

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

**TOM XVIII**

**ZESZYT 5**

---

**1967**

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)  
*Członkowie Redakcji* — Jan Babecki (Kraków), Antoni Bajorek (Kraków), Andrzej Kisiel (Kraków)

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

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

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 XVIII, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1967

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2127 + 153 egz.	Rękopis dostarczono 22. VI. 1967 r.
Ark. wyd. 10,25 ark. druk. 9	Podpisano do druku 10. X. 1967 r.
Pap. rotogr. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w październiku 1967 r.
Zamówienie 590/67	Cena zł 15.— R-53

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4



L. Van Hove

CERN, Genewa

## Rozpraszanie cząstek silnie oddziałujących przy bardzo wysokich energiach

### Część II\*

#### III. Dyfrakcja jako rozpraszanie cieniowe

##### III. 1. Warunek unitarności i funkcja pokrywania

Jest bardzo prawdopodobne, że amplituda rozpraszania elastycznego  $T_{el}$  staje się niemal czysto urojona przy wysokich energiach i małym przekazie pędu. Ponieważ różniczkowy przekrój czynny  $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$  jest bardzo mały wszędzie, z wyjątkiem bardzo małych  $t$ , można wnioskować, że rozproszenie elastyczne jest zasadniczo efektem cieniowym spowodowanym przez istnienie procesów nieelastycznych. W niniejszej części przedyskutujemy pewne wnioski wynikające z tej ogólnej własności będącej konsekwencją unitarności macierzy  $S$ .

W postaci operatorowej unitarność można zapisać:

$$S^+S = 1, \quad \text{lub} \quad i(T^+ - T) = T^+T, \quad T = i(1 - S). \quad (74)$$

Elementy macierzowe obliczamy pomiędzy stanami  $\langle \vec{p}'^A, \vec{p}'^B |$  i  $|\vec{p}^A, \vec{p}^B\rangle$  układu  $A+B$ , zaniedbując spin, co jest dobrym przybliżeniem, jeśli przy wysokich energiach amplituda *spin flip* jest bardzo mała w porównaniu z amplitudą *non spin flip*. W elemencie macierzowym  $T^+T$  oddzielamy pośrednie stany elastyczne od nieelastycznych. Rezultat można najprościej zapisać używając amplitud cząstkowych  $i\eta_l$ , zdefiniowanych przez

$$T_{el}(s, t) = \frac{is^{1/2}}{4\pi k} \sum_l (2l+1)\eta_l P_l(\cos \theta) \quad (75)$$

(oznaczenia jak w części (I. 1)).

Znajdujemy, że

$$\text{Re} \eta_l - \frac{1}{2} |\eta_l|^2 = f_l, \quad (76)$$

\* Część I artykułu ukazała się w *Postęпах Fizyki*, 18. 377 (1967).

gdzie  $f_l$  określone jest przez zderzenia nieelastyczne zgodnie z podaną poniżej regułą.

Rozważmy nieelastyczną część stanu końcowego

$$|\psi(\vec{p}^A, \vec{p}^B)\rangle = PS|\vec{p}^A, \vec{p}^B\rangle \quad (77)$$

powstałego ze stanu początkowego  $|\vec{p}^A, \vec{p}^B\rangle$  układu  $A+B$ ;  $S$  oznacza macierz  $S$ , zaś  $P$  — operator rzutowania na wszystkie stany nieelastyczne, tzn. inne niż  $A+B$ . Mamy następnie

$$\langle\psi(\vec{p}'^A, \vec{p}'^B)|\psi(\vec{p}^A, \vec{p}^B)\rangle = (p_0^A, p_0^B)^{-1} \delta^4(p^A + p^B - p'^A - p'^B) F(s, t), \quad (78)$$

$$F(s, t) = \frac{s^{1/2}}{2\pi k} \sum_l (2l+1) f_l P_l(\cos \theta), \quad (79)$$

gdzie  $p^A, p^B$  są czteropędami cząstek  $A$  i  $B$ , zaś  $p'^A$  i  $p'^B$  innymi możliwymi wartościami tych czteropędów, przy czym

$$\begin{aligned} (p^A)^2 &= (p^A)^2 = m_A^2, & (p^B)^2 &= (p^B)^2 = m_B^2, \\ s &= (p^A + p^B)^2, & t &= (p^A - p'^A)^2, \\ s^{1/2} &= (k^2 + m_A^2)^{1/2} + (k^2 + m_B^2)^{1/2}, \\ t &= -2k^2(1 - \cos \theta). \end{aligned} \quad (80)$$

Niezmiennicza relatywistycznie funkcja  $F(s, t)$  posiada prostą interpretację. Dla dwóch stanów  $|\vec{p}^A, \vec{p}^B\rangle, |\vec{p}'^A, \vec{p}'^B\rangle$ , dla których  $p^A + p^B = p'^A + p'^B$ , tzn. takich, które mają tę samą energię w układzie środka masy,  $F(s, t)$  jest miarą pokrywania się funkcji falowych  $|\psi(\vec{p}^A, \vec{p}^B)\rangle$  i  $|\psi(\vec{p}'^A, \vec{p}'^B)\rangle$  odpowiednich nieelastycznych stanów końcowych. Funkcja ta, tzw. *funkcja pokrywania* [59], opisuje własności zderzeń nieelastycznych, z których wyznaczyć można efekty cieniowe. W istocie bowiem znajomość  $F$  oznacza poprzez równanie [79] znajomość  $f_l$ , która określa  $\eta_l$  [76], dla przypadku, gdy  $T_{el}$  jest czysto urojona (tzn.  $\eta_l$  czysto rzeczywista<sup>1</sup>). Równanie [76] wyznacza wtedy dwie możliwe wartości  $\eta_l$ :

$$\eta_l = 1 \pm (1 - 2f_l)^{1/2}. \quad (81)$$

Wartości te są rzeczywiste, albowiem z warunku unitarności zastosowanego do  $l$ -tej fali parcjalnej zderzenia elastycznego  $A+B$  wynika

$$|1 - \eta_l| \leq 1 \quad \text{lub} \quad 0 \leq f_l \leq \frac{1}{2}. \quad (82)$$

Znak w równości [81] wyznaczyć można stosując argument ciągłości. Mianowicie eksperyment sugeruje, że przy wysokich energiach  $\eta_l$  i  $f_l$  zbiegają do ciągłych funkcji parametru zderzenia  $b = lk^{-1}$ , oraz, że  $\eta_l$  nigdy nie jest

<sup>1</sup> Pozostaje to słuszne, gdy  $T_{el}$  posiada dużą część rzeczywistą, jeżeli fazę  $T_{el}$  można wyznaczyć niezależnie np. z rozwinięcia asymptotycznego (26) i reguły faz (46).

większa od jedności i zmierza do zera dla  $l \rightarrow \infty$ . Dla zachowania ciągłości musimy zatem przyjąć, że

$$\eta_l = 1 - (1 - 2f_l)^{1/2}. \quad (83)$$

Do jakościowych rozważań wystarczy wziąć pierwszy człon rozwinięcia potęgowego wyrażenia [83], tzn.

$$\eta_l \simeq f_l, \quad T_{el}(s, t) \simeq \frac{i}{2} F(s, t). \quad (84)$$

Z danych doświadczalnych wynika, że jest to dobre przybliżenie z wyjątkiem, być może, małych  $l$ . Spowodowane to jest eksponencjalnym kształtem piku dyfrakcyjnego (patrz równania [19] i [20]), który implikuje, że stosunek  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_T}$  scałkowanego elastycznego i całkowitego przekroju czynnego jest zawsze mały ( $\leq 0,2$ ). Można stąd wyciągnąć wniosek, że w pierwszym przybliżeniu kształt piku dyfrakcyjnego, tzn.  $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$  dla małych  $t$  dany jest bezpośrednio przez zależność funkcji pokrywania od  $t$ . Z doświadczenia wiadomo, że w zderzeniach przy wysokiej energii zachodzi produkcja znacznej liczby cząstek wtórnych o małym pędzie transwersalnym i dużym pędzie podłużnym w układzie środka masy. Mówi się często o tym, stwierdzając, że zderzenia przy wysokich energiach mają strukturę dżetów. Ze struktury dżetowej wynika natychmiast, że  $F(s, t)$  powinna silnie maleć ze wzrostem  $t$ , co powoduje podobne zachowanie  $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$ . Trudno jest na razie podać dokładny ilościowy opis tych zależności, ponieważ dane doświadczalne o zderzeniach nieelastycznych najwyższej energii są skąpe. Powiemy o tym szerzej w części III. 3., na razie jasną jest rzeczą, że problem jest szalenie interesujący, ponieważ właśnie dotychczasowe modele<sup>2</sup> niewiele wniosły do zależności różniczkowych przekrojów czynnych od  $t$ .

Na koniec podamy kilka wzorów na przekroje czynne używając wprowadzonych w tej części pojęć.

$$\begin{aligned} \sigma_T &= 2\pi k^{-2} \sum_l (2l+1) \operatorname{Re} \eta_l, & \sigma_{el} &= \pi k^{-2} \sum_l (2l+1) |\eta_l|^2, \\ \sigma_{in} &= \sigma_T - \sigma_{el} = 2\pi k^{-2} \sum_l (2l+1) f_l = 4\pi^2 k^{-1} s^{-1/2} F(s, 0). \end{aligned} \quad (85)$$

### III. 2. Nierówności pomiędzy przekrojami czynnymi

Podobne, jak w dyskusji równania (84), rozważania jakościowe na temat funkcji pokrywania pozwalają przewidzieć pewne nierówności pomiędzy przekrojami czynnymi, które dobrze zgadzają się z doświadczeniem. Rozważmy

<sup>2</sup> W ten sposób model biegunów Regge daje niewiele informacji o zależności funkcji pokrywania od  $t$ .

jako przykład zderzenie nieelastyczne  $pp$  przy wysokiej energii. Główną jego cechą charakterystyczną jest struktura dżetowa, a w szczególności małość pędów transwersalnych. Sugeruje to przypuszczenie, że cząstki w stanie końcowym można z grubsza podzielić na dwie grupy. Jedną, w której cząstki lecą do przodu w układzie środka masy (*grupa do przodu*) i drugą z cząstkami lecącymi do tyłu (*grupa do tyłu*). W każdej z tych grup cząstką wiodącą, tzn. cząstką o największym pędzie jest zawsze nukleon albo izobar [60], a bardzo rzadko — antynukleony i cząstki dziwne. Obie grupy posiadają wobec tego całkowitą liczbę barionową i dziwność równe liczbie barionowej i dziwności protonu. Choć dane doświadczalne są na razie skąpe, można również utrzymywać, że ładunek każdej grupy jest równy ładunkowi protonu. Sformułujemy te własności w języku wymiany cząstek. Niech  $A$  będzie cząstką wiązki,  $B$  cząstką tarczy,  $A'$  grupą do przodu,  $B'$  grupą do tyłu ( $A'$  i  $B'$  są układami wielocząstkowymi, a nie pojedynczymi cząstkami czy rezonansami). Przez analogię do reakcji dwuciałowych można proces  $A+B \rightarrow A'+B'$  nazwać kanałem  $s$  reakcji, zaś  $A+\bar{A}' \rightarrow \bar{B}+B'$  kanałem  $t$ . Wspomniane wyżej własności tych procesów można streścić stwierdzeniem, że wymiana w kanale  $t$  liczby barionowej, dziwności i ładunku zdarza się bardzo rzadko. Podobnie zresztą jak w reakcjach dwuciałowych; to samo można powiedzieć o izospinie, a więc o wszystkich liczbach kwantowych zachowywanych w silnych oddziaływaniach. Całkowity nieelastyczny stan końcowy  $\psi_{AB}$  reakcji  $A+B$  można wobec tego podzielić na dwie części

$$\psi_{AB} \simeq \psi_{AB}^{(0)} + \psi_{AB}^{(1)}, \quad (86)$$

gdzie  $\psi_{AB}^{(0)}$  odnosi się do tych procesów, które zachodzą bez wymiany liczb kwantowych ( $B, S, J, Q$ ) w kanale  $t$ , a  $\psi_{AB}^{(1)}$  do procesów z wymianą liczb kwantowych.

Używając definicji (78) otrzymamy odpowiedni podział dla funkcji pokrywania

$$F_{AB}(s, t) \simeq F_{AB}^{(0)}(s, t) + F_{AB}^{(1)}(s, t). \quad (87)$$

Oczekiwany brak wymiany niezerowych liczb kwantowych w kanale  $t$  przy wysokich energiach prowadzi do

$$\frac{F_{AB}^{(1)}}{F_{AB}^{(0)}} \longrightarrow 0 \quad \text{dla} \quad s \rightarrow \infty. \quad (88)$$

Porównajmy np. zderzenia  $np$  i  $pp$ . Jakikolwiek stan końcowy  $p'+p''$  należący do  $\psi_{pp}^{(0)}$  będzie odpowiadał pewnemu stanowi  $n'+p''$  należącemu do  $\psi_{np}^{(0)}$ , przez proste odzworowanie  $n'$  na  $p'$  obrotem w przestrzeni izospinowej.

Stąd

$$F_{pp}^{(0)}(s, t) = F_{np}^{(0)}(s, t). \quad (89)$$

Nie można tego powiedzieć o stanach  $p'+p''$  i  $n'+p''$  zawartych w  $\psi_{pp}^{(1)}, \psi_{np}^{(1)}$  — będzie tu bowiem więcej stanów typu  $n'+p''$ , ponieważ ładunek może się na więcej sposobów wymienić pomiędzy  $n$  i  $p$  niż pomiędzy  $p$  i  $p$ . Każdy po-

szczególony stan końcowy wnosi dodatni przyczynek do funkcji pokrywania dla  $t = 0$  (patrz równanie (78)), skąd wynika

$$F_{pp}^{(1)}(s, 0) < F_{np}^{(1)}(s, 0). \quad (90)$$

Pamiętając o równaniu (85) otrzymamy stąd nierówność <sup>3</sup>:

$$\sigma_{in}(pp) < \sigma_{in}(np). \quad (91)$$

Podobnie rozważając  $\bar{p}p$  i  $\bar{n}p$ , z większej liczby możliwości wymiany ładunku w pierwszej niż w drugiej reakcji wynika

$$\sigma_{in}(\bar{p}p) > \sigma_{in}(\bar{n}p), \quad (92)$$

podczas gdy z możliwości wymiany nukleonu (głównie anihilacja) w  $\bar{n}p$  otrzymujemy

$$\sigma_{in}(\bar{n}p) > \sigma_{in}(np). \quad (93)$$

Wyprowadzając ostatnią nierówność założyliśmy, że

$$F_{np}^{(0)}(s, t) = F_{\bar{n}p}^{(0)}(s, t).$$

Wydaje się, że własność ta jest ogólna, tzn. że

$$F_{AB}^{(0)}(s, t) = F_{\bar{A}B}^{(0)}(s, t), \quad (94)$$

co odpowiada faktowi, że w kanale  $t$  przy wysokich energiach może być wymieniana jedynie liczba kwantowa parzystości ładunkowej <sup>4</sup>  $C = +1$ .

