przy wykorzystaniu technologii epitaksjalnej z fazy ciekłej.

Właściwości diod zielonych są w dużym stopniu określone przez mechanizm rekombinacji promienistej warunkujący tę barwę świecenia. Elektroluminescencyjne świecenie zielone w GaP w temperaturze pokojowej jest wynikiem albo rekombinacji ekscytonu związanego z punktowym defektem sieci krystalicznej, jakim w GaP jest azot, albo też rekombinacji donor-pasmo walencyjne [7], [39]. Wystąpienie danego mechanizmu rekombinacji zależy od składu oraz od koncentracji domieszek występujących w GaP danej diody. W niskich temperaturach ( $T \leq 150^{\circ}\text{K}$ ) obserwuje się jeszcze rekombinację parową donor-akceptor [39], [40], która jednak nie odgrywa roli z punktu widzenia pracy DEL używanych w praktyce.

Również technologia wykonywania złącz  $p$ - $n$  DEL świecących zielono w istotny sposób wpływa na właściwości tych diod. I tak np. diody dyfuzyjne są mniej wydajne od diod epitaksjalnych, a diody stopowe są na ogół mniej wydajne od diod dyfuzyjnych.

Poniżej zostaną przedstawione właściwości świecących zielono diod dyfuzyjnych i epitaksjalnych. Tylko te dwa rodzaje diod mają bowiem perspektywy produkcji wielkoseryjnej.

#### 3.1. Diody zielone dyfuzyjne

Najintensywniej badanymi w ostatnich kilku latach diodami dyfuzyjnymi z GaP świecącymi zielono są diody wykonane przez wdyfundowywanie cynku do płytki GaP- $n$ . Wyróżnić przy tym można dwie metody przygotowania ma-

teriału wyjściowego (GaP-*n*) do dyfuzji. W pierwszej metodzie GaP-*n* otrzymuje się z powoli chłodzonego roztworu Ga-GaP-tellur [18], [21], [41]. W drugiej metodzie GaP-*n* domieszkowany siarką lub krzemem otrzymuje się drogą epitaksji z fazy gazowej na podłożu GaP lub GaAs [39], [42], [43]. Tylko te dwie metody prowadzą do uzyskania względnie wysokowydajnych DEL (wydajność kwantowa rzędu  $10^{-4}$ ). Charakterystyczną cechą tak wykonanych DEL jest to, że świecą one jednocześnie przynajmniej w dwóch pasmach: zielonym i czerwonym. Wiąże się to z niezamierzoną obecnością w procesie technologicznym zanieczyszczających GaP donorów tlenowych oraz jednoczesną niezamierzoną obecnością izoelektronowych akceptorów azotowych. Ze względu jednak na to, że barwa zielona jest odbierana przez człowieka w obszarze maksymalnej czułości oka, diody te wyglądają tak jakby emitowały tylko światło zielone.

Ponieważ metoda epitaksjalna umożliwia uzyskiwanie płytek GaP-*n* o znacznie większych wymiarach niż metoda wzrostu z roztworu, a wymiary tych płytek mają istotne znaczenie praktyczne, to tylko diody dyfuzyjne wykonane z płytek epitaksjalnych będą w tym miejscu szerzej opisane.

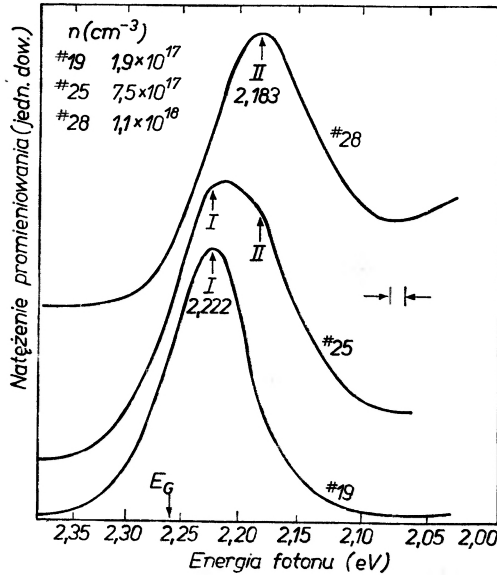
Na wydajność kwantową diod tego rodzaju pracujących w temperaturze pokojowej wpływają różne czynniki fizyczne i technologiczne. Badania wpływu rodzaju domieszki donorowej [43] wykonane przez domieszkowanie GaP-*n* krzemem, siarką czy tellurem wykazały, że największą wydajność kwantową mają diody domieszkowane siarką. Nie wyjaśniona jest wprawdzie ostatecznie przyczyna, dlaczego donory siarkowe prowadzą do wzrostu wydajności kwantowej, ale przypuszcza się, że może to być związane z wyższą niż u innych donorów energią jonizacji siarki w GaP. Badania wpływu rozkładu koncentracji domieszek w złączu (profilu złącza) [43] wykazały, że im mniejszy jest gradient koncentracji w złączu, tym większa jest wydajność kwantowa diody. Również stosunek natężenia światła zielonego do natężenia światła czerwonego emitowanych jednocześnie przez diodę rośnie, gdy gradient koncentracji domieszek maleje. Kierunek wzrostu warstwy epitaksjalnej GaP-*n* wpływa również na wydajność kwantową diod tego typu. Stwierdzono [43], że przy wzroście warstwy epitaksjalnej GaP-*n* w kierunku  $\langle 111 \rangle_B$ , ruchliwości są większe i wydajności kwantowe DEL są większe niż przy wzroście warstwy GaP-*n* w kierunku  $\langle 100 \rangle$ . Przy domieszkowaniu donorami siarkowymi obserwuje się maksimum wydajności kwantowej ( $7 \cdot 10^{-4}$ ) dla koncentracji  $n \approx 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [43]. Dalsze zwiększanie koncentracji siarki powoduje zmniejszanie się wydajności kwantowej. Podana wyżej wartość zewnętrznej wydajności kwantowej jest największą wartością tego parametru, jaką dla tego typu diod uzyskano do tej pory.

Szczegółowe badania wpływu koncentracji donorów siarkowych na pracę DEL, których wyniki opublikowano w pracy [39], prowadzą do wniosku, że ze wzrostem koncentracji zmienia się mechanizm rekombinacji promienistej warunkującej świecenie diody w temperaturze pokojowej. Rekombinacja ekscytonów związanych z izoelektronowymi akceptorami azotowymi dominuje wówczas, gdy koncentracja siarki jest mniejsza od  $n \approx 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , natomiast



rekombinacja typu donor-pasmo walencyjne odgrywa zasadniczą rolę przy większych koncentracjach siarki (rys. 4). Dla obu tych mechanizmów rekombinacyjnych charakterystyka napięciowa luminescencji [44]

$$L = C \exp\left(\frac{eV}{mkT}\right). \quad (1)$$



Rys. 4. Widma elektroluminescencji w temperaturze pokojowej diod dyfuzyjnych z GaP domieszkowanego siarką i cynkiem dla różnych koncentracji siarki [39]. Emisja diody nr 19 o niskiej koncentracji siarki  $n_S \approx 1,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  jest związana z rekombinacją ekscytonu związanego (I). Emisja diody nr 28 o dużej koncentracji siarki  $n_S \approx 1,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  jest związana z rekombinacją donor-pasmo walencyjne (II). Emisja diody nr 25 o pośredniej koncentracji siarki  $n_S \approx 7,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ma charakter mieszany (I) i (II)

We wzorze (1) jest określona wartością współczynnika  $m = 1$ .  $C$  jest stałą proporcjonalności,  $m$  jest współczynnikiem liczbowym, a  $V$  jest napięciem panującym na diodzie. Stosunek natężenia barwy czerwonej do natężenia barwy zielonej maleje wraz ze zmniejszaniem się napięcia i rośnie ze wzrostem koncentracji donorów [39]. Większą wydajność kwantową mają na ogół te diody, których świecenie jest związane z rekombinacją ekscytonów związanych.

Wyniki szczegółowych badań elektrycznych parametrów złącz  $p-n$  dyfuzyjnych DEL, w których donorami były atomy siarki, a wdyfundowywanymi akceptorami były atomy cynku lub berylu, opublikowano w pracy [45]. Badania te wykazały, że charakterystyki prądowo-napięciowe [44] przy polaryzacji złącza w kierunku przewodzenia diod „berylowych“ w całym zakresie stosowanych napięć i diod „cynkowych“ przy dużych wartościach napięcia są określone wzorem

$$I = I_0 \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \quad (2)$$

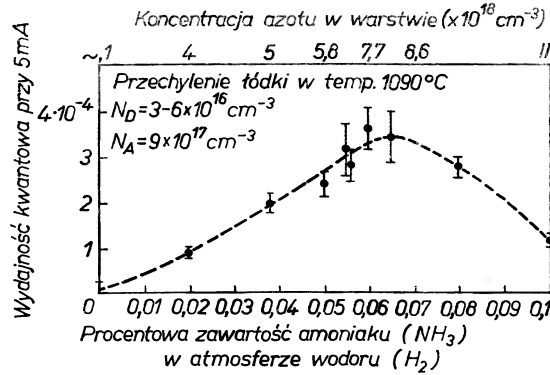
gdzie parametr  $I_0$  jest skomplikowanym wyrażeniem będącym funkcją wielu czynników fizycznych takich jak temperatura, szerokość złącza, czasy życia nośników itp., natomiast współczynnik liczbowy  $n$  spełnia nierówność  $1 \leq n \leq 2$  w zależności od wartości napięcia panującego na diodzie. Dowodzi to, że prąd elektryczny płynący przez złącze w tych diodach jest wynikiem rekombinacji termicznej poprzez głębokie pułapki w obszarze ładunku przestrzennego i w obszarze materiału typu  $p$  lub typu  $n$ . Charakterystyka prądowo-napięciowa diod „cynkowych“ przy małych wartościach napięć polaryzujących złącze w kierunku przewodzenia jest opisana funkcją wykładniczą  $\exp(\beta V + \gamma T)$ , gdzie  $\beta$  nie zależy od temperatury, a  $\gamma$  nie zależy od napięcia. Zależność ta dowodzi, że prąd płynący przez złącze w tych diodach i w tych warunkach zasilania jest związany ze zjawiskiem tunelowania poprzez stany energetyczne w pasmie energii zabronionych. Efekt tunelowania występujący w diodach „cynkowych“ został przypisany przez autorów pracy [45] defektom sieci krystalicznej związanym z niedopasowaniem stałych sieci przy wzroście GaP- $n$  na podłożu GaAs.