Podobne rozważania można przeprowadzić dla zderzeń mezonów z barionami otrzymując

$$\sigma_{in}(\pi^-p) > \sigma_{in}(\pi^+p), \quad (95)$$

$$\sigma_{in}(K^-p) > \sigma_{in}(\bar{K}^0p), \quad (96)$$

$$\sigma_{in}(\bar{K}^0p) > \sigma_{in}(K^0p), \quad (97)$$

$$\sigma_{in}(K^0p) > \sigma_{in}(K^+p). \quad (98)$$

Wszystkie powyższe nierówności z wyjątkiem (97) wynikają z różnej liczby możliwości wymiany ładunku. Nierówność (97) dostaje się zakładając również (94) i opierając się na fakcie, że wymiana dziwności możliwa jest dla większej liczby stanów nieelastycznych  $\bar{K}_p^\circ$  niż  $K_p^\circ$ , ponieważ hiperony o hiperładunku  $Y = 0$  tworzą liczną grupę, podczas gdy nie znamy dotąd barionu o hiper-

<sup>3</sup> Nierówności takie można łatwiej porównać z doświadczeniem dla całkowitych przekrojów czynnych  $\sigma_T$ , lecz mała wartość  $\sigma_{el}/\sigma_T$  i podobny kształt wszystkich pików dyfrakcyjnych (różnią się one jedynie szerokością i wysokością) implikują, że  $\sigma_T$  spełnia te same nierówności co  $\sigma_{in}$ .

<sup>4</sup> Analogiczną własność posiadają procesy dwuciałowe, gdzie człon wiodący rozwinięcia (26) posiada dodatnią sygnaturę. Wynika z tego bowiem, że wartość  $C$  wymieniana w kanale  $t$  jest  $+1$ .

ładunku  $Y = 2$ . Istnienie tego typu nierówności spowodowane jest wymianą niezerowych liczb kwantowych w kanale  $t$ . Jak pokazaliśmy (równanie (88)), wymiana takich liczb kwantowych staje się mało prawdopodobna dla  $s \rightarrow \infty$ , dlatego w tym wypadku (nieskończona energia zderzenia) wszystkie nierówności (91)-(98) przechodzą w równość, podobnie jak ma się rzecz z elastycznymi przekrojami czynnymi  $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$  z tych samych zresztą przyczyn.

Wszystkie powyższe wnioski otrzymaliśmy przy założeniu, że cząstki ze stanu końcowego w zderzeniu nieelastycznym można podzielić na dwie grupy lecące w przeciwnych kierunkach w układzie środka masy. Mają one jednak nieco ogólniejszy charakter. Co mianowicie musimy wiedzieć, aby móc porównać  $\sigma_{in}(A_1B)$  z  $\sigma_{in}(A_2B)$ ?

Wystarczy wiedzieć, że stany końcowe zderzenia nieelastycznego  $A_1+B$  posiadają analogony w stanach końcowych zderzenia  $A_2+B$ , natomiast nie wszystkie stany końcowe  $A_2+B$  posiadają analogony w stanach końcowych  $A_1+B$ . Własność ta jest znacznie bardziej ogólna od własności założonej w poprzedniej dyskusji.

Jak dalece jest ona prawdziwa dla różnych wyborów  $A_1$  i  $A_2$  w porównaniu z doświadczeniem, niewiele można powiedzieć. Dane doświadczalne o zderzeniach z dużą liczbą cząstek w stanie końcowym są bardzo skąpe. Spowodowane to jest dużymi trudnościami, jakie napotyka się przy analizie układów wielociałowych. Wydaje się celowe, aby mimo tych trudności sprawdzić właściwości tych zderzeń opisane w niniejszej części.

### III. 3. Zależność funkcji pokrywania od $t$

Gdy zaniedbać część rzeczywistą amplitudy rozpraszania elastycznego, to zależność od  $t$  funkcji pokrywania  $F(s, t)$  można otrzymać z różniczkowego przekroju czynnego (równanie (19)). Jeśli przy tym weźmiemy dokładne wyrażenie (83) zamiast przybliżonego (84), to można się przekonać, że zależność  $F$  od  $t$  jest bliższa zależności eksponencjonalnej

$$F(s, t) = F(s, 0)e^{b''t} \quad (99)$$

niż to ma miejsce dla różniczkowego przekroju czynnego  $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$ . Rzeczywiście, korzystając z (99) otrzymamy na przekrój czynny dla małych  $|t|$  wyrażenie (19), przy czym  $\frac{c}{b_2} \simeq 0,02$ , podczas gdy dla dużych  $t$  analogiczne wyrażenie będzie miało postać  $\exp(-b'' \sqrt{-t})$ . Wynika stąd, że prosta zależność (99) jest dobrym przybliżeniem. Jest ono słuszne dla takiego przedziału  $t$ , że  $F$  zmienia w nim swą wartość przynajmniej o rząd wielkości. Można zapytać, skąd bierze się tak prosta postać funkcji pokrywania w zależności od  $t$ . Możliwa jest następująca odpowiedź.

Stany końcowe zderzenia nieelastycznego mogą mieć dużo wzbudzonych stopni swobody, pomiędzy którymi istnieją małe korelacje. W krańcowym przypadku, gdy zaniedbamy korelacje wprowadzone przez prawa zachowania, nieelastyczny stan końcowy (77) ma postać

$$\psi(\vec{p}^A, \vec{p}^B) = \prod_{i=1}^N \psi_i(\vec{p}^A, \vec{p}^B), \quad (100)$$

gdzie  $\psi_1 \dots \psi_N$  odnoszą się do różnych grup stopni swobody, zaś  $N$  jest dużą liczbą dla wysokich energii. Z równania (78) wynika wtedy

$$F(s, t) = \prod_{i=1}^N F_i(s, t),$$

$$F_i(s, t) \propto \langle \psi_i(\vec{p}'^A, \vec{p}'^B) | \psi_i(\vec{p}^A, \vec{p}^B) \rangle, \quad (101)$$

przy czym nie uwzględniliśmy prawa zachowania energii i pędu (oczywiście uwzględnienie go będzie miało tym mniejszy wpływ im większe jest  $N$ ).

Wszystkie funkcje  $F_i(s, t)$  są rzeczywiste i maleją z  $t$ . Jeśli liczba czynników zmierza do nieskończoności, to  $F(s, t)$  musi mieć postać eksponenty:

$$F(s, t) \simeq \prod_i F_i(s, 0) (1 + a_i(s)t) \simeq \left[ \prod_i F_i(s, 0) \right] \exp \left[ t \sum_i a_i(s) \right]. \quad (102)$$

Przeprowadzono dokładne obliczenia tego typu z uwzględnieniem prawa zachowania energii i pędu dla specjalnego „nieskorelowanego modelu dżetowego“ [61]. Nie można jednak na razie powiedzieć, czy dały one poprawne wytłumaczenie eksponencjalnego kształtu  $F(s, t)$ , bowiem mimo iż krotność zderzeń przy wysokich energiach jest duża, nie mamy żadnych informacji o korelacjach pomiędzy cząstkami. Na zakończenie tego rozdziału zwróćmy uwagę na prace Kokkedee [62]. Bada on zderzenia  $\bar{p}p$  rozważając funkcję pokrywania jako złożoną z dwóch części, jednej odnoszącej się do zderzeń nieelastycznych z anihilacją i drugiej bez anihilacji, co z grubsza odpowiada wyrazom  $F^{(1)}$  i  $F^{(0)}$  w równaniu (87).

Szybka zmiana z energią, jakiej podlegają własności układu  $\bar{p}p$  (przy bardzo wysokich energiach) w porównaniu z małymi zmianami układów  $pp$  i  $np$  sugeruje, że wielkość  $F^{(1)}$  jest znacząca, ale maleje szybko z energią. Kokkedee proponuje pewien model funkcji  $F^{(1)}$  uwzględniający ten fakt i dobrze odtwarzający wyniki doświadczalne.

#### IV. Model kwarków dla zderzeń wysokich energii

##### IV. 1. Symetria $SU_6$ , algebra prądów i model kwarków

Jak już powiedzieliśmy kiedyś, można dość łatwo badać wpływ symetrii  $SU_3$  na reakcje wysokiej energii przy użyciu metod opisanych w rozdziale II.

<sup>5</sup> Patrz ostatnie dwie prace wymienione w [59] oraz pracę: W. N. Cottingham i R. F. Peierls, *Phys. Rev.*, **137**, B 147 (1965).

Znacznie trudniej jest zastosować je do symetrii  $SU_6$ , która w sposób zasadniczy wprowadza spin, a tym samym wszystkie komplikacje relatywistycznego sprzężenia spin-orbita.

Wkrótce po jej wprowadzeniu symetria  $SU_6$  pozwoliła wyprowadzić pewne związki pomiędzy całkowitymi przekrojami czynnymi zwane relacjami Johnsa-Treimana [63]

$$\frac{1}{2}[\sigma_T(K^+p) - \sigma_T(K^-p)] = \sigma_T(\pi^+p) - \sigma_T(\pi^-p) = \sigma_T(K^+n) - \sigma_T(K^-n), \quad (103)$$

które wyjątkowo dobrze zgadzają się z doświadczeniem. Z drugiej strony pewne inne związki, jak np. nierówność trójkąta dla rozpraszania do przodu [64]

$$\left[ \frac{d\sigma}{dt}(K^-p \rightarrow \pi^- \Sigma^+) \right]^{1/2} \geq \left[ \frac{d\sigma_{el}}{dt}(\pi^-p) \right]^{1/2} - \left[ \frac{d\sigma_{el}}{dt}(K^-p) \right]^{1/2} \quad (104)$$

nie są już w tak dobrej zgodności z wynikami doświadczenia, chociaż wynikają jedynie z  $SU_3$ , a nie  $SU_6$ .

Dane doświadczalne wskazują, że lewa strona nierówności (104) gwałtownie maleje z energią, podczas gdy prawa strona jest zawsze dodatnia i prawie się nie zmienia. Oczywiście przełamanie symetrii odbija się na zachowaniu przekrojów czynnych, albo ich kombinacji w różny sposób. Tego rodzaju trudności napotyka się również przy analizie teoretycznej symetrii  $SU_3$  i  $SU_6$  w reakcjach wysokiej energii, najczęściej właśnie wtedy, gdy wyprowadza się związki pomiędzy przekrojami czynnymi, a nie chce się wprowadzać dodatkowych założeń implikujących nowe związki niezgodne z doświadczeniem. Niewiele różni się ta sytuacja od analizy symetrii  $SU_3$  i  $SU_6$  w oddziaływaniach słabych i elektromagnetycznych między hadronami.

Tu również nie można zastosować konsyistentnego opisu metodami grupowo teoretycznymi i trzeba uciekać się do innych podejść, bazujących głównie na algebrze prądów [65] i modelu kwarków [66]. Model ten jest modelem dynamicznym, traktującym hadrony jako cząstki złożone z trypletów  $SU_3$  zwanych kwarkami. Daje on bardzo udane, ale również bardzo grube wyniki, które jak dotąd otrzymuje się traktując kwarki wewnątrz hadronów w sposób nie-relatywistyczny i zaniedbując problem sił wiązania między nimi. Metoda algebry prądów nie używa kwarków *explicite*, postuluje ona jedynie reguły komutacji operatorów prądu, takie jakie są charakterystyczne dla operatorów prądu najprostszej postaci wypisanych w języku pól kwarkowych.

Następnie tych reguł komutacji używa się do otrzymywania reguł sum dla różnych wielkości mierzalnych dotyczących hadronów, nie odwołując się już do kwarków.

Algebra prądów również zanotowała na swym koncie wiele sukcesów. Największym chyba jest reguła sum Adlera-Weisbergera dająca bezwzględną wartość stosunku osiowo-wektorowej i wektorowej stałej sprzężenia wyrażoną przez całkowite przekroje czynne na zderzenia pion-nukleon [67].

Najbardziej atrakcyjną cechą modelu kwarków jest to, że w bardzo bezpośredni sposób przewiduje on związki pomiędzy pewnymi własnościami nu-



kleonów i mezonów. Sztandarowym przykładem jest tu poprawny związek między momentem magnetycznym protonu a szerokością cząstkową rozpadu  $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$  [68].

Jak zobaczymy później, jeszcze bardziej uderzające jest przewidywanie dotyczące zderzeń wysokiej energii, gdzie dla całkowitych przekrojów czynnych  $\sigma_T(\pi p)$  i  $\sigma_T(pp)$  model kwarków daje

$$\lim_{s \rightarrow +\infty} \frac{\sigma_T(\pi p)}{\sigma_T(pp)} = \frac{2}{3}. \quad (105)$$

Jeśli ekstrapolować zmierzone wartości przekrojów czynnych na zderzenia  $\pi p$  i  $pp$  do stałych wartości przy  $s \rightarrow +\infty$ , to otrzymamy  $\sigma_T(\pi p) \simeq 22$  mb,  $\sigma_T(pp) \simeq 36$  mb, co dokładnie zgadza się z wynikiem (105). Właśnie możliwość takich prostych ilościowych przewidywań oraz fakt, że nie trzeba się odwoływać do dokładnej symetrii  $SU_3$ , powoduje, że na obecnym etapie teoretycznego podejścia do reakcji wysokiej energii model kwarków jest tak zachęcający i tak owocny. Zaznaczymy tu raz jeszcze, że większość wyników modelu kwarków można otrzymać metodą algebry prądów, nie stosując tak drastycznych założeń jak wymienione powyżej; wtedy jednakże obliczenia znacznie się komplikują, a jeśli można się tak wyrazić „pozycja wyjściowa“ bardzo zależy od rozważanego problemu <sup>6</sup>.

W ten sposób rozwijają zastosowanie algebry prądów do zderzeń wysokiej energii Cabibbo, Horwitz, Kokkedee i Ne'eman [69]. Otrzymali oni szereg wyników modelu kwarków (np. równość (105)) używając prądów skalarnych i wektorowych dla wiązania cząstek w dwa nonety biegunów Regge; prądy skalarne (wektorowe) sprzęgali w bieguny o parzystej (nieparzystej) sygnaturze.

Reguły komutacji tych „silnych prądów“ otrzymali z modelu kwarków i później już z niego nie korzystali. Jedną rzecz należy tu podkreślić. Jeśli chce się, otrzymując związki typu równości (105) i związki dla  $t = 0$ , dopasować w tej metodzie zachowanie całkowitych przekrojów czynnych z energią, to należy przyjąć zmierzanie wszystkich  $\sigma_T$  do zera (przy  $s \rightarrow \infty$ ), jak  $s^a$ , gdzie  $a \simeq -0,07$ .

<sup>6</sup> Inną metodą otrzymania wyników modelu kwarków, bez zakładania ich istnienia, jest koncepcja uniwersalności. Wedle niej wszystkie sprzężenia i prądy dominowane są przez znane mezony. Szczegółowe prace na ten temat prowadzone są przez Freunda. O zastosowaniach założenia o uniwersalności do rozproszeń wysokich energii — patrz P. G. O. Freund, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 929 (1965), *Nuovo Cimento*, **43 A**, 1171 (1966).

<sup>7</sup> Należy zaznaczyć, że model Cabibbo i inni nie daje równania (105), jeśli uwzględnimy przełamanie symetrii  $SU_3$ . Asymptotyczna wartość stosunku  $\sigma_T(\pi p)/\sigma_T(pp)$  może być dowolna i zależna jest od stosunku  $F/D$  sprzężenia barionu w oktety o dodatniej sygnaturze ( $F/D$  jest po prostu parametrem swobodnym). Patrz druga praca Ref. [69]. Tego rodzaju sytuacja nie pojawia się w modelu kwarków, ponieważ rozpraszanie  $\pi p$  i  $pp$  wprowadza jedynie kwarki  $J = \frac{1}{2}$ , dla których nie zachodzi przełamanie  $SU_3$  (zachodzi ono gdy pojawiają się kwarki  $J = 0$ ).

W następnej części przedstawimy niektóre z wyników modelu kwarków dla zderzeń wysokiej energii dotyczące części urojonej amplitudy rozpraszania do przodu, czyli całkowitych przekrojów czynnych [70].

Nie będzie nas zajmować zależność amplitudy od  $t$  dla małych  $t$ , ani zgodność zasadniczego założenia o addytywności [71].

#### IV. 2. Założenie o addytywności amplitudy rozproszenia

Podstawowym założeniem, na którym opierają się wszystkie zastosowania modelu kwarków [66], jest założenie o addytywności. Wedle niego każda poszczególne własność hadronu jest sumą własności kwarków i antykwarków, z których składa się dany hadron.

W oddziaływaniach słabych i elektromagnetycznych element macierzy operatora prądu (słabego lub elektromagnetycznego)  $J_\mu$  pomiędzy dwoma stanami hadronowymi  $A$ ,  $A'$  jest sumą wyrazów

$$\langle A' | J_\mu | A \rangle = \sum_i \langle A' | J_\mu^i | A \rangle, \quad (106)$$

gdzie  $J_\mu^i$  działa na  $i$ -ty kwark<sup>8</sup> w  $A$  pozostawiając nienaruszone pozostałe.

Przyjmuje się, że element macierzy  $\langle A' | J_\mu^i | A \rangle$  ma następującą strukturę

$$\langle A' | J_\mu^i | A \rangle = \langle Q_i^{A'} | J_\mu^i | Q_i^A \rangle f_i^{A'A}(\Delta p_\mu). \quad (107)$$

$\langle Q_i^{A'} | J_\mu^i | Q_i^A \rangle$  w tym wzorze reprezentuje element macierzy pomiędzy stanami kwarkowymi  $Q_i^A$  i  $Q_i^{A'}$  obliczony dla tej samej wartości przekazu pędu  $p_\mu^{A'} - p_\mu^A = \Delta p_\mu$ , która występuje w  $\langle A' | J_\mu | A \rangle$ . Od  $A$  i  $A'$  zależy on jedynie przez spin i zmienne  $SU_3$  stanów  $Q_i^A$  i  $Q_i^{A'}$ . Formfaktor  $f_i^{A'A}$  przedstawia pokrywanie się kwarkowej funkcji falowej hadronu  $A'$  i funkcji falowej generowanej przez działanie operatora  $J_\mu^i$  na kwarkową funkcję falową hadronu  $A$ .

Gdy  $A'$  jest identyczne z  $A$  i  $J_\mu^i$  nie zmienia ani spinu ani stanów  $SU_3$  układu  $Q_i$ , mamy

$$f_i^{A'A}(0) = 1. \quad (108)$$

Równanie (106) jest wyrazem założenia o addytywności, równanie (107) opisuje stosowane przybliżenie umożliwiające porównanie np. własności mezonów i barionów. Wynika to stąd, że  $\langle Q_i^{A'} | J_\mu^i | Q_i^A \rangle$  przyjmuje się zależnym tylko od  $\Delta p_\mu$ , spinu i stanu  $SU_3$  kwarka  $Q_i$  w  $A$  i  $A'$ , zaś  $f_i^{A'A}$  uwzględnia kwarkowe funkcje falowe hadronów<sup>9</sup>  $A$  i  $A'$ .

Uogólnimy teraz założenie o addytywności na procesy rozpraszania

$$A + B \rightarrow A' + B', \quad (109)$$

<sup>8</sup> Dla ścisłości należałoby powiedzieć:  $i$ -ty kwark lub antykwark, lecz nie uwzględniamy *explicite* różnicy pomiędzy kwarkiem i antykwarkiem. Dla mezonu indeks  $i$  przebiega jeden kwark i jeden antykwark, dla barionów — trzy kwarki.

<sup>9</sup> Rozdzielenie zmiennych spinowych i przestrzennych dla kwarków możliwe jest dla przypadku nierelatywistycznych stanów kwarkowych w hadronie i niezbyt wielkich  $\Delta p_\mu$ . Założenie nierelatywistyczności wymagane jest, aby model odtworzył strukturę multipletów  $SU_6$ , w szczególności wartości spinów.

przy czym zakładamy, że  $A$  i  $A'$ , jak również  $B$  i  $B'$  mają tę samą strukturę kwarkową, tzn. oba są albo mezonami albo barionami. Przez  $s$  oznaczymy całkowitą energię w układzie środka masy, przez  $\Delta p_\mu$  przekaz czteropędu

$$\Delta p_\mu = p_\mu^{A'} - p_\mu^A = p_\mu^B - p_\mu^{B'}. \quad (110)$$

Kwarki, z których składają się  $A$  i  $B$ , oznaczać będziemy odpowiednio  $Q_i$  i  $Q_j$ ; (terminu kwark używamy do określenia zarówno kwarków, jak antykwarków)  $i, j = 1, 2, 3$ , jeśli mamy do czynienia z barionem lub  $i, j = 1, 2$ , jeśli z mezonem. Addytywność dla tego procesu oznacza, że zachodzi on przez rozproszenie pojedynczego kwarka  $Q_i$  z  $A$  na pojedynczym kwarku  $Q_j$  z  $B$ . Pozostałe kwarki pozostają nienaruszone.

Używając macierzy rozproszenia

$$T = i(1 - S) \quad (111)$$

można to zapisać:

$$\langle A'B' | T | AB \rangle = \delta^4(p^{A'} + p^{B'} - p^A - p^B) \sum_{ij} \langle A'B' | T_{ij} | AB \rangle, \quad (112)$$

gdzie operator  $T_{ij}$  działa na  $i$ -ty kwark  $A$ ,  $j$ -ty kwark  $B$  i nie działa na żaden z pozostałych kwarków.

Równanie (112), które jest analogiczne do (106), musi być uzupełnione przez analogon równania (107). Napiszemy go w postaci

$$\langle A'B' | T_{ij} | AB \rangle = \langle Q_i^{A'} Q_j^{B'} | T_{ij} | Q_i^A Q_j^B \rangle f^{A'A}(\Delta p_\mu) f^{B'B}(-\Delta p_\mu). \quad (113)$$

$\langle Q_i^{A'} Q_j^{B'} | T_{ij} | Q_i^A Q_j^B \rangle$  opisuje zderzenie kwarków  $Q_i$ ,  $Q_j$  z przekazem pędu  $\Delta p_\mu$ , przenosząc je ze stanu  $Q_i^A Q_j^B$  jaki miały w  $A$  i  $B$  do stanu  $Q_i^{A'} Q_j^{B'}$  w  $A'$  i  $B'$ .

Podobnie jak w (107)  $f_i^{A'A}$  przedstawia pokrywanie się kwarkowej funkcji falowej  $A'$  z funkcją falową generowaną przez działanie operatora  $T_{ij}$  na  $Q_i$ , przy czym pozostałe kwarki  $A$  są nienaruszone; analogicznie definiuje się  $f_j^{B'B}$ . Formfaktory  $f_i^{A'A}$  i  $f_j^{B'B}$  spełniają równanie (108) przy  $A' = A$  i  $B' = B$  dla takich rozprożeń do przodu, w których kwarki  $Q_i$  i  $Q_j$  nie zmieniają spinu i stanu  $SU_3$ .

Specjalnego omówienia wymaga zależność od energii zderzenia poszczególnych czynników w równaniu (113). Uważa się, że przy ustalonym  $\Delta p_\mu$  formfaktory  $f_i^{A'A}$ ,  $f_j^{B'B}$  nie zależą od  $s$ , to samo zakłada się o elemencie macierzowym  $\langle Q_i^A Q_j^B | T_{ij} | Q_i^A Q_j^B \rangle$  w przypadku zderzenia elastycznego przy bardzo dużej energii ( $A = A'$ ,  $B = B'$ ,  $s \rightarrow \infty$ ), jeżeli wszystkie przekroje czynne zmierzają do wartości stałych.

W istocie bowiem wtedy można założyć, że kowariantna amplituda (13) jest proporcjonalna do  $s$ , czyli przy normalizacji (10) element macierzowy (112) staje się niezależny od energii.

Z powyższych rozważań wynika, że wtedy równość (113) ma taką samą własność. Innymi słowy fakt, że zderzenie  $A+B$  jest niezależne od energii, przy bardzo wysokich energiach wynika z faktu, że analogiczną własność posiada zderzenie dwóch kwarków  $Q_i$  i  $Q_j$ .

W tym prostym przypadku pozwala to uniknąć problemu jaką energię przypisać zderzeniu  $Q_i + Q_j$ , gdy energia zderzenia  $A + B$  jest  $s^{1/2}$ .

Problem ten powstaje jednak we wszystkich pozostałych przypadkach, tzn. w przypadku zderzeń elastycznych przy skończonych wartościach  $s$  i wszystkich zderzeń nieelastycznych ( $A' \neq A$ ,  $B' \neq B$ ) z malejącymi przekrojami czynnymi. Z założenia o addytywności rozumianego w szerokim sensie wynika, że wszystkie własności hadronu są wypadkową własności kwarków, wchodzących w jego skład; dotyczy to liczby barionowej, izospinu, hiperładunku, spinu i energii. Czyli, jeśli  $A$  posiada czteropęd  $p_\mu^A$ , kwark  $Q_i$  wchodzący w skład  $A$  ma czteropęd

$$p_\mu^i = c_i^A p_\mu^A, \quad \sum_i c_i^A = 1. \quad (114)$$

Najprościej i dość naturalnie jest również założyć, że wszystkie współczynniki  $c_i^A$  są w przybliżeniu równe

$$c_i^A \simeq c_A \quad \begin{array}{l} c_A = \frac{1}{2} \quad \text{dla mezonów,} \\ c_A = \frac{1}{3} \quad \text{dla barionów.} \end{array} \quad (115)$$

Oczywiście (114) nie jest zgodne z relacją

$$(p^i)^2 = m_Q^2 \geq m_A^2, \quad (116)$$

która powinna być prawdziwa dla swobodnego kwarka o dużej masie  $m_Q$ .

Dlatego wszystkie dyskutowane tutaj własności kwarków odnoszą się do kwarków związanych w hadronie, a równania (114) i (115) wyznaczają ich masę efektywną

$$m_Q^{\text{eff}} \simeq \frac{1}{3} m_B \simeq \frac{1}{2} m_M \quad (117)$$

( $m_B$  — masa barionu,  $m_M$  — masa mezonu).

Tak niska efektywna masa kwarków sugerowana jest również przez wartość momentu magnetycznego barionów wynikającą z addytywności [68], [72].

Dla ścisłości dodajmy, że w zastosowaniach modelu kwarków używa się założenia addytywności tylko do kwarków związanych i wcale wtedy nikogo nie interesuje, jaki byłby swobodny kwark, gdyby istniał.

Zasadniczą sprawą jest tu również takie samo traktowanie kwarków w mezonach i w barionach. Jest to, podobnie jak addytywność, założenie; sprawdza się je porównując własności barionów i mezonów w ramach modelu kwarków.

W związku z powyższymi wyjaśnieniami należy jeszcze nadmienić, że wszystkie zastosowania modelu odnoszą się do małych przekazów pędu, czyli traktują własności związanych kwarków jako uśrednione po długości i czasie  $\geq m_B^{-1}$ . W krótszej skali czasu kwarki mogą mieć pewne inne właściwości natury oscylacyjnej<sup>10</sup>, w szczególności mogą doznawać ruchu Fermiego. Właściwości

<sup>10</sup> Można spekulować, że duże siły wiązania kwarków w hadronie mogą powodować szybkie oscylacje. Oscylować może również ładunek i liczba barionowa, tak że ich wartości ułamkowe  $\pm \frac{1}{2}$ ,  $\pm \frac{2}{3}$  są średnimi z pewnych wartości całkowitych.

te, jakkolwiek mogą być znaczne, nie dają przyczynku do uśrednionych w czasie wielkości  $p_\mu^i$  z równania (114).