### 3.2. Diody zielone epitaksjalne

Jak już wspomniano wyżej, epitaksjalna technologia złącz  $p$ - $n$  prowadzi do wykonania zielono świecących DEL o zewnętrznej wydajności kwantowej sięgającej w temperaturze pokojowej wartości 0,6% [6], [38]. Istotną rolę w powiększeniu wydajności kwantowej DEL odgrywa obecność izoelektronowych atomów azotu w złączu  $p$ - $n$  w GaP [7]. Stwierdzenie to potwierdzają wyniki pracy [46]. Diody, których złącza  $p$ - $n$  wykonano drogą wzrostu z fazy ciekłej warstwy epitaksjalnej GaP jednego rodzaju na podłożu GaP drugiego rodzaju, przy domieszkowaniu GaP tellurem i cynkiem i przy jednoczesnym dodaniu azotu z amoniaku ( $\text{NH}_3$ ) zmieszanego z wodorem będącym gazem tworzącym atmosferę ochronną w tym procesie, wykazywały prawie liniowy wzrost zewnętrznej wydajności kwantowej DEL ze wzrostem zawartości  $\text{NH}_3$  w strumieniu wodoru. Wzrost ten, sięgający 300%, występował do tego momentu, gdy zawartość  $\text{NH}_3$  w strumieniu wodoru osiągnęła wartość graniczną, powyżej której wzrost warstwy epitaksjalnej stawał się nierównomierny, z czym wiązało się zmniejszenie się wydajności kwantowej DEL (rys. 5).

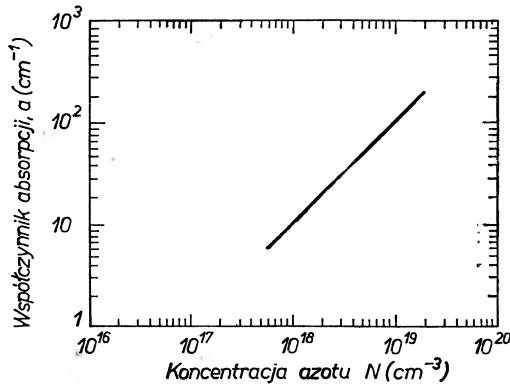
Wspomnianą wyżej kwantową wydajność zewnętrzną 0,6% w temperaturze pokojowej otrzymano w diodach epitaksjalnych (wzrost z fazy ciekłej), w których GaP- $n$  zawierał siarkę o koncentracji  $n_s \approx 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  i azot o koncentracji  $n_N \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , zaś GaP- $p$  zawierał cynk o koncentracji  $n_{Zn} \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  i azot o koncentracji  $n_N \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [6]. Stwierdzono przy tym, że wydajność kwantowa tych diod zielonych rośnie wraz ze wzrostem natężenia prądu płynącego przez złącze  $p$ - $n$  aż do wartości rzędu 40 mA, co odpowiadało gęstości prądu  $j = 80 \text{ A/cm}^2$ . Po przekroczeniu tej wartości natężenia prądu wydajność pozostaje na stałym poziomie aż do natężeń rzędu 0,2 A ( $400 \text{ A/cm}^2$ ) przy jednoczesnym liniowym wzroście natężenia emitowanego światła wraz ze wzrostem natężenia prądu [47]. Dalsze zwiększanie natężenia prądu płynącego przez diodę

wywołuje wzrost temperatury złącza tak duży, że wydajność i natężenie luminescencji maleją. Wymieniona zależność wydajności kwantowej od natężenia prądu płynącego przez diodę odróżnia epitaksjalne diody zielone z GaP od diod



Rys. 5. Wydajność kwantowa epitaksjalnych DEL świecących zielono przy prądzie diody 5 mA w funkcji zawartości  $\text{NH}_3$  w atmosferze wodoru w ampule kwarcowej dla procesu epitaksjalnego, w którym warstwa GaP-*n* wzrastała na podłożu GaP-*p* [6]

czerwonych z GaP [5]. Te ostatnie charakteryzują się bowiem tym, że ich wydajność kwantowa przechodzi przez maksimum wraz ze wzrostem prądu, przy czym maksimum to występuje dla stosunkowo niskich wartości natężenia prądu ( $\sim 10 \text{ mA}$ ) płynącego przez złącze *p-n* [48], [49]<sup>1</sup>.



Rys. 6. Współczynnik absorpcji w funkcji koncentracji azotu w GaP dla fali odpowiadającej zielonej barwie świecenia ( $E = 2,22 \text{ eV}$ ) [6]

Duże koncentracje azotu w GaP wymagane dla uzyskania maksymalnych wydajności kwantowych powodują znaczny wzrost współczynnika absorpcji światła zielonego w GaP. Fakt ten ilustruje wykres przedstawiony na rys. 6.

<sup>1</sup> Odmienny charakter zależności wydajności kwantowej od natężenia prądu, płynącego przez diodę dla DEL zielonych i czerwonych umożliwił skonstruowanie diody z GaP o zmiennej barwie świecenia [5]. Zmiana natężenia prądu od wartości 1 mA do wartości 1 A powoduje zmianę barwy świecenia tych diod od czerwonej poprzez pomarańczową, żółtą do zielonej.

Dla koncentracji azotu  $n_N \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  współczynnik absorpcji jest w przybliżeniu równy  $100 \text{ cm}^{-1}$ . Oznacza to, że przy produkcji DEL świecących zielono należy tak domieszkować azotem, by rozmieszczał się on głównie w złączu  $p$ - $n$ , a nie w obszarach GaP- $n$  lub GaP- $p$  poza złączem. Można to uzyskać przez kontrolowane odparowywanie i rozpuszczanie azotu w roztworze, z którego otrzymuje się warstwę epitaksjalną, drogą właściwego doboru ciśnienia amoniaku w wodorze i cyklu chłodzenia roztworu [6], [38].

W diodach epitaksjalnych, których złącza otrzymano drogą wzrostu warstwy  $p$  (akceptory Zn) na podłożu GaP- $n$  stwierdzono, podobnie jak to miało miejsce w diodach dyfuzyjnych, że spośród donorów: Te, Se i S największą wydajność kwantową uzyskuje się przy domieszkowaniu GaP siarką [6], [37], [47].

W pracy [46] stwierdzono ponadto, że wydajność kwantowa diod wykonanych z GaP domieszkowanego cynkiem i azotem stosunkowo słabo zależy od koncentracji siarki (wydajność kwantowa proporcjonalna do  $N_D^{-1/2}$ ), natomiast wydajność diod domieszkowanych cynkiem, tellurem i azotem zależy od koncentracji telluru znacznie silniej (wydajność proporcjonalna do  $N_D^{-3/2}$ ).

Charakterystyka napięciowa luminescencji zielono świecących diod epitaksjalnych jest opisana wzorem (1), przy czym współczynnik  $m = 1$  [46].

Charakterystyka prądowo-napięciowa tych diod jest opisana wzorem (2), w którym współczynnik  $n$  zmienia się w temperaturze pokojowej w granicach od 1,8 do 2 [37], [47]. Pomiary pojemności złącza w funkcji napięcia wykazały, że podobnie, jak to miało miejsce dla diod dyfuzyjnych, również diody epitaksjalne są bardziej wydajne, gdy profil złącza odpowiada liniowej zmianie koncentracji domieszki (liniowemu profilowi złącza). Obszar, w którym powstaje w diodzie luminescencja zielona, jest również w obu typach diod obszarem ładunku przestrzennego [18], [47].

#### 4. Diody z GaP świecące czerwono

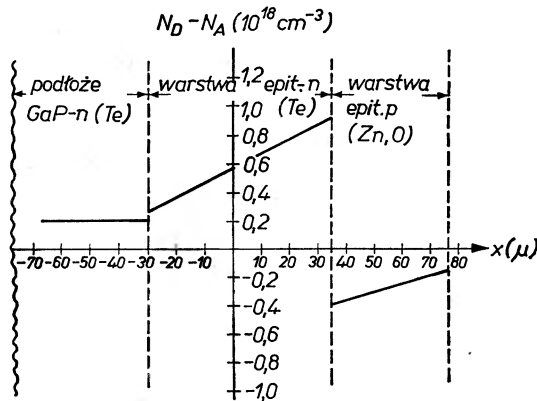
Mechanizm rekombinacji promienistej warunkujący czerwone świecenie GaP został wyjaśniony w drugiej połowie lat sześćdziesiątych w oparciu o liczne badania widm foto- i katodoluminescencyjnych prowadzone w temperaturach zbliżonych do zera bezwzględnego [7]. Emisja światła czerwonego zależy od jednoczesnej obecności w GaP zarówno cynku (lub podobnego doń akceptora np. kadmu) oraz tlenu, który jest donorem o głębokim poziomie energetycznym leżącym prawie w połowie pasma energii zabronionych. Tlen i cynk są domieszkami występującymi po stronie  $p$  złącza  $p$ - $n$ . Strona  $n$  jest domieszkowana zwykle tellurem lub siarką. Stąd też światło czerwone emitowane przez DEL jest generowane po stronie  $p$  złącza  $p$ - $n$  [50].