Przyjmujemy równania (112) i (113) jako *explicite* wypisaną formę założenia o addytywności uważając, że  $\langle Q_i^A Q_j^{B'} | T_{ij} | Q_i^A Q_j^B \rangle$  są takie same dla zderzeń różnych hadronów, jeśli energia zderzenia kwark-kwark dana równaniami (114) i (115) jest taka sama. Jest ona równa

$$s_{ij} = (p^i + p^j)^2 \simeq (c_A m_A)^2 + (c_B m_B)^2 + 2c_A c_B (p^A p^B), \quad (118)$$

co przy dużej energii można podać w sposób przybliżony jako

$$s_{ij} \cong c_A c_B (s - m_A^2 - m_B^2) \cong c_A c_B s_0, \quad (119)$$

gdzie  $s_0$  jest wartością zmiennej  $s_t$  z równania (27) przy  $t = 0$ . Znaczy to, że aby porównać zderzenia barion-barion, mezon-barion i mezon-mezon, należy rozważać je przy energiach spełniających następującą proporcję

$$\frac{s_0^{BB}}{9} = \frac{s_0^{MB}}{6} = \frac{s_0^{MM}}{4} \quad (120)$$

Zgodność z doświadczeniem jest rzeczywiście lepsza, jeśli trzymać się tego warunku.

#### IV. 3. Relacje pomiędzy całkowitymi przekrojami czynnymi

Założenie o addytywności (równania (112)-(113)) implikuje szereg związków pomiędzy amplitudami rozpraszania. Wyprowadzimy kilka z nich w formie, w jakiej zostały po raz pierwszy otrzymane, tzn. przy zaniechaniu spinu.

Jak niedawno pokazali Itzykson i Jacob [73], zmienne spinowe można wziąć pod uwagę i otrzymać relacje, które uśrednione po spinach prowadzą się do poprzednio otrzymanych. Dla kilku wyników przeprowadzono doświadczalne sprawdzenie i otrzymano nadspodziewaną zgodność (mając na uwadze drastyczne założenia modelu).

Rozpatrzmy na początek rozpraszanie elastyczne do przodu, tzn.

$$A' = A, \quad B' = B, \quad \Delta p_\mu = 0. \quad (121)$$

Wszystkie formfaktory redukują się do jedności (patrz równanie (108)). Traktujemy budowę mezonów i barionów z zaniechaniem spinów

$$\begin{aligned} \pi^+ &= Q_p Q_n, & K^+ &= Q_p \bar{Q}_\lambda \\ p &= Q_p Q_p Q_n, & n &= Q_p Q_n Q_n, \end{aligned} \quad (122)$$

gdzie  $Q_p, Q_n, Q_\lambda$  oznaczają odpowiednio kwarki  $J = \frac{1}{2}, J = 0$ . Używając oznaczeń

$$\begin{aligned} \langle AB | T | AB \rangle &= (AB), \\ \langle Q_i Q_j | T_{ij} | Q_i Q_j \rangle &= (Q_i Q_j), \end{aligned} \quad (123)$$

otrzymujemy bezpośrednio

$$\begin{aligned}
 (pp) &= 4(Q_p Q_p) + 4(Q_p Q_n) + (Q_n Q_n), \\
 (np) &= 2(Q_p Q_p) + 5(Q_p Q_n) + 2(Q_n Q_n), \\
 (\bar{n}p) &= 2(\bar{Q}_p Q_p) + 4(\bar{Q}_n Q_p) + (\bar{Q}_p Q_n) + 2(\bar{Q}_n Q_n), \\
 (\bar{p}p) &= 4(\bar{Q}_p Q_p) + 2(\bar{Q}_p Q_n) + 2(\bar{Q}_n Q_p) + (\bar{Q}_n Q_n), \\
 (\pi^+p) &= 2(Q_p Q_p) + (Q_p Q_n) + 2(\bar{Q}_n Q_p) + (\bar{Q}_n Q_n), \\
 (\pi^-p) &= 2(\bar{Q}_p Q_p) + (\bar{Q}_p Q_n) + 2(Q_n Q_p) + (Q_n Q_n), \\
 (K^+p) &= 2(Q_p Q_p) + (Q_p Q_n) + 2(\bar{Q}_\lambda Q_p) + (\bar{Q}_\lambda Q_n), \\
 (K^+n) &= (Q_p Q_p) + 2(Q_p Q_n) + (\bar{Q}_\lambda Q_p) + 2(\bar{Q}_\lambda Q_n), \\
 (K^-p) &= 2(\bar{Q}_p Q_p) + (\bar{Q}_p Q_n) + 2(Q_\lambda Q_p) + (Q_\lambda Q_n), \\
 (K^-n) &= (\bar{Q}_p Q_p) + 2(\bar{Q}_p Q_n) + (Q_\lambda Q_p) + 2(Q_\lambda Q_n).
 \end{aligned} \tag{124}$$

Prostą konsekwencją tego jest

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{3}[(pp) + (np) + (\bar{n}p) + (\bar{p}p)] &= [(\pi^+p) + (\pi^-p)] = \\
 &= [2(Q_p Q_p) + 3(Q_p Q_n) + (Q_n Q_n) + 2(\bar{Q}_p Q_p) + (\bar{Q}_p Q_n) + 2(\bar{Q}_n Q_p) + (\bar{Q}_n Q_n)].
 \end{aligned} \tag{125}$$

Przy bardzo wysokiej energii brak rozproszenia wymiennego i anihilacji prowadzi do równości wszystkich amplitud w tym samym nawiasie kwadratowym, czyli:

$$\frac{1}{3}(pp) = 2(\pi^+p) = 12(Q_p Q_p). \tag{126}$$

Z twierdzenia optycznego wynika natychmiast równość (105). Jeśli zastosować twierdzenie optyczne bezpośrednio do (125), otrzymujemy:

$$\frac{2[\sigma_T(\pi^+p) + \sigma_T(\pi^-p)]}{\sigma_T(pp) + \sigma_T(np) + \sigma_T(\bar{n}p) + \sigma_T(\bar{p}p)} = \frac{2}{3}. \tag{127}$$

Biorąc przekroje czynne na rozpraszanie  $\pi p$  przy energii 13 GeV, zaś na rozpraszanie nukleon-nukleon i antynukleon-nukleon przy 20 GeV (jak sugeruje reguła (120)), otrzymujemy na wartość stosunku (127) liczbę  $0,59 \pm 0,05$ . (Gdyby brać wszystkie przekroje czynne przy tej samej energii, to wynik byłby  $0,54 \pm 0,05$ .)

Jako inny przykład weźmy relacje Johnsona—Treimana (103). Z równości (124) wynika, że

$$\begin{aligned}
 (K^+p) - (K^-n) &= 2(\delta_{pp} - \delta_{\lambda p}) + \delta_{pn} - \delta_{\lambda n} \\
 (\pi^+p) - (\pi^-p) &= 2(\delta_{pp} - \delta_{np}) + \delta_{pn} - \delta_{nn} \\
 (K^+n) - (K^-n) &= 2(\delta_{pn} - \delta_{\lambda n}) + \delta_{pp} - \delta_{\lambda p}
 \end{aligned} \tag{128}$$

przy oznaczeniu

$$\delta_{ab} = (Q_a Q_b) - (\bar{Q}_a Q_b); \quad a, b = p, n, \lambda. \tag{129}$$

Z niezmienniczości izospinowej wynika

$$\delta_{pp} = \delta_{nn}, \quad \delta_{pn} = \delta_{np}, \quad \delta_{\lambda n} = \delta_{\lambda p}, \tag{130}$$

skąd

$$(K^+p) - (K^-p) = (\pi^+p) - (\pi^-p) + (K^+n) - (K^-n). \quad (131)$$

Jak pokazali Lipkin i Scheck [70], odpowiednie relacje pomiędzy całkowitymi przekrojami czynnymi są w dobrej zgodności z doświadczeniem dla  $s \gtrsim 15(\text{GeV})^2$ . Ażeby otrzymać związki Johnsona—Treimana (103), potrzeba, aby

$$\delta_{\lambda p} = \delta_{np}, \quad (132)$$

co jest prawdziwe, jeśli amplitudy kwark-kwark i kwark-antykwarck podlegają symetrii  $SU_3$ . Jest rzeczą pocieszającą, że równanie (131) na całkowity przekrój czynny, które nie zależy od przełamania symetrii, jest w lepszej zgodności z doświadczeniem niż pełne relacje Johnsona—Treimana.

Na koniec zwróćmy uwagę na fakt, że dyskutowane w tej części zależności pomiędzy przekrojami czynnymi stają się niezgodne z doświadczeniem, gdy  $s$  przyjmuje wartości poniżej  $10(\text{GeV})^2$ . Wskazuje to, że założenie o addytywności amplitud rozpraszania jest słuszne jedynie w obszarze bardzo wysokich energii.

#### IV. 4. Różniczkowe przekroje czynne i poprawność założenia o addytywności

Przedyskutujemy obecnie, co implikuje model kwarków z addytywną amplitudą odnośnie do różniczkowych przekrojów czynnych na rozpraszanie elastyczne ( $s$  bardzo duże)<sup>11</sup>. Pozwoli nam to, przynajmniej w dwóch granicznych przypadkach, zbadać jak dobrym przybliżeniem jest założenie o addytywności.

Jest rzeczą naturalną założyć, że przy bardzo wysokich energiach elastyczne zderzenie kwark-kwark posiada charakter czysto dyfrakcyjny i jego przekrój czynny nie zależy od energii. Stąd w równaniu (113) dla elastycznego zderzenia ( $A' = A$ ,  $B' = B$ ) położymy

$$\langle Q_i^A Q_j^B | T_{ij} | Q_i^A Q_j^B \rangle = ig_{ij}(t) = ig_{ji}(t), \quad t = \Delta p_\mu^2, \quad (133)$$

przy czym  $g_{ij}(t)$  jest funkcją rzeczywistą.

Z symetrii izospinowej wynika, że

$$g_{\lambda p}(t) = g_{\lambda n}(t), \quad g_{pp}(t) = g_{nn}(t), \quad (134)$$

gdzie wskaźniki  $pn\lambda$  odnoszą się do kwarków  $Q_p$ ,  $Q_n$ ,  $Q_\lambda$ . Zaniedbując efekt przełamania symetrii  $SU_3$  otrzymamy dodatkowo

$$g_{\lambda\lambda}(t) = g_{pp}(t), \quad g_{pn}(t) = g_{\lambda n}(t), \quad (135)$$

<sup>11</sup> Wiele innych przypadków różniczkowych przekrojów czynnych z uwzględnieniem spinu badali Itzykson i Jacob (patrz Ref. [73]).

zaś z braku wymiany ładunku przy bardzo wysokich energiach

$$g_{pp}(t) = g_{pn}(t). \quad (136)$$

Podobne związki spełnione są dla rozproszu kwar-k-antykwark. Wypiszemy je dodając odnośne założenie ( $\bar{p}\bar{n}\bar{\lambda}$  odnoszą się do antykwarków  $Q_p, Q_n, Q_\lambda$ ). Izospin i sprzężenie ładunkowe:

$$\begin{aligned} g_{pp}^- &= g_{nn}^-, & g_{pn}^- &= g_{np}^-, & g_{p\lambda}^- &= g_{n\lambda}^- \\ g_{\bar{p}\bar{p}} &= g_{\bar{n}\bar{n}}, & g_{\bar{p}\bar{n}} &= g_{\bar{n}\bar{p}}, & g_{\bar{p}\bar{\lambda}} &= g_{\bar{n}\bar{\lambda}} \end{aligned} \quad (137)$$

$SU_3$ :

$$g_{\lambda\lambda} = g_{pp}^-, \quad g_{\bar{p}\bar{n}} = g_{\bar{n}\bar{p}} \quad (138)$$

brak wymiany ładunku:

$$g_{pp}^- = g_{\bar{p}\bar{p}}. \quad (139)$$

Wreszcie z powodu identyczności elastycznego rozproszu  $\bar{Q}_i Q_j$  i  $Q_i Q_j$  przy wysokich energiach <sup>12</sup>

$$g_{pp}^-(t) = g_{pp}(t), \quad g_{\bar{p}\bar{p}}^-(t) = g_{\bar{p}\bar{p}}(t), \quad g_{\lambda\lambda}^-(t) = g_{\lambda\lambda}(t). \quad (140)$$

Używając tych związków (z wyjątkiem takich, które wynikają z symetrii  $SU_3$ ) otrzymujemy dla bardzo wysokich energii

$$\langle AB|T|AB\rangle = ig_{AB}(t)f^A(t)f^B(t), \quad (141)$$

gdzie <sup>13</sup>

$$f^A(t) = \sum_i f_i^{AA}(\Delta p_\mu), \quad f^B(t) = \sum_j f_j^{BB}(-\Delta p_\mu) \quad (142)$$

$$\begin{aligned} g_{AB}(t) &= g_{pp}(t) & \text{dla} & \quad A, B = \pi, p, n, \bar{p}, \bar{n} \\ g_{AB}(t) &= \frac{1}{2}[g_{\lambda p}(t) + g_{pp}(t)] & \text{dla} & \quad A = K, \bar{K}; \quad B = p, n, \pi \\ g_{AB}(t) &= \frac{1}{3}[g_{\lambda p}(t) + 2g_{pp}(t)] & \text{dla} & \quad A = \Lambda, \Sigma; \quad B = p, n, \pi \\ g_{AB}(t) &= \frac{1}{3}[2g_{\lambda p}(t) + g_{pp}(t)] & \text{dla} & \quad A = \Xi; \quad B = p, n, \pi \\ g_{AB}(t) &= g_{\lambda p}(t) & \text{dla} & \quad A = \Omega^-; \quad B = p, n, \pi. \end{aligned} \quad (143)$$

Jeśli uwzględnić symetrię  $SU_3$ , wszystkie funkcje  $g_{AB}$  redukują się do  $g_{pp}$ . Konsekwencje powyższych związków dyskutowane były przeze mnie i Kokkedee [70], [72].

<sup>12</sup> Jest to uogólnione twierdzenie Pomeranczuka dla rozproszu dyfrakcyjnego niezależnego od energii (patrz L. Van Hove, *Phys. Letters*, **5**, 252 (1963)), lub rozdział II niniejszego wykładu — własności członu wiodącego rozwinięcia (26), szczególnie fakt, że posiada on dodatnią sygnaturę.

<sup>13</sup> Aby separować formfaktory z amplitud rozpraszania  $g$ , gdy mamy do czynienia z cząstkami dziwnymi, opieramy się na fakcie, że  $f_i^{AA}(t)$  nie zależy od  $i$ . Jest to oczywiste, gdy  $A$  jest mezonem, ponieważ wtedy zawiera on tylko dwa kwarki i jeden względny pęd. Dla hiperonów własność ta spełniona jest, gdy ich funkcja falowa jest symetryczna względem wszystkich trzech kwarków.



Niestety, przy obecnych danych doświadczalnych nie można przeprowadzić dokładnego testu, chociaż wydaje się, że doświadczenie potwierdza duży stopień uniwersalności dyfrakcji przy wysokich energiach, jak przewiduje model.

W dalszych rozważaniach ograniczymy się do rozpraszania pionów ( $\pi$ ) i nukleonów ( $N$ ).

Z uwzględnieniem symetrii  $SU_3$  wyniki jakie otrzymamy będą słuszne dla wszystkich mezonów i barionów. Oznaczając

$$g(t) = g_{pp}(t) \quad (144)$$

możemy (141) przepisać jako

$$\langle AB|T|AB\rangle = ig(t)f^A(t)f^B(t). \quad (145)$$

Stąd prosto wynika własność faktoryzacji

$$\langle AB|T|AB\rangle^2 = \langle AA|T|AA\rangle \cdot \langle BB|T|BB\rangle, \quad (146)$$

z której np. na dyfrakcyjne rozpraszanie  $\pi\pi$  otrzymujemy

$$\langle \pi\pi|T|\pi\pi\rangle = \frac{f^\pi(t)}{f^N(t)} \langle \pi N|T|\pi N\rangle = \frac{\langle \pi N|T|\pi N\rangle^2}{\langle NN|T|NN\rangle}. \quad (147)$$

Jak widać z równania (145), zależność rozpraszania dyfrakcyjnego hadron-hadron od  $t$  wyznaczają funkcje dwóch typów — formfaktory hadronowe  $f^A(t)$ ,  $f^B(t)$  oraz asymptotyczna amplituda zderzenia kwark-kwark  $g(t)$ . Na podstawie danych wyłącznie o dyfrakcyjnym rozpraszaniu hadron-hadron nie da się wpływu tych funkcji wyseparować. Zastanowimy się wobec tego nad dwoma krańcowymi przypadkami, pomiędzy którymi można sobie wyobrazić kontinuum różnych sytuacji pośrednich. Pozwoli nam to lepiej zrozumieć warunki, w jakich słuszne jest założenie o addytywności.

W pierwszym przypadku założymy, że *kształt piku dyfrakcyjnego określony jest wyłącznie przez formfaktory*; w tym sensie, że  $g(t)$  praktycznie jest stałe i równa się  $g(0)$  w całym obszarze piku dyfrakcyjnego.

Nachylenie piku jest wobec tego wyznaczone przez czynnik  $f^A(t)f^B(t)$  w równaniu (145). Innymi słowy rozmiary kwarków manifestujące się poprzez dyfrakcję przy wysokich energiach są znacznie mniejsze niż zmierzone analogiczne rozmiary hadronów. Minimalny rozmiar kwarków otrzymamy zakładając, że mają one kształt czarnej kuli, wtedy promień kuli  $R_Q$  dany jest przez

$$\sigma_T(QQ) = 2\pi R_Q^2. \quad (148)$$

Całkowity przekrój czynny na rozpraszanie kwark-kwark w naszej normalizacji <sup>14</sup>

$$\sigma_T(QQ) = 4\pi^2 g(0) \quad (149)$$

<sup>14</sup> Zauważmy, że przy bardzo dużej energii i skończonym  $t$  elementy macierzowe

$$\langle A'B'|T|AB\rangle \quad \text{i} \quad \langle Q_i^{A'} Q_j^{B'} | T_{ij} | Q_i^A Q_j^B \rangle$$

wyliczymy korzystając z (145), (142) i (108) jako

$$\sigma_T(pp) = 36\pi^2 g(0) = 9\sigma_T(QQ). \quad (150)$$

Ostatecznie więc

$$R_Q^2 = \frac{\sigma_T(pp)}{18\pi}. \quad (151)$$

Jest to rzeczywiście znacznie mniejszy promień niż promień dyfrakcyjny protonu; nie tylko z powodu czynnika 9 w równaniu (150), lecz również na skutek tego, że eksponencjalny kształt dyfrakcji odpowiada absorpcji, która jest silna jedynie przy zerowym parametrze zderzenia i maleje jak funkcja Gaussa.

Używając oznaczeń części III. 1. mamy rzeczywiście w przybliżeniu

$$\eta_t \simeq \eta_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2bk^2}\right), \quad (152)$$

gdzie  $b \simeq 9 (\text{GeV}/c)^2$  jest szerokością rozpraszania dyfrakcyjnego  $pp$  lub  $\pi p$  zdefiniowaną w równaniu (19). Parametr  $\eta_0$  jest bliski 1 dla rozpraszania  $pp$  i wynosi około 0,7 dla  $\pi p$ .

Jak widzimy, pierwszy z rozpatrywanych przypadków krańcowych odpowiada hadronowi zbudowanemu z kwarków o bardzo małych rozmiarach, znajdujących się w dużej odległości od siebie. W obrazie tym addytywność amplitudy zderzenia jest konsekwencją małych rozmiarów kwarków, z czego wynika małe prawdopodobieństwo wielokrotnych rozproszeń. Zależność od  $t$  rozproszenia elastycznego hadron-hadron dana jest wzorem

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \left(\frac{d\sigma_{el}}{dt}\right)_0 [f^A(t)f^B(t)]^2. \quad (153)$$

Lecz pamiętajmy, że z bardzo małych kwarków zbudowane są duże hadrony, wobec czego formfaktory  $f^A$  i  $f^B$  powinny stosować się do wszystkich właściwości tych ostatnich (zgodnie z addytywnością), w szczególności do oddziaływań słabych i elektromagnetycznych.

Można w takim razie za  $f^A$  i  $f^B$  przyjąć formfaktory elektromagnetyczne. Jest rzeczą godną uwagi, że to przypuszczenie znalazło doskonałe potwierdzenie w doświadczeniach, w których  $A = B = \text{proton}$  — jedynym wypadku, gdzie można było przeprowadzić test [71].

w równaniach (112) i (113) są takie same we wszystkich układach, w których pędy cząstek pierwotnych  $\vec{p}$  i  $\vec{p}'$  są współliniowe, mają przeciwne kierunki i dużą wartość bezwzględną. Z równania (16) widać, że w takich układach odniesienia

$$(p_0^A p_0^B p_0^C p_0^D)^{1/2} \simeq \frac{1}{2}(p_0 p_0' - \vec{p} \vec{p}') = \text{invariant},$$

gdzie  $p_0 \cdot p_0'$  są energiami cząstek pierwotnych. Takim układem zarówno dla zderzenia  $A+B$ , jak i  $Q_i+Q_j$  jest układ środka masy. Przekrój czynny na to ostatnie zderzenie można obliczyć stosując (10), (12) i (13), gdzie elementy macierzowe (10) amplitudy  $T = i(1-S)$  są takie jakich użyto w rozdziale IV.

Dobłą zgodność otrzymano w przedziale  $0 \leq -t \leq 1 \text{ (GeV/c)}^2$ , gdzie  $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$  zmienia się o trzy rzędy wielkości. Opierając się na tym można było z rozproszenia  $\pi p$  otrzymać elektromagnetyczny formfaktor pionu, który okazał się bardzo podobny do formfaktora protonu.

Przejdźmy teraz do drugiego krańcowego przypadku i założmy, że *zależność piku dyfrakcyjnego od  $t$  wyznaczona jest przez postać amplitudy kwark-kwark* —  $g(t)$ , zaś formfaktory  $f^A$  i  $f^B$  są stałe w całym obszarze pików i równe  $f^{A,B}(0)$ . Wynikający stąd obraz struktury hadronu jest całkiem przeciwny do poprzedniego.

Kwarki posiadają duże rozmiary względem dyfrakcji i przestrzennie prawie dokładnie pokrywają się w hadronie, co daje minimalną zależność formfaktorów od  $t$ . Wynika stąd, że wszystkie hadrony, z dokładnością do stałego czynnika, posiadają tę samą postać rozpraszania dyfrakcyjnego w granicy wysokich energii, mianowicie

$$\langle AB|T|AB\rangle = in_A n_B g(t), \quad (154)$$

gdzie  $n_{A,B} = f^{A,B}(0)$  jest liczbą kwarków, z których zbudowane są hadrony  $A$  i  $B$ . Zgadza się to z danymi doświadczalnymi; jeśli bowiem ekstrapolować rozproszenia  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $\pi^\pm p$  do nieskończonej energii, to okazuje się, że kształty odpowiednich pików dyfrakcyjnych stają się identyczne.

Rozpraszanie dyfrakcyjne kwark-kwark jest całkowicie określone równaniami

$$\sigma_T(QQ) = \frac{1}{9} \sigma_T(pp), \quad \frac{d\sigma_{el}}{dt}(QQ) = \frac{1}{81} \frac{d\sigma_{el}}{dt}(pp) \quad (155)$$

odpowiedni współczynnik absorpcji  $\eta_t$  dany jest w przybliżeniu przez równanie (152), w którym  $\eta_0 = \frac{1}{9}$ .

Jak widać, podczas gdy kwark ma duże rozmiary na dyfrakcję, posiada on słabą zdolność absorpcyjną, która osiąga maksymalną wartość około 10% przy zerowym parametrze zderzenia.

Addytywność w tym obrazie jest więc konsekwencją nikłej absorpcji czyli dużej przezroczystości. Kwarki pokrywają się w przestrzeni, i ich oddziaływanie dyfrakcyjne jest tak słabe, że procesy z rozpraszaniem na więcej niż jednym kwarku w tym samym hadronie są bardzo mało prawdopodobne. Nie jest to jednak prawdą, jeśli idzie o rozproszenie z dużym transferem pędu, ponieważ wtedy mała wartość  $g(t)$  faworyzuje procesy wielokrotnych rozprożeń.

Słaba natura oddziaływania dyfrakcyjnego pomiędzy kwarkami sugeruje, że można w tym przypadku zastosować pierwsze przybliżenie Borna. Każda mała objętość jednego kwarka oddziałuje z małą objętością innego, a całkowita amplituda rozproszenia jest sumą wszystkich tego typu przyczynków. Prowadzi to do

$$g(t) = g(0)[F(t)]^2, \quad (156)$$

przy czym  $F(t)$  jest formfactorem kwarka opisującym przestrzenny rozkład mocy jego oddziaływania dyfrakcyjnego<sup>15</sup>. Jeśli ten sam formfaktor  $F(t)$  opisuje rozkład oddziaływań słabego i elektromagnetycznego w kwarku, to musi on być identyczny z formfaktorami elektromagnetycznymi protonu i pionu, ponieważ  $f^{A,B}(t)$  nie wnoszą do nich żadnego wkładu w rozpatrywanym przypadku.

Jak już wspomnieliśmy w dyskusji równania (153), fakty eksperymentalne potwierdziły taką identyfikację.

Może warto jeszcze dodać, że w tym obrazie kwark jest jeszcze bardziej trudny do zaobserwowania jako oddzielna cząstka niż w poprzednim.

Zobaczyliśmy na tych dwóch granicznych przypadkach, jak pracuje założenie o addytywności. Należy się spodziewać, że przypadki pośrednie będą jakoś łączyć ich elementy. Jedno można powiedzieć na pewno — rozproszenie wielokrotne na kwarkach w tym samym hadronie powinno dawać małe przyrosty do zderzeń hadron-hadron z małym transferem pędu.

#### IV. 5. Związek pomiędzy modelem biegunów Regge i zderzeniami nieelastycznymi w modelu kwarków

Zakończymy ten wykład kilkoma uwagami porównującymi podejście do rozprożeń wysokiej energii przy pomocy modelu biegunów Regge, modelu kwarków i rozważań nad modelem cieniowym.

Pewne przewidywania modelu kwarków i modelu biegunów Regge zgadzają się dobrze. Np. faktoryzacja zawarta w równaniach (145) i (146) dla dyfrakcyjnego rozproszenia i całkowitych przekrojów czynnych może być otrzymana z modelu Regge. Wynika ona z własności faktoryzacji (część II. 5, punkt 6) zastosowanej do residuum biegunu Pomeranczuka  $\alpha_1 \simeq 1$ , który dominuje rozpraszanie elastyczne.

Bardziej ogólną i bezpośrednią konsekwencją założenia o addytywności (112), (113) jest fakt, że dla  $s \rightarrow +\infty$  i skończonych  $t$ , w kanale  $t$  mogą być wymieniane liczby kwantowe układu kwark-antykwarik z dodatnią lub ujemną sygnaturą. Odpowiadają one nonetom wymaganym w modelu Regge do opisu reakcji mezon-nukleon.

Można powiedzieć, że układ kwark-antykwarik przy odpowiedniej ujemnej lub dodatniej wartości  $t = m^2$  ( $m$  — masa układu) stanowi dynamiczny model trajektorii Regge dla mezonów. Macierz  $Z_j^\pm$  (równość (71)) odnosi się wobec tego do takiego układu  $Q\bar{Q}$ .

To wyjaśnia uniwersalność wykładników  $\alpha_j$  i ich związek z cząstkami (część II. 5 punkty  $a$  i  $c$ ). Powyższe analogie są z pewnością jedynie częściowe

<sup>15</sup> Jeżeli jeden kwark ma rozmiary punktowe, a drugi jest rozciągly, przybliżenie Borna daje  $g(t) = g(0)F(t)$ . Dodatkowy czynnik  $F(t)$  w równaniu (156) wynika stąd, że obydwie kwarki mają skończone rozmiary.

i mimo iż stanowią one niewątpliwie wspólne punkty modelu Regge i modelu kwarków, to jednak pełne przewidywania obydwu modelu będą na pewno różnić się w pewnych aspektach. Ale pamiętajmy, że przecież obydwa modele stanowią jedynie przybliżony opis bardzo złożonych zjawisk silnych oddziaływań.