Wydajna emisja światła czerwonego z GaP wymaga bardzo starannej kontroli zarówno koncentracji cynku, jak i koncentracji par Zn-O w obszarze  $p$  oraz koncentracji telluru lub siarki w obszarze  $n$ . Koncentrację par Zn-O

w obszarze  $p$  można mierzyć, np. poprzez pomiar fotoprądu diody wywołanego dysocjacją termiczną ekscytonów związanych z kompleksami Zn-O [61]. Diody o maksymalnej wydajności kwantowej charakteryzują się koncentracją kompleksów Zn-O w obszarze  $p$  równą  $n_{\text{Zn-O}} \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , koncentracją atomów cynku w obszarze  $p$  równą  $n_{\text{Zn}} \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  oraz koncentracją nieskompensowanych donorów (Te lub S) w obszarze  $n$  równą  $n_{\text{Te}} \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [6].

W początkowym okresie rozwoju technologii świecących czerwoną DEL z GaP badano zarówno diody dyfuzyjne [18], [20], [21], [22], [36], [41], jak i diody epitaksjalne [8], [25], [28], [33], [34], [35], [61]. Ponieważ jednak maksymalne wydajności kwantowe diod dyfuzyjnych (0,6%) [20] są o rząd wielkości mniejsze od maksymalnych wydajności kwantowych diod epitaksjalnych (7,2%) [8], obserwuje się od początku roku 1970 znaczny spadek zainteresowania diodami dyfuzyjnymi świecącymi czerwoną. Dlatego też i w tym artykule będą opisane wyłącznie właściwości diod czerwonych epitaksjalnych.

Jak już wspomniano przy końcu p. 2.1 niniejszego artykułu, najwydajniejsze do tej pory diody świecące czerwoną otrzymano drogą podwójnej epitaksji przy wzroście warstwy  $p$  na warstwie  $n$  wyrosłej na podłożu GaP- $n$  [8].



Rys. 7. Schemat rozkładu koncentracji nieskompensowanych donorów i akceptorów wysoko wydajnych DEL emitujących światło czerwone [8]

Rozkład koncentracji domieszek w poszczególnych warstwach GaP tych wysokowydajnych DEL przedstawia rys. 7. Z rysunku tego wynika, że rozkład nieskompensowanych domieszek jest nierównomierny w obu warstwach epitaksjalnych. Podobną nierównomierność rozkładu koncentracji domieszek w warstwach  $n$  i  $p$  epitaksjalnych DEL czerwonych stwierdzono również w pracy [52].

Występujący gradient koncentracji donorów w warstwie  $n$  jest prawdopodobnie wynikiem wzrostu koncentracji atomów telluru na międzyfazowej granicy ciecz-ciało stałe oddalającej się w procesie wzrostu warstwy epitaksjalnej od granicznej powierzchni podłoża (GaP- $n$ ). Ten wzrost koncentracji atomów Te odzwierciedla anomalną zależność temperaturową rozpuszczalności Te

w krystalicznym GaP. Gdy maleje temperatura cieczy (występuje to przy oddalaniu się od podłoża GaP-*n* granicy międzyfazowej ciec-z-ciało stałe), rozpuszczalność telluru w krystalicznym GaP rośnie, podczas gdy zazwyczaj rozpuszczalność domieszek w kryształach półprzewodnikowych maleje wraz ze zmniejszeniem się temperatury [53].

Występujący gradient koncentracji akceptorów w warstwie *p* ma inny charakter. Jego przyczyny były badane szczegółowo w pracy [54], metodą pomiaru pojemności bariery powierzchniowej diod Schottky'ego [52], [54], [55], oraz metodą izotopową polegającą na porównaniu aktywności gamma domieszkowanej radioaktywnym izotopem <sup>65</sup>Zn warstwy epitaksjalnej z aktywnością źródła wzorcowego. Badania te prowadzone dla różnych warunków technologicznych wzrostu warstw epitaksjalnych *n* i *p* pozwalają wnioskować co następuje [54]:

a) obserwowany rozkład nieskompensowanych akceptorów w warstwie *p* jest w pierwszym rzędzie wynikiem niejednorodnego rozkładu cynku, tzn. wynikiem zmniejszania się koncentracji cynku wzdłuż kierunku wzrostu warstwy epitaksjalnej, zgodnego z temperaturową zależnością rozpuszczalności cynku w GaP (odwrotną niż wspomniana wyżej zależność temperaturowa rozpuszczalności telluru w GaP). Niejednorodny rozkład pozostałych domieszek w tej warstwie ma znaczenie mniejsze,

b) rozkład atomów tlenu (donorów) jest względnie jednorodny wzdłuż kierunku wzrostu warstwy *p*,

c) rozkład w warstwach epitaksjalnych domieszek wprowadzonych celowo i w sposób niezamierzony jest niezależny od koncentracji domieszek w materiale podłoża, na którym wznoszą się warstwy epitaksjalne,

d) stosowanie kontrolowanego wzrostu epitaksjalnego w węższym zakresie temperatur może wydatnie zmniejszyć gradient koncentracji cynku, a tym samym gradient koncentracji nieskompensowanych akceptorów w warstwie *p*,

e) szybkość chłodzenia roztworu w zakresie od 0,5°C/min do 10°C/min nie wpływa na koncentrację cynku w warstwie *p*,

f) zmniejszenie szybkości chłodzenia aż do 0,5°C/min z jednej strony zmniejsza zawartość niepożądanych domieszek w warstwie *p*, co jest równoznaczne ze zmniejszeniem zawartości centrów rekombinacji niepromienistej w GaP-*p*, z drugiej strony jednak zmniejsza też koncentrację tlenu, co pociąga ze sobą redukcję koncentracji par Zn-O, to znaczy zmniejsza liczbę centrów rekombinacji promienistej w warstwie GaP-*p*.

Wysoką wydajność zewnętrzną DEL o takim rozkładzie domieszek w diodzie (rys. 7) przypisali autorzy pracy [8] następującym czynnikom: a) bardziej sprawnemu wstrzykiwaniu elektronów do obszaru *p* złącza *p-n*, b) zwiększonej zawartości tlenu w warstwie GaP-*p*, co powoduje wzrost koncentracji kompleksów Zn-O w tej warstwie, c) mniejszej koncentracji swobodnych dziur w warstwie *p*, co zmniejsza rekombinację niepromienistą w DEL.

Stwierdzono też [56], że bardzo istotny wpływ na zewnętrzną wydajność kwantową epitaksjalnych DEL świecących czerwono wywiera grubość warstwy

GaP-*p*. Zmniejszenie grubości warstwy *p* z wartości 136  $\mu$  do wartości około 60  $\mu$  spowodowało wzrost wydajności kwantowej o 100% (od 0,5% do 1%).

Prace teoretyczne i doświadczalne dotyczące kinetyki rekombinacji promienistej w GaP, wykonane na początku 1970 roku [50], [51], [57], [58], [59], [60], doprowadziły do wniosku, że rekombinacja ta zachodzi według modelu trójgałęziowego. Model ten zakłada po pierwsze, rekombinację poprzez kompleksy atomowe Zn-O utworzone przez atomy Zn i O, które w sieci krystalicznej GaP są najbliższymi sąsiadami, po drugie, rekombinację poprzez izolowane donory tlenowe i po trzecie, rekombinację po drodze bocznikującej, nie dającej wkładu do emisji światła czerwonego.

W modelu tym istotną rolę odgrywają efekty pobudzenia termicznego elektronów wychwyconych przez kompleksy Zn-O oraz efekty ekranowania plazmowego przez swobodne dziury, ekscytonów związanych z tymi kompleksami.

Stwierdzono, że wymienione efekty łącznie z niepromienistą rekombinacją Augera ekscytonów i rekombinacją niepromienistą wychwyconych przez kompleksy Zn-O elektronów stanowią główne ograniczenie wzrostu wydajności kwantowej czerwonej luminescencji GaP. Wynioskowano też, że wydajność kwantową luminescencji czerwonej można zwiększyć poprzez jednoczesne zwiększenie czasu życia nośników mniejszościowych w GaP-*p* oraz zmniejszenie, poprzez kompensację, koncentracji swobodnych dziur, a zatem procesów rekombinacji Augera w GaP tego typu.

#### Literatura

- [1] M. R. Lorenz, *Trans. Metall. Soc. AIME* (USA), **245**, 539 (1969).
- [2] B. Mroziewicz, *Lasery półprzewodnikowe*, WNT, Warszawa 1967.
- [3] M. H. Pilkuhn, *Phys. Status Solidi*, **25**, 9 (1968).
- [4] C. H. Gooch, *Gallium Arsenide Lasers*, J. Wiley, London 1969.
- [5] W. Rosenzweig, R. A. Logan, W. Wiegmann, *Solid-State Electronics* (GB), **14**, 655 (1971).
- [6] H. C. Casey Jr, F. A. Trumbore, *Mater. Sci. Eng.*, (USA), **6**, 69 (1970).
- [7] M. A. Herman, *Postępy Fizyki*, **21**, 685 (1970).
- [8] R. H. Saul, J. Armstrong, W. H. Hackett Jr, *Appl. Phys. Letters*, **15**, 229 (1969).
- [9] B. Mroziewicz, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Techn.*, **16**, 6, 75 (1968).
- [10] A. G. Fischer, C. J. Nuese, *J. Electrochem. Soc.* (USA), **116**, 1718 (1969).
- [11] B. Darek, M. A. Herman, L. Ilka, B. Pastuszka, *Elektronika* (Poland), **9**, 169 (1970).
- [12] M. H. Pilkuhn, L. M. Foster, *IBM J. Res. Developm.* (USA), **10**, 122 (1966).
- [13] J. W. Allen, M. E. Moncaster, J. Starkiewicz, *Solid-State Electronics* (GB), **6**, 95 (1963).
- [14] J. Starkiewicz, J. W. Allen, *J. Phys. Chem. Solids* (GB), **23**, 881 (1962).
- [15] M. C. Rowland, R. C. Bottomley, *Brit. Commun. Electronics* (GB), **12**, 90 (1965).
- [16] A. M. Zykov, B. E. Samorukov, *Fiz. Tverdogo Tela* (USSR), **11**, 3357 (1969).
- [17] A. M. Zykov, I. W. Saenko, B. E. Samorukov, *Fiz. Techn. Poluprowodnikov* (USSR), **4**, 2375 (1970).