Zasadnicze idee modelu kwarków dla rozproszeń z małym przekazem pędu można rozszerzyć na zderzenia nieelastyczne. Należy wtedy  $A'$  i  $B'$  (równania (113), (114)) traktować jako dowolne stany otrzymane przez przekazanie pewnego czteropędu  $\Delta p_\mu$ , izospinu i hiperładunku z kwarka  $Q_i$  w  $A$  kwarkowi  $Q_j$  w  $B$ . Stany  $A'$  i  $B'$  niekoniecznie muszą być rezonansami, lecz można je uważać za pewne układy wzbudzone rozpadające się przez tworzenie wirtualnych par kwark-antykwarik uwalniających się jako mezony<sup>16</sup>

Te nieelastyczne stany końcowe  $A'$ ,  $B'$  odpowiadają omawianym w części III. 2 grupom cząstek do przodu i do tyłu. Istnienie cząstki wiodącej w danej grupie wynika z faktu, że wzbudzony stan  $A'$  (lub  $B'$ ), promieniujący nadmiar energii w postaci mezonów, posiada wyróżniony w przestrzeni kierunek, mianowicie kierunek ruchu cząstki  $B$  (lub  $A$ ), która zderzywszy się z  $A$  wzbudziła ją do stanu  $A'$  (lub  $B'$ ). Będzie to zatem kierunek do tyłu dla cząstki padającej i do przodu dla cząstki tarczy. Efekt taki powinien być szczególnie widoczny, gdy jedna z cząstek zderzających się jest barionem. Zderzenie kwark-kwark hamuje wtedy tylko jeden kwark w  $A(B)$ , podczas gdy dwa pozostałe lecą nie zmieniając prawie pędu. Pociągają one za sobą trzeci (ten, który uległ zderzeniu) w kierunku do przodu (do tyłu), przy czym powstający w takim układzie  $A'(B')$  nadmiar energii wypromieniowany zostaje przez emisję mezonów o znacznie mniejszym pędzie niż pęd układu  $A'(B')$ .

Z podobnym zjawiskiem spotykamy się we wszystkich układach wielociałowych. Na przykład, kiedy szybka cząstka zderza się z kryształem, fonony wzbudzone w kryształach posiadają kierunek rozchodzenia się ściśle skorelowany z kierunkiem ruchu padającej cząstki.

Podział stanu końcowego na część wymienną  $\psi_{AB}^{(1)}$  i niewymienną  $\psi_{AB}^{(0)}$ , (86) jest również związany z równaniami (112) i (113). Wynika to z możliwości przekazu w zderzeniu  $Q_i Q_j$ , zerowych lub niezerowych wartości izospinu i hiperładunku. Wyjątek stanowią stany mieszane wprowadzane do  $\psi_{AB}^{(1)}$  przez anihilację, gdy  $A$  jest antybarionem, a  $B$  barionem. Takie stany nie mogą powstać w zderzeniu kwark-kwark, lecz wymagają wymiany układu trzech kwarków. W wyniku tego podział na grupy do przodu i do tyłu nie jest tak prosty jak poprzednio. Ogólnie rzecz biorąc wszystkie procesy, w których zachodzi wymiana barionu, wymagają oddzielnego traktowania w modelu kwarków (np. rozpraszanie mezon-nukleon do tyłu). Analiza anihilacji w zderzeniach barion-antybarion stawia pod znakiem zapytania poprawność modelu kwarków z adytywną amplitudą, tak jak zastosowaliśmy ją do całkowitych przekrojów

<sup>16</sup> Nie rozpatrujemy tak dużych  $\Delta p_\mu$ , aby mogły powstać swobodne kwarki, choć byłoby to możliwe, gdyby miały one całkowity ładunek i liczbę barionową.

czynnych i rozpraszania elastycznego (części IV. 3, IV. 4), odnośnie do wkładu do elastycznego zderzenia barion-antybarion jaki wnosi cień anihilacji.

W części IV. 4 traktowaliśmy zderzenia hadron-hadron i kwark-kwark jako czysto dyfrakcyjne, jak na to wskazywała rzeczywista wartość  $g_{ij}$  w równaniu (133). Lecz cienia anihilacji antybarion-barion nie można otrzymać z cienia anihilacji antykwark-kwark, bo addytywność słuszna jest tylko dla nieanihilacyjnej części funkcji  $\psi_{AB} = \psi_{AB}^{(0)} + \psi_{AB}^{(1)}$ . Być może, że wobec powyższego amplitudy elastycznego zderzenia antybarion-barion i całkowite przekroje czynne wymagają uwzględnienia nowego członu. Możliwość taką sugeruje również doświadczenie, albowiem równanie (127) jest w lepszej zgodności z danymi doświadczalnymi, gdy odejmie się od  $\sigma_T(\bar{n}p)$  i  $\sigma_T(\bar{p}p)$  wkład anihilacji.

Ostatnia uwaga dotyczyć będzie kształtu piku dyfrakcyjnego. W rozdziale III odnieśliśmy go poprzez unitarność do funkcji pokrywania, w części IV. 4 natomiast wyraziliśmy przez formfaktor hadronu. Sugeruje to istnienie związku między formfactorem i funkcją pokrywania.

Jak dotąd nie wiadomo czy ma to jakieś znaczenie, ani też czy eksponencyjalny kształt piku można łatwiej zrozumieć przy pomocy zderzeń nieelastycznych, czy przy pomocy formfaktorów.

Tłumaczył J. Dąbkowski

## Very High Energy Scattering of Strongly Interacting Particles

### Part II

Translated from *Proceedings of Summer School of Scottish Universities* (1966).

### Literatura

- [59] L. Van Hove, *Physikertagung Stuttgart* (1962). Mosbach—Baden Physik—Verlag 1963 str. 84; *Nuovo Cimento*, **28**, 798 (1963); *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 655 (1964); *Strong Electromagnetic and Weak Interactions*, Wyd. A. Zichichi, W. A. Benjamin, New York, Amsterdam 1964, str. 844.
- [60] A. Białas, *Nuovo Cimento*, **33**, 972 (1964).
- [61] L. Van Hove, *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 655 (1964).
- [62] J. J. J. Kokkedee, *Nuovo Cimento*, **43A**, 919 (1966).
- [63] K. Johnson i S. B. Treiman, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 189 (1965).
- [64] H. Harari i H. J. Lipkin, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 208 (1964).
- [65] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, **125**, 1067 (1962); *Physics*, **1**, 63 (1964).
- [66] M. Gell-Mann, *Phys. Letters*, **8**, 214 (1964); G. Zweig, *CERN preprint TH 442* (1964).
- [67] S. L. Adler, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 1051 (1965); *Phys. Rev.*, **140**, B 736 (1965); W. I. Weisbergere, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 1047 (1965).
- [68] E. W. Thirring, *Phys. Letters*, **16**, 355 (1965); *Acta Phys. Austriaca, Suppl.*, II, 205 (1966); *Suppl.*, III, w druku.

- [69] N. Cabibbo, L. Horwitz i Y. Ne'eman, *CERN preprint TH 680* (1966):  
N. Cabibbo, L. Horwitz J. J. J., Kokkedee i Y. Ne'eman, *CERN preprint TH 685* (1965).
- [70] E. M. Levin i L. L. Frankfurt, *Ž. Eksper. Teor. Fiz., Listy do Redakcji* **2**, 105 (1965):  
(Tłumaczenie angielskie: *Soviet Phys., JETP Letters*, **2**, 65 (1965));  
H. J. Lipkin i F. Scheck, *Phys. Rev. Letters*. **16**, 71 (1966) oraz prace późniejsze  
H. J. Lipkina i współpracowników: J. J. J. Kokkedee i L. Van Hove, *Nuovo Cimento*, **42**, 711 (1966):  
J. J. J. Kokkedee, *Phys. Letters*, **22**, 88 (1966).
- [71] J. J. J. Kokedee i L. Van Hove, Ref. (70); L. Van Hove, *Proceedings of the Stony Brook Conference on High Energy Two-Body Reactions*, State University, Stony Brook, N. Y. 1966.
- [72] N. N. Bogoliubov *et al.*, *ZIBJ*, Dubna, preprint D-1968 (1965).
- [73] C. Itzykson i M. Jacob, *Saclay preprint*, July 1966.

Louis Rosen \*

## Fabryki mezonów \*\*

Akceleratory, które będą wytwarzać 500—1000 MeV-owe nukleony i mezony w związkach o natężeniu tysiąc razy większym niż obecnie istniejące, umożliwią przeprowadzenie doświadczeń dotychczas niemożliwych, zwiększenie dokładności innych oraz doprowadzą do odkrycia procesów dotąd nieznanych.

Można oczekiwać, że fabryki mezonów, które będą wytwarzać wiązki nukleonów i mezonów o natężeniu tysiąc razy większym aniżeli obecnie możliwe do otrzymania, przywiodą nas do następnego etapu w zrozumieniu materii jądrowej i do wykrycia procesów obecnie ukrytych przed obserwacją. Pod fabryką mezonów mam na myśli kompletną instalację fizyki jądrowej bazującą na akceleratorze na (500—1000) MeV, który jest zdolny do wytwarzania wysokiej jakości wiązki o natężeniu przynajmniej  $100\mu\text{A}$ . Instalacja ta obejmuje także następujące urządzenia i udogodnienia, umożliwiające przeprowadzenie bardzo dokładnego doświadczenia: operowanie tarczą, ustawienie wiązki, urządzenia dla opracowania danych i pułapki dla resztkowych wiązek. Jakkolwiek warunki energetyczne nie są nowością, to natężenie jest około 10 tysięcy razy większe aniżeli w istniejących synchrociklotronach: jednomikroamperowy 800 MeV-owy akcelerator jest zdolny do wytwarzania strumieni pionów powyżej  $10^{10}$  cząstek/cm<sup>2</sup>/sek w sześcioprocentowym przedziale pędu.

Fabryka mezonów będzie stanowić bardzo pożądany pomost pomiędzy fizyką jądrową i fizyką struktury materii jądrowej, jest to istotne z powodu zwykłych korzyści łączenia dyscyplin naukowych, a także dlatego, że fizyka struktury materii jądrowej może być z nami związana tylko poprzez fizykę jądrową.

Z uwagi na bardzo duży wysiłek związany z konstrukcją takiego akceleratora, wykorzystaniem jego wiązek o dużym natężeniu oraz z uwagi na wy-

\* Louis Rosen, który kieruje Oddziałem MP w Los Angeles, pracował w dziedzinie fizyki rozszczepień jądrowych, a także w dziedzinie reakcji syntezy i oddziaływań neutronów z jądrami złożonymi oraz brał udział w pracach nad zależnością spinową oddziaływania proton-jądro. W czasie ostatniej konferencji APS w Nowym Yorku wygłosił referat o fabrykach mezonów.

\*\* Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w czasopiśmie *Physics Today*, 19, No 12, 21 (1966), dokonane za zgodą Wydawcy.



sokie koszty z tym połączone, możliwości budowy fabryki mezonów były przeanalizowane przez komitety naukowe [1] na wyższym szczeblu niż projekty poprzednich akceleratorów. Z jednym wyjątkiem (Rada Ramseya wołała 10 GeV-owy akcelerator z dużym natężeniem, z punktu widzenia fizyki cząstek) wszystkie komitety doszły do wniosku, że fabryka mezonów powinna być zbudowana w najbliższej przyszłości. W Stanach Zjednoczonych Komisja Energii Atomowej i Zjednoczony Komitet Energii Atomowej doszły do tego samego wniosku; do tego też wniosku doszedł rząd Szwajcarii.

Poparcie dla fabryki mezonów wzrastało raczej powoli, ponieważ większość fizyków zajmujących się strukturą materii jądrowej nie jest obznajomiona z badaniami za pomocą mezonów, podczas gdy większość fizyków wysokich energii nie przywiązuje dużej wagi do badań struktury jądrowej, które tradycyjnie były polem działania fizyków niskich energii. Celem tego artykułu jest: ukazanie podstaw obecnego entuzjazmu związanego z fabryką mezonów, opisanie takiego urządzenia i podanie jego kosztów.

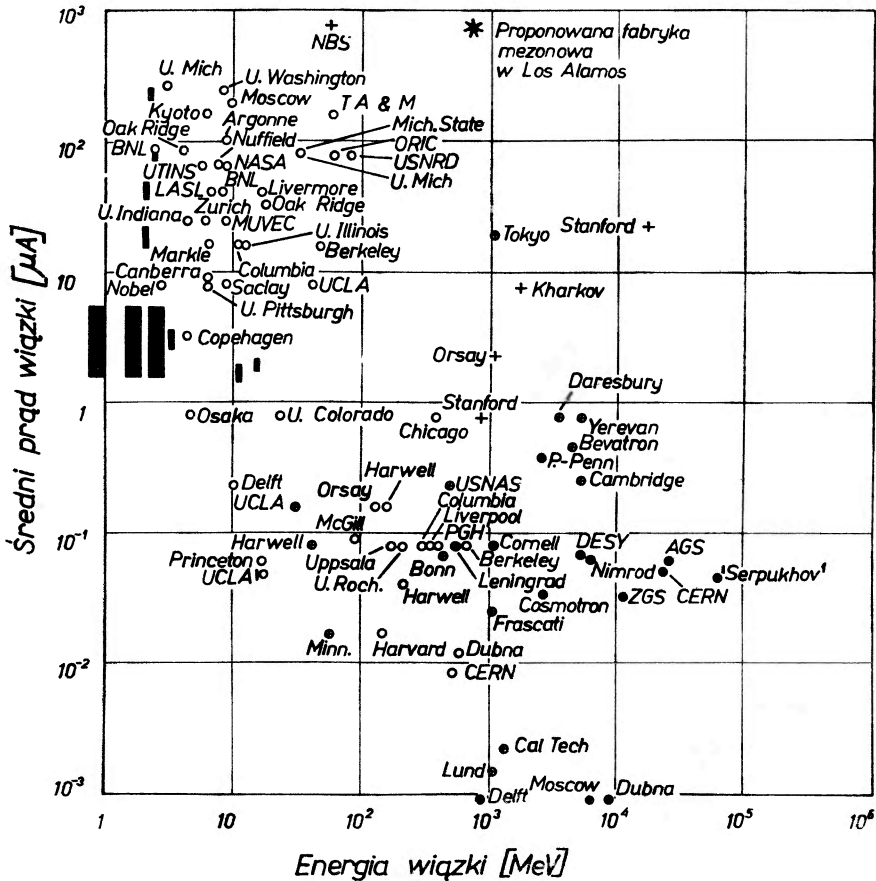
Wiele grup osiągnęło poważne rezultaty w projektowaniu fabryki mezonów [2]. W tym kraju<sup>1</sup> grupy w Yale, Oak Ridge, Uniwersytet Kalifornijski, grupa w Los Angeles i w Los Alamos Scientific Laboratory (*LASL*) pierwsze rozpoczęły badania. W innych krajach grupy w Chalk River, w Strassburgu, Karlsruhe, w Zurichu i w Dubnie wszystkie wniosły trwały wkład zarówno do technologii akceleratora mającego wytwarzać pierwotną wiązkę dla fabryki mezonów, jak i do projektowania ewentualnego zastosowania takich akceleratorów.