- [18] M. Gershenzon, R. A. Logan, D. F. Nelson, *Phys. Rev.*, **149**, 580 (1966).
- [19] J. F. Miller, *Compound Semiconductors I, Preparation of III—V Compounds*, Reinhold, 1962.
- [20] M. Toyama, A. Kasami, M. Naito, K. Maeda, *Trans. Metall. Soc. AIME (USA)*, **245**, 551 (1969).
- [21] M. Toyama, K. Maeda, T. Sekiwa, *Japan J. Appl. Phys.*, **9**, 468 (1970).
- [22] C. H. Gooch, *J. Phys. D (Appl. Phys.)*, **2**, 1180 (1969).
- [23] S. F. Nygren, G. L. Pearson, *J. Electrochem. Soc. (USA)*, **116**, 648 (1969).
- [24] R. C. Taylor, J. F. Woods, M. R. Lorenz, *J. Appl. Phys.*, **39**, 5404 (1968).
- [25] M. R. Lorenz, M. Pilkuhn, *J. Appl. Phys.*, **37**, 4094 (1966).
- [26] R. A. Logan, H. G. White, F. A. Trumbore, *Appl. Phys. Letters*, **10**, 206 (1967).
- [27] A. Onton, M. R. Lorenz, *Appl. Phys. Letters*, **12**, 115 (1968).
- [28] A. Kasami, M. Naito, M. Toyama, K. Maeda, *Japan J. Appl. Phys.*, **8**, 1469 (1969).
- [29] J. A. W. van der Does de Bye, R. C. Peters, *Philips Res. Rep. (Netherlands)* **24**, 210 (1969).
- [30] I. Ladany, S. H. McFarlane III, S. J. Bass, *J. Appl. Phys.*, **40**, 4984 (1969).
- [31] S. J. Bass, P. E. Oliver, *J. Crystal Growth*, **3—4**, 286 (1968).
- [32] F. A. Trumbore, M. Kowalchik, H. G. White, *J. Appl. Phys.*, **38**, 1987 (1967).
- [33] K. K. Shih, M. R. Lorenz, L. M. Foster, *J. Appl. Phys.*, **39**, 2747 (1968).
- [34] I. Ladany, *J. Electrochem. Soc. (USA)*, **116**, 993 (1969).
- [35] W. H. Hackett Jr, R. H. Saul, H. W. Verleur, S. J. Bass, *Appl. Phys. Letters*, **16**, 477 (1970).
- [36] K. Maeda, A. Kasami, M. Toyama, N. Wakamatsu, *Japan J. Appl. Phys.*, **8**, 65 (1969).
- [37] K. K. Shih, J. M. Woodall, S. E. Blum, L. M. Foster, *J. Appl. Phys.*, **39**, 2962 (1968).
- [38] R. A. Logan, H. G. White, W. Wiegmann, *Solid-State Electronics (GB)*, **14**, 55 (1971).
- [39] E. G. Dierschke, G. L. Pearson, *J. Appl. Phys.*, **41**, 321, (1970).
- [40] F. E. Harper, B. W. Hakki, *J. Appl. Phys.*, **40**, 672 (1969).
- [41] T. Miyauchi, H. Sonomura, N. Yamamoto, *Japan J. Appl. Phys.*, **8**, 711 (1969).
- [42] A. S. Epstein, *Trans. Metall. Soc. AIME (USA)*, **239**, 370 (1967).
- [43] A. S. Epstein, *Solid-State Electronics (GB)*, **12**, 485 (1969).
- [44] M. A. Herman, *Prace ITE Warszawa*, nr 19 (1971).
- [45] E. G. Dierschke, G. L. Pearson, *J. Appl. Phys.*, **41**, 329 (1970).
- [46] R. A. Logan, H. G. White, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Letters*, **13**, 139 (1968).
- [47] K. K. Shih, G. D. Pettit, *J. Appl. Phys.*, **39**, 5025 (1968).
- [48] W. H. Hackett Jr, W. Rosenzweig, J. S. Jayson, *Proc. IEEE*, **57**, 2072 (1969).
- [49] A. R. Peaker, S. J. Fisk, A. Mottram, *Electronics Letters*, **5**, 186 (1969).
- [50] W. H. Hackett Jr, R. N. Bhargava, *J. Appl. Phys.*, **41**, 3306 (1970).
- [51] J. S. Jayson, R. N. Bhargava, R. W. Dixon, *J. Appl. Phys.*, **41**, 4972 (1970).
- [52] A. R. Peaker, *Solid-State Electronics (GB)*, **13**, 1407 (1970).
- [53] R. H. Saul, W. H. Hackett Jr, *J. Appl. Phys.*, **41**, 3554 (1970).
- [54] R. H. Saul, W. H. Hackett Jr, *J. Electrochem. Soc. (USA)*, **117**, 921 (1970).
- [55] T. E. McGahan, W. H. Hackett Jr, *Rev. Sci. Instrum. (USA)*, **41**, 1182 (1970).
- [56] K. Maeda, M. Naito, A. Kasami, *Japan J. Appl. Phys.*, **8**, 817 (1969).
- [57] K. P. Sinha, M. DiDomenico Jr, *Phys. Rev. B*, **1**, 2623 (1970).
- [58] J. M. Dishman, M. DiDomenico Jr, *Phys. Rev. B*, **1**, 3381 (1970).
- [59] J. M. Dishman, M. DiDomenico Jr, R. Caruso, *Phys. Rev. B*, **2**, 1988 (1970).
- [60] J. S. Jayson, *J. Appl. Phys.*, **41**, 3854 (1970).
- [61] A. Kasami, M. Naito, M. Toyama, K. Maeda, *Japan J. Appl. Phys.*, **8**, (1969).



Roman Mierzecki

Instytut Podstawowych Problemów Chemii  
Uniwersytet Warszawski

## $C_p/C_v$ dla gazów wieloatomowych. (O częstym błędzie podręcznikowym)

### $C_p/C_v$ for Multiatomic Gases (About a Frequent Error in Academic Textbooks)

**Abstract:** A frequent error of ascribing incorrect numbers of degrees of freedom to multiatomic molecules is pointed out.

Wiele rozdziałów podręczników to kompilacje podręczników wydawanych wcześniej. Stąd niejednokrotnie w wielu z nich można znaleźć to samo ujęcie poszczególnych zagadnień. Pokutuje ono przez wiele dziesiątków lat, choć dokonany w tym okresie rozwój nauki pozwala pogłębić, a nieraz i poprawić uczynione dawniej założenia. Do takich zagadnień należy obliczanie ciepła molowego gazów w stałej objętości  $C_v$  oraz stosunku  $\kappa = C_p/C_v$ . W rozważaniu tego zagadnienia przeważa do dziś częściowo już przestarzałe podejście Clausiusa oraz Maxwella, wybitnych twórców termodynamiki.

Podstawą rozważań są translacyjne i rotacyjne stopnie swobody związane z ruchem cząstek gazu doskonałego, przy czym cząstki te traktowane są jako układy złożone z jednego, dwu lub trzech punktów materialnych. Każda z tych cząstek ma trzy translacyjne stopnie swobody. Układ dwupunktowy ma ponadto dwa, zaś trzypunktowy trzy rotacyjne stopnie swobody. Każdemu stopniowi swobody przypisuje się udział w cieple molowym  $C_v$  w wielkości  $\frac{1}{2}R$  stąd dla gazu o cząstkach jednopunktowych  $C_v = \frac{3}{2}R$ , o cząstkach dwupunktowych —  $C_v = \frac{5}{2}R$ , zaś wielopunktowych  $C_v = \frac{6}{2}R = 3R$ .

To ujęcie wraz z zależnością  $C_p - C_v = R$  jest podstawą teoretycznych obliczeń wartości  $\kappa$  dla różnych gazów. Wśród gazów trójatomowych wymieniany jest  $\text{CO}_2$ , a doświadczalna wartość  $\kappa = 1,304$ , bliska wartości teoretycznej dla sześciu stopni swobody = 1,33 uważana jest za potwierdzenie słuszności wyżej przedstawionego podejścia [1, 2, 3].

Czy jednak rzeczywiście molekula  $\text{CO}_2$  ma trzy rotacyjne stopnie swobody? Za czasów Clausiusa i Maxwella jeszcze nie w pełni zdawano sobie sprawę z istnienia molekuł i dopiero zaczęto rozważać ich wewnętrzną strukturę przestrzenną. Dziś wiemy, jak rozmieszczone są atomy nawet w dość złożonych molekułach. Dla liczby rotacyjnych stopni swobody decydujące znaczenie ma nie liczba atomów, lecz ich układ przestrzenny. Z tego punktu widzenia rozróżniać należy molekuly punktowe, liniowe i nieliniowe. Wszystkie molekuly liniowe mają dwa rotacyjne stopnie swobody bez względu na liczbę atomów. Do tej grupy należą wszystkie molekuly dwuatomowe, a ponadto takie molekuly, jak  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CS}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ . Trzy rotacyjne stopnie swobody związane są z molekułami nieliniowymi. Każdemu rotacyjnemu stopniowi swobody przypisać można wkład  $\frac{1}{2}R$  do wartości  $C_v$ , co jest zgodne również z wynikiem obliczeń kwantowo-mechanicznych [4].

Fakt, że doświadczalna wartość  $\kappa$  dla  $\text{CO}_2$  wydaje się potwierdzać błędne rozważanie tej molekuly jako molekuly nieliniowej, wynika z przypadkowej zbieżności wyniku prawidłowego

i obliczonego w sposób niewłaściwy. W obliczeniach  $C_v$  molekuł liniowych i nieliniowych należy mianowicie brać pod uwagę również oscylacyjne stopnie swobody. Dla każdego z nich wartość energii cieplnej wynosi  $RT \frac{x}{e^x - 1}$ , gdzie  $x = h\nu/kT$ . Stąd wkład każdego oscylacyjnego stopnia swobody do  $C_v$  jest równy  $\frac{Rx^2 e^x}{(e^x - 1)^2}$  [5, 6, 7]. Obliczając na podstawie tych wzorów wkład oscylacyjnych stopni swobody do  $C_v$  dla  $\text{CO}_2$  uwzględniamy częstotliwości  $\nu = 668, 1350$  i  $2350 \text{ cm}^{-1}$ , przy czym wartość otrzymaną z  $\nu = 668 \text{ cm}^{-1}$  mnożymy przez 2, ponieważ drganie odpowiadające tej częstotliwości jest podwójnie zdegenerowane. Wynik obliczeń daje wartość  $0,89R$  dla wszystkich oscylacyjnych stopni swobody, zaś  $C_v$  niewiele różni się od  $3R$  (wartość teoretyczna  $3,39R$ , doświadczalna  $3,33R$ ) [8].

Warto przy tym zaznaczyć, że gdy  $h\nu$  jest bardzo małe i  $x \ll 1$ , wkład jednego oscylacyjnego stopnia swobody jest dwa razy większy niż wkład translacyjnego czy rotacyjnego stopnia swobody. Wynik ten otrzymamy, gdy rozwiniemy  $e^x$  w szereg  $e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots$  i przyjmujemy  $e^x \approx 1 + x$ . Wtedy

$$\frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2} \approx \frac{x^2(1+x)}{x^2} \approx 1.$$

Przedstawione powyżej rozumowanie znane jest wielu wykładowcom fizyki. Mimo to w niektórych wydanych ostatnio w Polsce akademickich podręcznikach fizyki powtarza się, jak widzieliśmy, błędne przypisywanie molekuł  $\text{CO}_2$  sześciu stopni swobody. Są też podręczniki, które uniknęły tego błędu, ponieważ omawiają jedynie zachowanie się molekuł jedno- i dwuatomowych, ale i w nich nacisk położony jest na liczbę atomów w molekułach, nie zaś na jej liniowość [9, 10].

#### Literatura

- [1] S. Pieńkowski, *Fizyka doświadczalna*, t. I, PWN 1952, str. 331.
- [2] D. Jaworski, A. Dietłaf, L. Miłkowski, G. Siergiejew, *Kurs fizyki*, t. I, PWN 1971, str. 260.
- [3] J. Massalski, M. Massalska, *Fizyka klasyczna dla inżynierów*, WNT 1971, str. 303.
- [4] G. Herzberg, *Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules*, D. v. Nostrand, N. Y. 1945, str. 513.
- [5] G. Herzberg, *loc. cit.* str. 515.
- [6] *Feynmana wykłady z fizyki*, t. I, cz. II, PWN 1969, str. 241.
- [7] G. M. Barrow, *Chemia fizyczna*, PWN 1971, str. 127, 129.
- [8] E. Slovinsky, wiadomość prywatna (1969).
- [9] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, t. II, PWN 1971, str. 217.
- [10] *Feynmana wykłady z fizyki*, t. I, cz. II, PWN 1969, str. 227.

Jerzy Krasieński

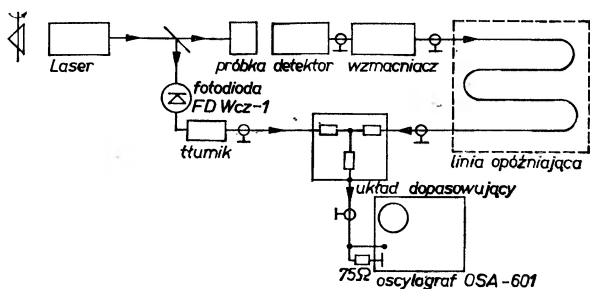
Katedra Optyki  
Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Warszawa

## Możliwość jednoczesnej obserwacji dwu różnych nanosekundowych impulsów przy pomocy jednostrumieniowego oscyloskopu

### Possibility of Simultaneous Observation of Two Independent Nanosecond Pulses Using One Beam Oscilloscope

*Abstract:* Simultaneous observation of two different and independent nanosecond range pulses with one beam oscilloscope has been considered. The method consisted in shifting of one of both signals by means of delay line.

Do badania przebiegów czasowych wielu zjawisk wywołanych promieniowaniem lasera z gigantycznym impulsem niezbędny jest dwustrumieniowy oscylograf o małym czasie narastania rzędu kilku nanosekund. Na jednym jego kanale obserwujemy wówczas przebieg impulsu laserowego, a na drugim przebieg zjawiska wywołanego tym impulsem. Jest to w zasadzie jedyna metoda wyznaczenia zależności badanego efektu od natężenia promieniowania laserowego, ponieważ impulsy laserowe są zazwyczaj mało powtarzalne. Brak szybkiego dwustru-



Rys. 1. Schemat układu

miennego oscylografu na rynku krajowym stwarza duże kłopoty w przeprowadzeniu takich badań. Można oczywiście prowadzić badania na dwu oscylografach jednocześnie, co poza kłopotami w obsłudze wymaga zastosowania dwu specjalnych kamer nadających się do fotografowania tak krótkich przebiegów (*Polaroid Land Camera*) a jak wiadomo, zdobycie takiej kamery też nie jest łatwe.

W swojej pracy zaproponowałem i wypróbowałem metodę, która polega na oglądaniu dwu interesujących nas przebiegów kolejno, jeden za drugim, dzięki opóźnieniu jednego z nich przy pomocy linii opóźniającej. Badania dotyczyły paramagnetyzmu stanu trypletowego w naftalenie wywołanego promieniowaniem lasera rubinowego z gigantycznym impulsem.

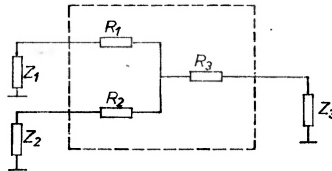
Układ doświadczalny przedstawiony jest na rys. 1.

Część wiązki laserowej trafiając na fotodiode  $F$  powoduje powstanie impulsu, który poprzez tłumik i układ dopasowujący podawany jest na wejście  $Y$  oscylografu. Impuls ten powoduje start podstawy czasu i jest zarejestrowany na ekranie oscylografu, dając nam informacje o mocy impulsu laserowego. Wiązka laserowa trafia w próbkę i wywołuje tam powstanie badanego zjawiska, które jest zarejestrowane przez odpowiedni detektor i poprzez linię opóźniającą trafia na wejście oscylografu już po zarejestrowaniu impulsu laserowego. Taka kolejność obserwacji jest najbardziej celowa, gdyż impuls laserowy trwa zazwyczaj krócej niż zjawiska przez niego wywołane, możemy więc dzięki temu stosować linię opóźniającą o mniejszej długości, a więc mniej zniekształcającą badany sygnał.

Impuls z fotodiody i impuls odpowiadający badanemu efektowi mają na ogół różne amplitudy, niezbędne więc było zastosowanie dodatkowego tłumienia silniejszego impulsu, tak by obydwa miały porównywalną wysokość na ekranie. Tłumienie to zrealizowano za pomocą wymiennych, szerokopasmowych dzielników napięcia typu  $\pi$  o opornościach równych opornościom falowym użytym kabli koncentrycznych.

Główna trudność wynikająca ze stosowania takiego układu polega na pojawianiu się fałszywych impulsów pochodzących od odbić na końcach linii w wypadku złego dopasowania oporności. Układ dopasowujący wykonano w postaci oporowej gwiazdy, ze względu na prostotę wykonania i szerokopasmowość. Wadą tego układu jest tłumienie obydwu badanych przebiegów.

Schemat układu przedstawiono na rys. 2.



Rys. 2 Układ dopasowujący

Dla pracy bez odbić układ musi być tak zaprojektowany, by oporność widziana od strony każdego z trzech doprowadzonych do niego kabli była równa oporności falowej tego kabla.

A więc

$$z_1 = r_1 + \frac{(z_2 + r_2)(z_3 + r_3)}{z_2 + z_3 + r_2 + r_3} \quad (1)$$

$$z_2 = r_2 + \frac{(z_1 + r_1)(z_3 + r_3)}{z_1 + z_3 + r_1 + r_3} \quad (2)$$

$$z_3 = r_3 + \frac{(z_1 + r_1)(z_2 + r_2)}{z_1 + z_2 + r_1 + r_2} \quad (3)$$

gdzie

$z_1, z_2, z_3$  — oporności falowe kabli,

$r_1, r_2, r_3$  — oporności gwiazdy układu dopasowującego.