### Motywacja naukowa

Skąd więc ten rosnący nacisk na otrzymywanie wiązek nukleonów i mezonów tysiąc razy intensywniejszych niż obecnie możliwe do otrzymania? Wiele czynników składa się na to. Nacisk naukowy związany jest z koniecznością położenia pomostu pomiędzy fizyką jądrową niskich energii i elementarną fizyką cząstek. Fizyka jądrowa niskich energii zajmuje się głównie ogólnymi własnościami jądra w stanie podstawowym i w stanach wzbudzonych, jak również oddziaływaniami zachodzącymi pomiędzy samymi nukleonami i jądrami oraz pomiędzy nukleonami i jądrami. Fizyka wysokich energii zajmuje się strukturą materii jądrowej, strukturą nukleonów zawartych w jądrze, siłami, które decydują o strukturze nukleonów i elektronów i tego zastępu cząstek nietrwałych, które produkuje się w akceleratorach najwyższych energii. Przedział energii (100—1000) MeV jest ważny zarówno dla fizyki niskich, jak i wysokich energii i może wyjaśnić ich i wspólne i wyłączne problemy. Niektóre z najbardziej interesujących problemów wymagają tak dużych natężeń, że jeśliby próbowano je rozwiązać za pomocą obecnych akceleratorów, musiałyby być przekazane z ojca na syna.

<sup>1</sup> Tzn. w USA (przyp. tłum.).

Rys. 1 ilustruje ogólnoswiatową sytuację akceleratorową. W jednostkach człowieko-lat największy wkład został włożony w fizykę niskich energii, którą tu definiujemy jako obejmującą obszar poniżej 100 MeV. Pod względem kosztów największy wkład został wniesiony w fizykę wysokich energii — obszar powyżej 1000 MeV. Pomiędzy tymi obszarami wkład zarówno w sile ludzkiej, jak i ekonomiczny jest stosunkowo mały (grubo poniżej 5% całkowitych wkładów). Głównym powodem tego są bardzo małe natężenia możliwe do



Rys. 1. Ogólnoswiatowa sytuacja akceleratorowa wskazuje, że największy wysiłek został włożony w fizykę niskich energii. Jeśli jednak chodzi o koszt, to największy związany jest z fizyką wysokich energii ○ — cyklotrony, ● — synchrotrony i akceleratory liniowe, ⊕ — akceleratory elektronowe (kołowe), + — akceleratory — elektronowe (liniowe) | — akceleratory zaniechane, || — akceleratory w konstrukcji, ■ — 50 akceleratorów.

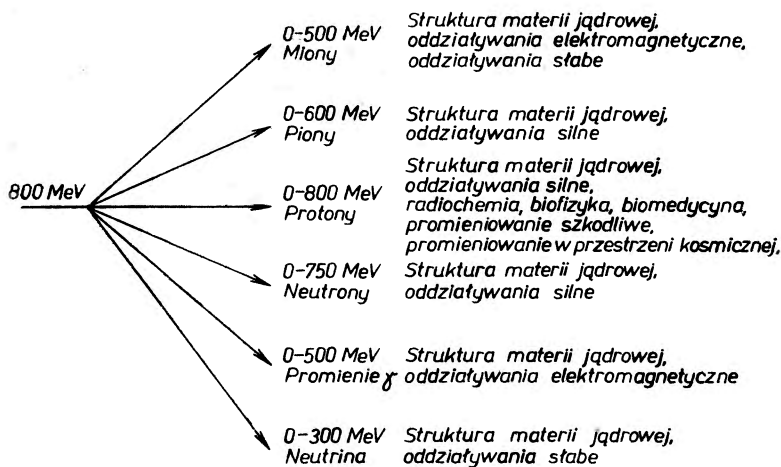
otrzymania za pomocą obecnych synchrociklotronów, które były projektowane przynajmniej 20 lat temu. Przez długi czas akceleratory te stanowiły główne urządzenia pozwalające na zbliżenie się do granic fizyki struktury materii jądrowej. Dopiero niedawno zostały one przeznaczone dla problemów fizyki jądrowej (z dużym powodzeniem).

Od odkrycia jądra przez Ernesta Rutherforda w roku 1911 zarysewały

się dwa ograniczenia w tej dziedzinie nauki związane z podstawową strukturą materii. Jedno oczywiście związane jest z energią, drugie z natężeniem.

W przeszłości im większą osiągnano energię, z tym mniejszym natężeniem należało pracować, co nadal ma miejsce, gdy wykorzystuje się promieniowanie kosmiczne jako źródło cząstek. Jednakże postęp techniczny w ciągu paru ostatnich dekad — w projektowaniu akceleratorów, w radarze, w telewizji ultraczęstości i w otrzymywaniu próżni — umożliwił konstrukcję urządzeń wytwarzających cząstki o średniej energii i dużym natężeniu. Celem fabryki mezonów jest, jak wskazuje nazwa, zaatakowanie tej klasy problemów, dla których wymagane są duże natężenia, aby móc przeprowadzić doświadczenia niemożliwe do przeprowadzenia obecnie, lub też przeprowadzenie ważnych doświadczeń z większą dokładnością, doświadczeń, w związku z którymi osiągnięto już pewien postęp. Chodzi także o odkrycie własności i procesów obejmujących mezony, nukleony i jądra, które dotąd nie były obserwowane, ponieważ ujawniają się one w warunkach, które tylko rzadko występują.

Rys. 2 przedstawia ogólne typy problemów, co do których można oczekiwać, że fabryki mezonów przyczynią się do ich wyjaśnienia. Jądro jest jedynym stabilnym układem, w którym wszystkie znane w przyrodzie siły działają równocześnie i prawdopodobnie jest to właśnie przypadek, w którym należy szukać związków pomiędzy siłami. Spośród czterech sił, które opisują wszystkie zjawiska w przyrodzie: grawitacyjne, elektromagnetyczne, słabe jądrowe (rządzące rozpadami promieniotwórczymi) i silne jądrowe (które są odpowiedzialne



Rys. 2. Zasięg badań naukowych przy pomocy fabryki mezonów zależy od energii

za stabilność jąder i gwałtowność ich reakcji) — trzy będą mogły być bezpośrednio badane za pomocą wiązek o dużym natężeniu z fabryk mezonów. Co więcej i prawdopodobnie co ważniejsze, to to, że struktura i własności jądra atomowego mogą być badane w warunkach, które są bardziej bliskie idealnym, niż to jest obecnie możliwe. Wszystko to będzie spowodowane wzbogaceniem

pierwotnych i wtórnych wiązek. Zwiększenie strumienia mezonów w stosunku do obecnie otrzymywanych za pomocą akceleratorów jest tego samego rzędu, co zwiększenie uzyskane przez przejście od promieni kosmicznych do pierwszych synchrocyclotronów. Zwiększone strumienie pierwotnych i wtórnych cząstek umożliwią otrzymywanie czystych wiązek, z lepiej określonym pędem i kierunkiem, umożliwią uzyskanie większej dokładności statystycznej oraz pozwolą na przeprowadzenie systematycznych badań. Takie drastyczne zmiany w technice wywoływały zawsze w rezultacie wielki skok w zrozumieniu zjawisk przyrodniczych.

### Sondy nukleonowe

Problem sił jądrowych jest wspólny dla fizyki jądrowej i fizyki struktury materii jądrowej. Okazuje się istotne badanie sił wewnątrz nukleonowych poprzez odwoływanie się do raczej skomplikowanych doświadczeń obejmujących wielokrotne rozproszenia padającego nukleonu, a takie doświadczenia wymagają dużych natężeń. Byłoby także pożądane jednoznaczne wyznaczenie potencjału nukleon-nukleon jako funkcji energii. Odczuwa się też konieczność przeprowadzenia doświadczeń innych niż badanie rozkładów kątowych w rozpraszaniu elastycznym, chociaż nawet w tym przypadku wiele jeszcze powinno być zrobione. Konieczne jest wykonanie znacznie trudniejszych doświadczeń nad podwójnym i potrójnym rozproszeniem  $p-p$ ,  $n-p$  i  $n-n$  w funkcji energii, przy zapewnieniu dużej dokładności. Takie doświadczenia pozwolą nie tylko na stworzenie kompletnego opisu oddziaływania nukleon-nukleon dla swobodnych nukleonów, lecz i na uzyskanie bardziej konkretnych informacji dotyczących fundamentalnych symetrii. Na przykład, jak wykazał Gregory Breit, dokładne porównanie wartości stałej sprzężenia pion-nukleon otrzymane z rozprożeń  $p-p$  i  $n-p$  przedstawia dokładny sprawdzian niezależności ładunkowej sił jądrowych na dużych odległościach; porównanie asymetrii w rozproszeniu nukleon-nukleon przy użyciu wiązek spolaryzowanych z polaryzacją powstałą w rozproszeniu niespolaryzowanych wiązek na spolaryzowanych tarczach może być bardzo dobrym sprawdzianem niezmienniczości względem odwrócenia czasu.

Wiązki średniej energii o dużym natężeniu są konieczne także do sondowania lokalnej budowy jądra w celu wyznaczenia krótkozasięgowej struktury funkcji falowych. Dla tych celów akceleratory poniżej 100 MeV są nieodpowiednie, ponieważ długość fali sond jest tak duża, że badają one ogólne własności jądra prawie wykluczając subtelną strukturę jądra. Przy niskich energiach interpretacja rezultatów opartych na obserwacji cząstek powstałych wewnątrz jądra jest skomplikowana z uwagi na wielokrotne zderzenia jakim ulega cząstka przechodząc przez materię jądrową. Aby obejść te trudności, konieczne są nukleony o energii większej niż 500 MeV. Jednakże istniejące akceleratory o energii (500—1000) MeV nie mają dostatecznych natężeń, a akceleratory w zakresie GeV dostarczają sond, których natężenie jest za niskie i których długości fal są za małe dla tych celów.

Dla badań struktury nukleonu konieczne są cząstki o długości fal de Broglie'a dostatecznie małej, tak aby energie wiązania i kręty poszczególnych nukleonów głęboko w jądrze mogły być wyznaczone z dużą dokładnością. Nukleony o energii (500—800) MeV reprezentują sondę, która jest dostatecznie subtelna dla uzyskania tego, ale nie tak subtelna, aby wszystkie wielkości obserwowane były dominowane przez własności nukleonu. To tak, jak gdyby sondy te zastępowały mikroskop o nadzwyczajnej zdolności rozdzielczej, poprzez który można wykonać bardzo szybkie zdjęcie jądra. Ponieważ energia padającej cząstki jest dużo większa niż energia wiązania nukleonu w jądrze tarczy i ponieważ konfiguracja nukleonów nie zmienia się w ciągu czasu oddziaływania, impulsowe przybliżenie powinno być dobre. Wszystko to udaje się, ponieważ 800 MeV nukleon przebywa średnich rozmiarów jądro w  $10^{-23}$  sekundy i ma długość fali de Broglie'a (podzieloną przez  $2\pi$ ) mniejszą niż średni dystans pomiędzy nukleonami.

### Sondy mezonowe

Wiele uwag poczynionych w związku z sondami nukleonowymi dotyczy także sond mezonowych. Tak np.  $(p, 2p)$ ,  $(\pi, \pi p)$  i  $(\mu, \mu p)$  wszystkie mogą być użyte do wyodrębnienia nukleonów w głębi jądra, w celu zmierzenia energii wiązania i krętu orbitalnego odpowiadającego poszczególnym powłokom, a także korelacji nukleonowych, rozkładu pędu i rozkładów przestrzennych. Cząstki różnych rodzajów pozwalają na badanie różnych własności jądrowej funkcji falowej. Wiemy, że często jest trudno odróżnić w danym oddziaływaniu zjawiska spowodowane własnościami sondy od tych spowodowanych własnościami tarczy. Tak więc konieczne jest zmienianie energii i pędu niezależnie oraz stosowanie sond o różnych własnościach, aby móc otrzymać różne rodzaje rozkładów w jądrze. Podobnie jak nukleon, pion jest cząstką silnie oddziałującą, ale jest różny od nukleonu, ma inną masę, inny spin, inny izospin, inny pęd dla danej energii i podlega innej statystyce. W dodatku przy wychwycie mezonu  $\pi$  uwalnia się 140 MeV, umożliwiając w ten sposób badania procesów statystycznych lub procesów wyparowania, obejmujących rozważania dotyczące „ciepła właściwego“ przy bardzo silnych wzbudzeniach, wolnych od komplikacji spowodowanych dużym krętem orbitalnym.

Niektóre przykłady typów doświadczeń, w których można z powodzeniem stosować wiązki mezonów  $\pi$  o dużych natężeniach, podane są w tablicy I. Istotnym faktem jest to, że mezon umożliwia przekazanie jądru kombinacji wielkości, różnych od tych w przypadku nukleonu. Ponieważ mezon  $\pi$  ma jednostkowy spin izotopowy, w reakcjach  $\pi^{\pm}$ ,  $\pi^{\mp}$  możliwa jest zmiana izospinu jądra tarczy o dwie jednostki. W drodze wymiany podwójnego ładunku można osiągnąć nowe stany materii, np.  ${}^6\text{H}$  z  ${}^6\text{Li}$  oraz  ${}^{12}\text{Be}$  i  ${}^{13}\text{O}$  z  ${}^{12}\text{C}$ . Na mniejszą skalę wymiana podwójnego ładunku powinna spełnić pragnienie radiochemików dotyczące możliwości wyjścia z obszaru stabilności.

Miony otwierają równie podniecające możliwości. Mion rodzi się z mezonu  $\pi$  z emisją neutrina i jest chyba najbardziej tajemniczą cząstką w fizyce. Czy rzeczywiście nie jest niczym innym jak tylko ciężkim elektronem? Jeśli tak, to jaki jest sens jego istnienia? By na to odpowiedzieć, potrzebne są lepsze pomiary elektromagnetycznych własności mionu (możliwe do wyznaczenia np. w pomiarach elastycznego rozproszenia) oraz słabych oddziaływań, którym podlega mion.