W układzie tym jako przewodów łączących i linii opóźniającej użyto najłatwiej dostępnego kabla koncentrycznego o oporności falowej  $75 \Omega$ . Każdy metr takiego kabla odpowiada opóźnieniu o około 5 ns. Użycie linii opóźniającej o stałych skupionych nie wchodzi w tym wypadku w rachubę ze względu na niskie częstotliwości graniczne takich linii i związane z tym znaczne odkształcenia sygnału, jak też ze względu na kłopotliwe strojenie. Ponieważ, jak napisano wyżej,  $z_1 = z_2 = z_3 = 75 \Omega$ , z równań (1), (2), (3) wynika natychmiast

$$r_1 = r_2 = r_3 = \frac{75}{3} = 25 \Omega.$$

Po wykonaniu układu okazało się, że istnieją ślady odbić wywołane najprawdopodobniej indukcyjnościami oporników w układzie dopasowującym. Odbicia te znikły niemal zupełnie po zastosowaniu oporów  $75 \Omega$  zamykających początki wszystkich linii.

Jak już powiedziano, układ dopasowujący powoduje tłumienie obydwu badanych przebiegów. Ze schematu na rys. 2 przy wartościach  $r_1 = r_2 = r_3 = 25 \Omega$  oraz  $z_1 = z_2 = z_3 = 75 \Omega$  łatwo policzyć, że tłumienie dla każdego z wejść wynosi  $1/2$ , nie utrudnia więc ono pomiarów w sposób znaczący.

Należy jeszcze zastanowić się nad możliwością powstania zniekształceń badanych sygnałów przez użyte linie opóźniające.

W literaturze [1] znajdujemy, że dla kabla koncentrycznego o długości 20 m (opóźnienie 100 ns) po przyłożeniu na wejście idealnego impulsu prostokątnego otrzymujemy na wyjściu impuls o czasie narastania czoła

od 0 do 0,5 amplitudy — 0,2 ns

od 0,1 do 0,9 amplitudy — 6,0 ns

dla kabla o długości 40 m (opóźnienie 200 ns) odpowiednie wartości wynoszą

od 0 do 0,5 amplitudy — 0,8 ns

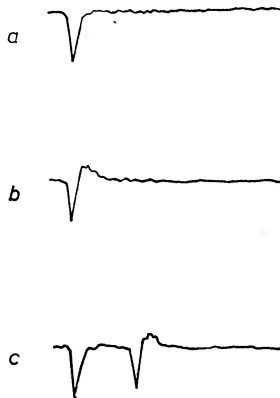
od 0,1 do 0,9 amplitudy — 24 ns

Oscylograf OSA 601 ma czas narastania czoła od 0,1 do 0,9 amplitudy impulsu równy 7 ns. W wypadku zastosowania kabla opóźniającego o długości 20 m (opóźnienie 100 nsek) całkowity czas narastania wyniesie

$$t = \sqrt{t_1^2 + t_2^2} = \sqrt{6^2 + 7^2} \approx 9 \text{ ns},$$

nie zmieni więc to w zasadniczy sposób własności toru detekcyjnego.

W wypadku dłuższych linii opóźniających czas narastania całego układu ulega oczywiście pogorszeniu, gdyż czas narastania linii opóźniającej rośnie z kwadratem jej długości. Impulsy laserowe mają długość połówkową około 20—30 ns, więc linia opóźniająca o długości 20—30 m jest najzupełniej wystarczająca.



Rys. 3. a) impuls laserowy, b) badany efekt, c) oba impulsy razem; skala czasu — około 100 ns/cm

Na rys. 3 widzimy kolejno: impuls laserowy, badany efekt, oba impulsy razem.

Zdjęcie wykonano na ekranie oscylografu OSA 601 przy pomocy kamery Polaroid na filmie Polaroid typ 410 o czułości około 40 DIN.

#### Literatura

[1] Ł. A. Morugin, *Nanosekundnaja impulsnaja technika*, Sov. Radio, Moskwa 1964.

### Konferencja Optyki Stosowanej

W dniach 20—25. IX. 1971 odbyła się w Bierutowicach I Ogólnopolska Konferencja Optyki Stosowanej, zorganizowana przez Instytut Fizyki Technicznej Politechniki Wrocławskiej. W Konferencji brało udział 128 uczestników reprezentujących zarówno placówki naukowo-badawcze, jak i przemysł optyczny, oraz prof. dr B. Havelka i dr B. Nabelek z Czechosłowacji. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. dr hab. Miron Gaj, zastępcą doc. dr hab. Cecylia Wesołowska, a sekretarzem naukowym dr Ireneusz Wilk.

Wygłoszono 80 komunikatów z prac własnych, w tym 31 z przemysłu, oraz następujące referaty plenarne:

1) B. Karczewski (Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej), *Zagadnienia koherencji w źródle promieniowania*, 2) Z. Puze-wicz (Wojskowa Akademia Techniczna), *Rozwój techniki laserowej ze szczególnym uwzględnieniem zastosowań optycznych*, 3) Z. Bodnar (Instytut Fizyki Technicznej Politechniki Wrocł.), *Niektóre zastosowania optoelektroniki*, 4) I. Wilk (Instytut Fizyki Technicznej Politechniki Wrocł.), *Niektóre problemy oceny jakości odwzorowania optycznego*, 5) M. Pluta (Centralne Laboratorium Optyki), *Stan obecny i kierunki rozwoju mikroskopii optycznej*, 6) C. Wesołowska (Instytut Fizyki Technicznej Politechniki Wrocł.), *Warstwy dielektryczne na podłożach absorbujących i materiałach laserowych*, 7) H. Chęcińska (Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej), *Pewne nowe drogi rozwoju optyki stosowanej w niektórych krajach zachodnich i w Polsce*.

Obrady odbywały się w dwóch równoległych sekcjach z następujących dyscyplin naukowych:

#### Sekcja A

II. Technologia optyczna i materiałoznawstwo

- IV. Instrumenty i pomiary optyczne
- V. Kryteria i metody oceny jakości układów optycznych
- VI. Mikroskopia optyczna

#### Sekcja B

- I. Optyka koherentna
- III. Teoria odwzorowania
- VII. Różne
- VIII. Optyka cienkich warstw

W ramach Konferencji zorganizowano dyskusję nad powołaniem Polskiego Towarzystwa Optycznego. Przeważająca większość uczestników uznała powołanie Towarzystwa za pożyteczne, wybierając na przewodniczącego Komitetu Przygotowawczego prof. dr Mirona Gaję, upoważniając go równocześnie do dalszego działania w tym kierunku.

Omówienie Konferencji będzie zamieszczone w jednym z następujących numerów *Postępów Fizyki*.

M. Gaj

### IV Ogólnopolskie Seminarium na temat Magnetycznego Rezonansu Jądrowego i Jego Zastosowań

W dniach 1 i 2 grudnia 1971 r. w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie spotkali się zainteresowani metodą magnetycznego rezonansu jądrowego. Zarówno termin, jak i tematyka stały się już dobrą tradycją. Organizatorem i gospodarzem Seminarium była Pracownia Magnetycznego Rezonansu Jądrowego Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Uczestniczyło w nim 80 przedstawicieli z 33 ośrodków w kraju, zajmujących się zarówno badaniami podstawowymi, jak i zastosowaniami metody magnetycznego rezonansu jądrowego. Na obradach zbierali się przedstawiciele wielu specjalności: fizyce, chemicy, biofizycy, biochemicy i dyskusje nabierały często charakteru międzydyscypl-

narnego. Przedstawiono następujące referaty przeglądowe i z prac własnych:

1) J. Stankowski (Zakład Radiospektroskopii Instytutu Fizyki PAN w Poznaniu), *Rotacja wewnątrzmolekularna*, 2) S. Hoffmann (Zakład Radiospektroskopii Instytutu Fizyki PAN w Poznaniu), *Badanie jądrowego rezonansu kwadrupolowego w  $\text{SnCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$* , 3) B. Kuleczka (Instytut Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu), *Szerokość linii JRP a wzór Gutowskiego-Pake'a*, 4) K. Hołderna (Instytut Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu), *Badanie ruchów molekularnych w wodzianie chloralu metodą rezonansu jądrowego*, 5) K. J. Bieńkiewicz (Instytut Przemysłu Skórzanego w Łodzi), *Analiza widma MRJ kolagenu. Wpływ temperatury, wilgotności i modyfikacji chemicznych*, 6) A. Jasiński (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie), *Badania MRJ w  $\text{P}_4\text{S}_3$* , 7) St. Czyszkowski (Physikalisches Institut der KMU, Lipsk, NRD), *Odbiornik do spektrometru impulsowego MRJ*, 8) W. Zbieranowski (Zakład Magnetyków Instytutu Fizyki PAN w Warszawie), *Zastosowanie magnetometru jądrowego jako wzorca w układach chalotronowych*, 9) J. S. Blicharski (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie), *Magnetyczna relaksacja jądrowa w wirującym układzie współrzędnych*. 10) W. Suchański (Instytut Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu), *Magnetyczna relaksacja jądrowa w nitroalkanach*. 11) W. Suchański (Instytut Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu), *Wpływ rotacji wewnętrznej na magnetyczną relaksację jądrową nitrometanu i dwunitropropanu*. 12) N. Piślewski, W. Buksiński, W. Leszczyński, M. Latanowicz (Zakład Radiospektroskopii Instytutu Fizyki PAN w Poznaniu), *Badanie kauczuku metodą relaksacji jądrowej*. 13) R. Grosescu, N. Piślewski (Zakład Radiospektroskopii Instytutu Fizyki PAN w Poznaniu), *Badanie relaksacji jądrowej w monokryształe fluoroberylanu trójglicyny*. 14) A. Gutsze (Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach), *Pomiary MRJ wody zaadsorbowanej na NaX-zeolitach*. 15) J. S. Blicharski, W. Nosel (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Wyższa Szkoła Pedagogiczna w Opolu), *Efekt interferencji oddziaływań w magnetycznej relaksacji jądrowej w ciekłym  $\text{BF}_3$  i białym fosforze*. 16) A. Jasiński (Instytut Fizyki

Jądrowej w Krakowie), *Wysoka zdolność rozdzielcza w ciałach stałych*. 17) K. Jackowski, Z. Kęcki (Instytut Podstawowych Problemów Chemii Uniwersytetu Warszawskiego), *Przesłanki teoretyczne wykorzystania przesunięć kontaktowych MRJ w strukturalnych badaniach związków kompleksowych*. 18) M. Kryszewski, B. Wandelt (Instytut Polimerów Politechniki Łódzkiej), *Ocena rozkładu sekwencji merów w kopolimerach chlorku winylu z chlorkiem winylidenu z zastosowaniem badań widm JEM*. 19) M. Remin (Katedra Biofizyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego), *Badania konformacji nukleozydów przy pomocy wysokiej zdolności rozdzielczej MRJ*. 20) L. Skulski, W. Waclawek (Wojskowa Akademia Techniczna), *Badanie struktury i tautometrii p-aminozobenzenu, p-hydroksyazobenzenu i ich pochodnych metyloowych metodą widm protonowego rezonansu jądrowego*. 21) B. Błaszkie-wicz (Instytut Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu), *Badanie kompleksów chloroformu czterochloroetanu metodą przesunięć chemicznych*. 22) D. Ciecierska-Stokłosa, K. Gorczyńska, M. Skarżyński, H. Wałędzia (Instytut Chemii Przemysłowej, Warszawa), *Przykłady zastosowań magnetycznego rezonansu protonowego w analizie ilościowej mieszanin wieloskładnikowych*. 23) E. Kluk, H. Kluk (Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach), *Badanie za pomocą MRJ procesów asocjacji w roztworach alkoholi alifatycznych*.

Referaty te podobnie jak w roku ubiegłym zostaną opublikowane w specjalnym wydaniu Raportów IFJ.

Ciągle rosnący wachlarz zagadnień jak i pozyskiwanie coraz to większej liczby zainteresowanych wróży tej imprezie dalszy rozwój.

#### Letnia Szkoła Fizyków Uniwersytetu Śląskiego

W dniach od 19 do 28 września 1971 r. odbyła się w schronisku PTTK w Dolinie Roztoki Letnia Szkoła Fizyków zorganizowana przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego. W Szkole uczestniczyło 40 pracowników Instytutu Fizyki. Zajęcia seminaryjne prowadzono w trzech sekcjach:

1. sekcji fizyki ciała stałego i fizyki molekularnej, kierowanej przez doc. dr hab. An-

drzeja Pawlikowskiego i doc. dr Edwarda Kluka,

2. sekcji fizyki ferroelektryków pod kierunkiem doc. dr hab. Jana Hańderka,

3. sekcji metali i stopów prowadzonej przez doc. dr hab. Jerzego Moronia.

Oprócz zajęć w sekcjach odbyły się również cztery spotkania plenarne, na których ogłoszono i przedyskutowano następujące zagadnienia:

1) doc. dr hab. August Chelkowski, *Nowy program studium fizyki uniwersyteckiej*, 2) doc. dr hab. Jan Hańderka, *Kurs fizyki ogólnej w nowej siatce godzin studiów fizyki i uwagi na temat szczegółowych programów wykładu*, 3) doc. dr hab. Jerzy Moroń, *Projekt planu studiów fizyki stosowanej z zakresu fizyki metali i stopów*, 4) mgr inż. Lech Tomawski, *Organizacja i tematyka ćwiczeń laboratorium elektroniki*.

J. Ilczuk

#### Szkoła EPR w Poznaniu

W dniach od 22 do 27 listopada 1971 roku w Zakładzie Radiospektroskopii i Środowiskowym Laboratorium Badań Radiospektroskopowych IF PAN w Poznaniu odbyła się I Szkoła Elektronowego Rezonansu Paramagnetycznego zorganizowana na zlecenie Komisji Spektroskopowej PAN.

Celem Szkoły było zapoznanie uczestników z metodyką badań EPR, interpretacją widm EPR i nowymi metodami badań radiospektroskopowych wykorzystującymi zjawisko EPR.

Zajęcia składały się z dwóch części: W — wykładowej i ćwiczeniowej dla wszystkich uczestników, P — praktycznych ćwiczeń z badań EPR.

W części „W” programu Szkoły brali udział wszyscy uczestnicy, natomiast w części „P” tylko osoby (około 25) mające dostęp do spektrometru EPR w swojej placówce.

J. Stankowski

#### Drobiny organiczne we Wszechświecie

Intensywne poszukiwania złożonych związków organicznych we Wszechświecie, zapoczątkowane w roku 1969 odkryciem przez radioastronomów z uniwersytetów

w Chicago i Maryland drobiny formaldehydu, doprowadziły w ciągu ostatnich trzech lat do serii nieoczekiwanych odkryć, których implikacje sięgają daleko poza problemy astrofizyki. Jakkolwiek proste drobiny, takie jak: CH, CH<sup>+</sup>, CN, zostały zidentyfikowane w ośrodku międzygwiazdowym już w latach trzydziestych, panowało powszechne przekonanie, że intensywne promieniowanie nadfioletowe i korpuskularne w przestrzeni międzygwiazdowej oraz ogromne rozrzedzenie ośrodka międzygwiazdowego z góry wykluczają możliwość występowania w nim złożonych związków chemicznych. Z tych względów pierwsze systematyczne poszukiwania bardziej złożonych drobin zostały podjęte dopiero w roku 1968 przez dwie grupy badawcze z uniwersytetu w Berkeley i Narodowego Obserwatorium Radioastronomicznego (NRAO) w Green Bank. Wielką rewelacją było odkrycie przez grupę Berkeley, kierowaną przez znanego fizyka C. H. Townesa, szeregu linii emisyjnych drobin amoniaku i wody ( $\lambda \approx 1,3$  cm). Okazało się jednocześnie, że odkryte linie wody są najsilniejsze z dotychczas obserwowanych w zakresie radiowym. Poza tym stwierdzono, że są one niezwykle wąskie i zmienne w okresie kilku tygodni. Linie te powstają dzięki efektowi maserowemu w gęstych obłokach materii międzygwiazdowej, znajdujących się w stanie kontrakcji grawitacyjnej, podobnie jak znane od roku 1965 linie emisyjne drobin OH.

Dalsze intensywne poszukiwania doprowadziły w krótkim czasie do zidentyfikowania drobin formaldehydu <sup>12</sup>CH<sub>2</sub><sup>18</sup>O. Linie absorpcyjne tej drobin były zaobserwowane w ponad 50 obiektach w Galaktyce w otoczeniu długości fal:  $\lambda = 6,5$  cm; 6,2 cm; 2,1 cm; 1 cm; 2,1 mm. Zidentyfikowano również drobinę formaldehydu zawierającą izotop węgla <sup>13</sup>C. Niektóre linie formaldehydu wykazują interesującą właściwość, a mianowicie nadwyżkę obsadzenia niższych stanów energetycznych w stosunku do stanu równowagi termodynamicznej. Tak więc linie absorpcyjne formaldehydu powstają w wyniku odwrotnego efektu maserowego.

Rok 1970 przyniósł dalsze odkrycia i tak: A. A. Penzias i R. W. Wilson z Laboratorium Bella zidentyfikowali w okolicy  $\lambda = 2,6$  mm linie emisyjne drobin <sup>12</sup>C<sup>16</sup>O, <sup>13</sup>C<sup>16</sup>O, <sup>12</sup>C<sup>18</sup>O,



CN. L. E. Snyder i D. Buhl z NRAO wykryli w centrum Galaktyki i innych obiektach drobinę:  $\text{CH}_3\text{CN}$  ( $\lambda = 2,6$  mm),  $\text{H}^{12}\text{CN}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CN}$ ,  $\text{HCNO}$ ,  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  ( $\lambda = 3,4$  mm). B. E. Turner z NRAO zidentyfikował drobinę cianoacetyleny zawierającą potrójne wiązanie  $\text{HC}_3\text{N}$  ( $\lambda = 3,3$  cm). Grupa radioastronomów z uniwersytetu w Harvard zidentyfikowała w centrum Galaktyki alkohol metylowy  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $\lambda = 36$  cm), zaś grupa z uniwersytetu w Maryland zarejestrowała emisję drobinę kwasu mrówkowego  $\text{HCOOH}$  ( $\lambda = 18$  cm). W tej samej okolicy nieba wykryto również drobinę nieorganiczne CS i OCS. W marcu 1971 r. Rubin i G. W. Swenson z uniwersytetu w Illinois zidentyfikowali w centrum Galaktyki pierwszą drobinę zawierającą grupę aminową, a mianowicie  $\text{NH}_2\text{COH}$  ( $\lambda = 6,5$  cm), w końcu kwietnia 1971 r. Penzias i Wilson wykryli, dotychczas bezskutecznie poszukiwaną, drobinę SiO ( $\lambda = 2,3$  mm).

W świetle tych odkryć zasadniczej rewizji muszą ulec nasze dotychczasowe wyobrażenia na temat składu chemicznego materii międzygwiazdowej. Okazało się np., że obserwowane rozpowszechnienie drobinę CO jest milion razy większe od dotychczasowych oszacowań. Podobnie, o kilka rzędów wielkości większe jest rozpowszechnienie we Wszechświecie formaldehydu i cjanu. Bardzo interesujące wnioski daje porównanie składu izotopowego materii w różnych obszarach Galaktyki. Wreszcie, wobec tak znacznego rozpowszechnienia drobin organicznych we Wszechświecie, w zupełnie nowych kategoriach mogą być obecnie prowadzone rozważania na temat powstawania i ewolucji życia we Wszechświecie.

Z. Turło, J. Szudy

#### Niezidentyfikowane pasma w widmie potasu

M. M. Rebbeck i J. M. Vaughan z Clarendon Laboratory w Oxfordzie przeprowadzili ostatnio szczegółowe badania samorozszerzenia linii widmowych potasu. Wykonali oni szereg doświadczeń w emisji, przy czym jako źródło światła zastosowali wyładowanie jarzeniowe i wyładowanie wysokiej częstotliwości w parach potasu. Realizacja zamierzonego celu badań wymagała zastosowania źródła wyładowczego małej mocy (poniżej 1 W)

oraz niskich ciśnień par ( $\sim 10^{16}$  atomów potasu w  $1 \text{ cm}^3$ ). Analizując widmo, które daje takie wyładowanie, autorzy stwierdzili występowanie (poza liniami K) wszystkich znanych dotąd pasm drobinę  $\text{K}_2$  w obszarze od 6300 Å do 6700 Å oraz w otoczeniu 8000 Å (*J. Phys.* **B4**, 258 (1971)). Oprócz tego jednak wykryto pięć dodatkowych, nieznanych dotychczas, rozmytych pasm, których maksima przypadają dla następujących długości fal: 5725 Å (główne pasma), 5685 Å, 5650 Å, 5625 Å i 5605 Å. W miarę wzrostu ciśnienia par (przy ustalonej mocy wyładowania) natężenie tych pasm wzrasta szybciej niż natężenie pobliskich linii atomowych. Szerokość połowkowa głównego pasma wynosi około 30 Å, przy czym pasmo to ma kształt symetryczny. Najciekawszą własnością odkrytych pasm jest to, że w miarę wzrostu mocy wyładowania (w zakresie powyżej 1 W) stają się one coraz słabsze, aż w końcu zanikają.

Dotychczas brak jest dokładniejszej interpretacji nowo odkrytych pasm; nie ma jednak wątpliwości, że za pasma te odpowiedzialne są drobinę  $\text{K}_2$ . Prawdopodobnie pasma te powstają w wyniku przejść do stanu  $^3\Sigma_u$  drobinę  $\text{K}_2$ , któremu odpowiada odpychająca krzywa potencjalna. Poziomy górne odpowiedzialne za te pasma nie zostały, jak dotąd, zidentyfikowane. Prawdopodobnie wchodzą tu w grę poziomy oscylacyjne związane z jednym ze stanów molekularnych, odpowiadających stanom atomowym  $5^3\text{S}$ ,  $5^3\text{P}$  lub  $3^3\text{D}$ . Nie jest również wykluczone, że chodzi tu wyłącznie o przejścia pomiędzy stanami widma ciągłego.

J. Szudy

#### Generatory termoelektryczne „Tristan“

Jak informuje biuletyn Niemieckiego T-wa Fizycznego, znane firmy z NRF Siemens i Messerschmidt opracowały i skonstruowały urządzenie zwane „Tristan“ (Termoelektrische Radio-Isotopen Batterie). Jest to źródło energii oparte na wykorzystaniu energii jądrowej. Paliwo stanowi tu izotop strontu 90, o połowicznym okresie życia 28 lat. Zespół składa się z generatorów termoelektrycznych, dostarczających prąd o mocy 22 W i napięciu stałym 24 V. Jak przy-

puszczają konstruktorzy, generator ten będzie mógł pracować bez żadnego dozoru od 5 do 10 lat. Generator znajduje się w szczelnym pojemniku ołowianym i może pracować przy zanurzeniu w wodzie do około 10 000 m. Generator ten znajdzie zastosowanie w sygnalizacji nawigacyjnej i teledometrii.

*H. Chęcińska*

## POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE ODDZIAŁ KATOWICKI

**Uroczyste zebranie Katowickiego Oddziału PTF poświęcone 100 rocznicy urodzin E. Rutherforda i 60 rocznicy odkrycia jądra atomowego**

W dniu 20 grudnia 1971 r. odbyło się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach uroczyste konwersatorium naukowe Katowickiego Oddziału PTF poświęcone 100 rocznicy urodzin Ernesta Rutherforda, twórcy fizyki jądrowej i 60 rocznicy odkrycia przez niego jądra atomowego.

Referat pt. *E. Rutherford — w setną rocznicę urodzin* wygłosił dr J. Kuźmiński. Po referacie wyświetlono filmy obrazujące rozwój i rolę fizyki jądrowej we współczesnym życiu.

*J. Ilczuk*

### Mgr Aleksander Jan Garnysz

28 kwietnia 1971 roku zmarł nagle w wieku lat 67 mgr Aleksander Jan Garnysz, długoletni adiunkt a następnie st. konstruktor w Instytucie Fizyki UJ, jeden z najstarszych uczniów i współpracowników śp. Profesora Henryka Niewodniczańskiego.

Całe życie mgr A. Garnysza było poświęcone pracy w zakresie fizyki oraz dla fizyki. Od 1922 r. był on związany z Zakładem Fizycznym Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie. Tam odbył studia i uzyskał stopień magistra fizyki i od roku 1927 pracował początkowo w charakterze sekretarza komisji egzaminów magisterskich, a następnie jako asystent w I Zakładzie Fizycznym. Lata

1937—1939 spędził w Poznaniu jako asystent Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego, skąd w 1939 roku wrócił do Wilna. W czasie wojny, z niedużą przerwą, pracował w charakterze laboranta w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Litewskiego. Po wojnie po krótkim okresie pracy w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu w Toruniu, a następnie w Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu i Politechniki Wrocławskiej podjął pracę w Instytucie Fizyki UJ początkowo w charakterze st. asystenta, a następnie adiunkta i st. konstruktora.

Praca naukowa, którą mgr A. Garnysz prowadził przed wojną, dotyczyła absorpcji promieni gamma radu C'' wyznaczanej z ich efektu fotojądrowego w Be. Była to na owe czasy praca pionierska, prowadzona na wykonanej własnoręcznie aparaturze złożonej z komory jonizacyjnej, wzmacniacza proporcjonalnego, dyskryminatora oraz układów do liczenia częstych impulsów. W latach powojennych mgr A. Garnysz w dalszym ciągu zajmował się wyznaczaniem absorpcji promieniowania gamma w różnych materiałach.

Pasją życiową mgr A. Garnysza było modelowe tłumaczenie podstawowych zjawisk fizyki. Posiadał on bardzo dobre wyczucie eksperymentu i intuicję fizyczną. Prowadząc zajęcia z metodyki nauczania fizyki uczył wiele pokoleń fizyków rozumieć zjawiska fizyczne.

Główną zasługą ostatnich lat życia mgr A. Garnysza dla rozwoju fizyki jest olbrzymi wkład pracy przy opracowywaniu projektu, a następnie realizacji budowy gmachu Instytutu Fizyki UJ przy ul. Reymonta 4. W pracy tej wykorzystał swoje ogromne doświadczenie fizyka eksperymentatora oraz niewątpliwą talent i umiejętność techniczne, które posiadał w wysokim stopniu. Wykazywał przy tym entuzjazm, którego mogliby Mu pozazdrościć młodszy koledzy, a także konsekwencje, wytrwałość i upór szczególnie ważne w tej pracy.

Odszedł od nas zamiłowany fizyk, człowiek prawy, bardzo dobry kolega i przyjaciel.

*D. Kunisz*

POSTĘPY FIZYKI  
(dwumiesięcznik)

*Warunki prenumeraty czasopisma*

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

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

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

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5, konto PKO nr 4-6-777.

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

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**

## TREŚĆ

M. Mięśowicz — Oleg Czyżewski . . . . .	3
S. K. Hoffmann — Spektroskopia jądrowego rezonansu kwadrupolowego — NQR. I. Podstawy teorii i metodyka doświadczalna . . . . .	7
M. Kozłowski — Badanie funkcji falowych jąder lekkich przy pomocy reakcji jądrowych z asocjacjami nukleonowymi . . . . .	25
J. Szpilecki — Ogniskowanie cząstek nie posiadających ładunku elektrycznego	47
M. A. Herman — Diody elektroluminescencyjne z fosforu galu . . . . .	63
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
R. Mierzecki — $C_p/C_v$ dla gazów wieloatomowych. (O częstym błędzie pod- ręcznikowym) . . . . .	81
NOWA APARATURA	
J. Krasieński — Możliwość jednoczesnej obserwacji dwu różnych nanosekundo- wych impulsów przy pomocy jednostrumieniowego oscyloskopu . . . . .	83
KRONIKA	

## CONTENTS

M. Mięśowicz — Oleg Czyżewski . . . . .	3
S. K. Hoffmann — Nuclear Quadrupole Resonance Spectroscopy. I. Theory and Experimental Techniques . . . . .	7
M. Kozłowski — On the Verification of the Wave Function of the Light Nuclei in the Nuclear Reaction with Clusters . . . . .	25
J. Szpilecki — Focussing of Electrical Charge-Free Particles . . . . .	47
M. A. Herman — Gallium Phosphide Electroluminescent Diodes . . . . .	63
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
R. Mierzecki — $C_p/C_v$ for Multiatomic Gases (About a Frequent Error in Academic Textbooks) . . . . .	81
J. Krasieński — Possibility of Simultaneous Observation of Two Independent Nanosecond Pulses Using One Beam Oscilloscope . . . . .	83
CHRONICLE	