### Tablica I

#### Przykłady doświadczeń wykorzystujących intensywne wiązki mezonów

- I. Rozpraszanie elastyczne pionów obu znaków. Potencjał optyczny i jego związek z potencjałem pion-nukleon.
- II. Rozpraszanie nieelastyczne.
  - A. Informacje o stanach zazwyczaj nie wzbudzonych w rozproszeniu nukleonu.
  - B. Zderzenia quasi-swobodne pomiędzy pionami i nukleonami w jądrach, pozwalające badać rozkład pędu związanych nukleonów.
- III. Reakcje ( $\pi$ ,  $\pi'$ ), zlepianie się.
- IV. Absorpcja  $\pi^-$ .
  - A. Produkcja dwóch dziur, korelacje pędowe pomiędzy nukleonami w jądrze.
  - B. Nagromadzanie energii bez stowarzyszonego krętu.
  - C. Mechanizm absorpcji pionu i wrzenie pionów.
- V. Atomy mezonowe
 

Duże natężenia umożliwią wykorzystanie spektroskopii o dużej zdolności rozdzielczej.
- VI. Wymiana pojedynczego i podwójnego ładunku
  - A. Sprawdzenie symetrii spinu izotopowego
  - B. Wymiana podwójnego ładunku umożliwiającego produkcję izobarycznego analogu pierwotnego jądra.

Wiązki mionów nadają się dobrze do badań nieelastycznych rozprożeń na jądrach; w związku z tym, że masa mionu jest większa od masy elektronu, rozproszenie mionu nie prowadzi do tak dużych strat na promieniowanie hamowania. Również dany przekaz pędu może być zrealizowany przy niższej energii tak, że przekaz energii może być dokładnie wyznaczony.

Ale najważniejszym zastosowaniem mionów będzie prawdopodobnie tworzenie mezonowych atomów i mionium (nowa dziedzina rozwinięta przez grupę z Uniwersytetu Yale pod kierunkiem Vernona Hughesa).

Zasadniczym punktem jest następujący fakt: ponieważ mion jest kilkaset razy cięższy od elektronu, tworzy on atomy o rozmiarach raczej jądrowych aniżeli atomowych. Co więcej, ponieważ mionowe atomy z wszystkimi liczbami atomowymi wykazują zasadnicze cechy spektroskopiczne atomu wodoru (ponieważ zawierają one tylko jeden mion), interpretacja ich widm jest ułatwiona. Tak więc atomy mionowe mogą być zastosowane do wyznaczania rozkładu



ładunku, kształtu i momentu magnetycznego jąder; rozkłady te mogą być badane dzięki emisji promieni  $X$ , gdy mion przechodzi z jednej orbity bohrowskiej na drugą. Wiele już osiągnięto w dziedzinie badań atomów mionowych, ale przy użyciu większych natężeń więcej linii może być rozdzielonych, można osiągnąć lepszą energetyczną zdolność rozdzielczą i może być poznanych więcej szczegółów dotyczących czynników postaci.

### Zastosowanie w chemii

Strumienie zatrzymujących się dodatnich mionów o dużym natężeniu otwierają możliwości wytwarzania dużej liczby atomów mionium. Atomy te zachowują się bardzo podobnie do atomów wodoru [3]. Ponieważ czas życia mionu wynosi ok. 2  $\mu$ sek, stanowi to dostateczny okres, aby mogły zajść reakcje chemiczne z udziałem mionium. Własności polaryzacji i rozpadu mionu dostarczają sygnałów umożliwiających pomiar przekroju czynnego na zderzenie i szybkości reakcji molekuł zawierających wodór, w których jeden z wodorów został zastąpiony atomem mionium.

### Zastosowanie w fizyce cząstek

Nieuniknione i na pewno prawidłowe jest to, że fabryki mezonów będą użyte do poszerzenia wiedzy o fizyce cząstek, która została zdobyta dzięki zastosowaniu ich poprzedników — synchrocyclotronów. Niektóre z doświadczeń, które obecnie wydają się szczególnie ważne i które będą możliwe dzięki dostępności wiązek o wysokim natężeniu, są następujące: niestowarzyszona produkcja cząstek dziwnych; rzadkie rozpady pionu; oddziaływanie  $\pi$ - $\pi$  z badań  $\pi$ ,  $2\pi$  na protonach; masa mionowego neutrina z bardzo dokładnych pomiarów wykorzystujących mezonowe promienie  $X$  układu pionów i mionów; sprawdzenie elektrodynamiki poprzez elektromagnetyczne własności mionu, włączając moment magnetyczny, wartość  $g$ , masę mionu i nadsubtelną strukturę mionium; pomiar elektromagnetycznego czynnika postaci pionu.

Ostatnio Robert Hofstadter i M. M. Sternheim opracowali metodę, za pomocą której okazuje się możliwe wyznaczenie całkowitego dynamicznego czynnika postaci pionu, przy założeniu, że monoenergetyczne wiązki pionów o wysokim natężeniu są możliwe do otrzymania. Doświadczenie opiera się na wykorzystaniu sprężystego rozproszenia  $\pi^\pm$  na jądrach helu, dla których znany jest dostatecznie dobrze elektromagnetyczny czynnik postaci. W pewnym sensie używa się więc cząstek  $\alpha$ , aby wysondować pion. Obliczenia wskazują, że występuje minimum w przekroju czynnym na rozproszenie  $\pi$ - $\alpha$  i że w tym minimum stosunek różnicy przekrojów czynnych dla dodatnich i ujemnych pionów jest dość czuły na wymiary pionu i rozkład jego ładunku. Chodzi o to, że ponieważ cząstka  $\alpha$  składa się z dwóch protonów i dwóch neutronów, amplituda rozproszenia jądrowego nie zależy od ładunku pionu. Interferencja

jądrowo-kulombowska odzwierciedli jednak zależność ładunkową, gdy rozprzysną się piony obydwu ładunków na jądrah helu. Wielkością wyznaczoną w doświadczeniu jest kulombowska amplituda, która zawiera ładunek i czynnik postaci zarówno pionu, jak i cząstki  $\alpha$ . Na szczęście kąt rozproszenia, odpowiadający położeniu minimum w przekroju czynnym dla pionów o energii około 100 MeV, jest dostatecznie duży, wyznaczając dość duży przekaz pędu i w ten sposób stwarzając możliwość wyznaczenia elektromagnetycznego czynnika postaci dla małych promieni. Rozproszenie  $\pi$ -D może dostarczyć porównywalnych wyników.

### Praktyczne zastosowania

Chociaż nikt z proponujących fabryki mezonów nie podkreślił wyraźnie możliwości praktycznych zastosowań, nie można ich pomijać. Problemy techniczne wymagające rozwiązania przyciągają uwagę naukowców i inżynierów w dziedzinach, gdzie technika ma bezpośrednie znaczenie dla potrzeb naszej społeczności. Informacje uzyskane za pomocą nukleonów i mezonów o średniej energii będą uzupełnieniem wiedzy uzyskanej przy niższych energiach. Fabryki mezonów przyczynią się w ten sposób do utrzymania na wysokim poziomie zainteresowania dla badań struktury jądrowej i to już samo w sobie jest ważne dla społeczeństwa, ponieważ technika zbudowana jest w oparciu o czystą naukę. Nie należy zapominać, że podstawowa fizyka jądrowa niskich energii wniosła duży wkład do naszego bezpieczeństwa, gospodarki i do ogólnego naszego dobrobytu. Znacznie więcej można oczekiwać. Jest jasne, że społeczność świata, aby zaspokoić swe potrzeby produkcji przemysłowej, żywności, wody, transportu i czystej biosfery, uzależni się jeszcze bardziej od źródeł energii jądrowej i od zastosowań promieniowania jądrowego. Wierzę, że te zastosowania będą rozszerzone dzięki rozwojowi techniki jądrowej, koniecznej dla korzystnego operowania fabrykami mezonów i dla użytkowania związanego z nim promieniowania o dużym natężeniu.

Bardziej namacalne są prawdopodobnie zastosowania związane z opracowaniem nowych procesów i materiałów wykorzystujących promieniowanie dużych natężeń. Wiązka z proponowanej fabryki mezonów w Los Alamos będzie miała średnią moc 800 kW. Cała jonizacja z tej wiązki może być nagromadzona w mniej niż 100 cm<sup>3</sup> wolframu. W procesie zatrzymywania tej wiązki wytwarza się 10<sup>17</sup> neutronów na sek. Jest to potężny strumień neutronów, z których 90% ma energię poniżej 10 MeV i może mieć wiele zastosowań.

Inne przykłady zastosowań nie są trudne do wyobrażenia. Loty kosmiczne ludzi przedstawiają poważny hazard z uwagi na promieniowanie; międzygalaktyczne promieniowanie wynosi około 50 rem/rok<sub>4</sub> (co powoduje takie same skutki biologiczne jak 50 rentgenów promieni X lub  $\gamma$ ); wybuchy słoneczne mogą wytworzyć kilkaset rem w czasie podróży na Księżyc. W niektórych częściach pasa Van Allena promieniowanie osiąga około 100 rem/dzień. Więk-



szość tego promieniowania jest emitowana przez protony o energii dostępnej w fabrykach mezonów. Konieczne będzie szczegółowe przebadanie efektów takiego napromieniowania.

W leczeniu raka przez stosowanie promieniowania ustalono, że naczelnym problemem jest selektywne pochłonięcie promieniowania o wysokim natężeniu w ściśle określonej objętości, wywołując jak najmniejsze uszkodzenie otaczającej tkanki. W ciągu ostatniego roku Chaim Richman i jego grupa w Ośrodku Badań w Dallas współpracując z grupą w Berkeley wykazali, że ujemne mezony mogą okazać się wyjątkowo użytecznym narzędziem w leczeniu głęboko usadowionych nie nadających się do zoperowania schorzeń.

W wychwycie mezonów  $\pi^-$  przez jądro wyzwala się energia 140 MeV i znaczna część tej energii udzielona zostaje krótkozasięgowym produktom rozpadu jądra wychwytyjącego. W wychwycie w tlenie emitowane są cząstki  $\alpha$ , które są silnie jonizujące. Tak więc możliwe, że będziemy świadkami, gdy wielki akcelerator zbudowany początkowo dla podstawowych badań przyłączy się do walki z jednym z najstarszych wrogów człowieka.

### Projekty fabryki mezonów

Chociaż, jak już podkreślano, wiele grup pragnie zaprojektować akcelerator o dużym natężeniu w przedziale energii (500—1000) MeV, żadne dwa z różnych projektów nie są identyczne. Pomimo to rozważane akceleratory można podzielić na dwie grupy — kołowe i liniowe, obie wykorzystujące przyspieszenie jonów wodoru.

Znamy jedną jedyną praktyczną metodę przyspieszania naładowanych cząstek — wykorzystując pole elektryczne. Różne akceleratory różnią się pomiędzy sobą w sposobie stosowania pola elektrycznego, w tym czy do kierowania cząstkami na ich spiralnej drodze używamy magnesu i w tym, czy przerwa, w której cząstki są przyspieszane, jest przebywana przez cząstkę raz, jak to jest w przypadku liniowego akceleratora, czy też wiele razy, jak w przypadku akceleratora kołowego.

Jak dotąd, akceleratory kołowe, działające dla danego przedziału energii, były typu synchronocyklotronu. Wadą ich jest niskie natężenie z jednej strony, a z drugiej, nieefektywne wyprowadzenie wiązki. Obie wady muszą być usunięte w akceleratorach o dużych natężeniach. Druga wada jest równie poważna jak pierwsza, ponieważ strata nawet małego ułamka z 100—1000-mikroamperowej wiązki wewnątrz akceleratora spowoduje tak silne promieniowanie, że nie będzie ono mogło być przyjęte i doprowadzi do zniszczenia akceleratora i wycofania go z użycia.

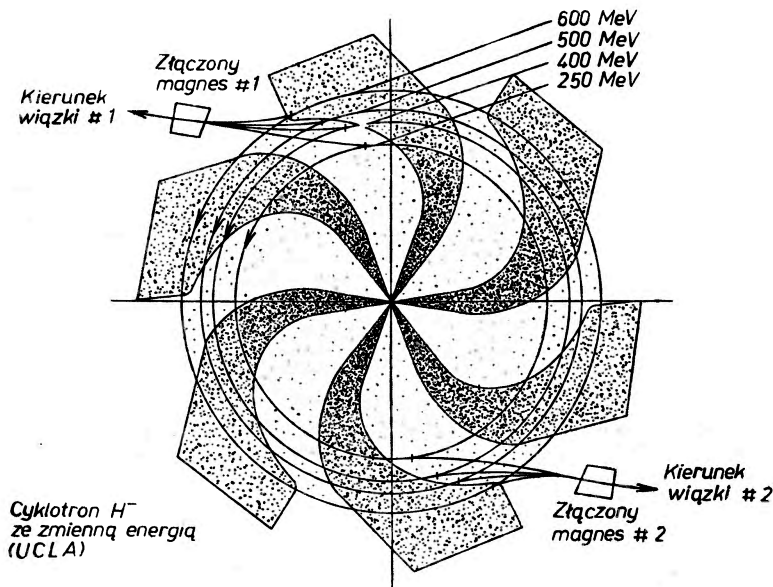
Zaproponowana metoda uniknięcia problemu natężenia w kołowych akceleratorach polega na zbudowaniu akceleratora izochronicznego, co pozwoli usunąć straty w natężeniu spowodowane modulacją częstości. Aby osiągnąć izochronizm (tzn. uniknąć opóźnienia pomiędzy częstością orbitalną i czę-

stością pola o częstotliwości radiowej, wywołanego relatywistycznym zwiększeniem masy cząstek przyspieszanych) bez zmiany częstotliwości radiowej ( $rf$ ) w czasie cyklu przyspieszania, trzeba zwiększać pole magnetyczne w miarę wzrostu promienia orbity. Ponieważ jest to niezgodne z zapewnieniem stabilności wiązki, wprowadza się azymutalne zmiany pola magnetycznego (silne ogniskowanie) w celu przywrócenia stabilności wiązce.

Przeróżne zaproponowane cyklotrony są izochroniczne i oparte na wykorzystaniu zasady odcinkowego ogniskowania dla osiągnięcia silnego zogniskowania. Następujące dwa ważne czynniki wpływają na poszczególne rozwiązania: (a) koszt i (b) konieczność zapewnienia wysoce efektywnego wyprowadzenia wiązki.

### Cyklotron spiralno-pasmowy

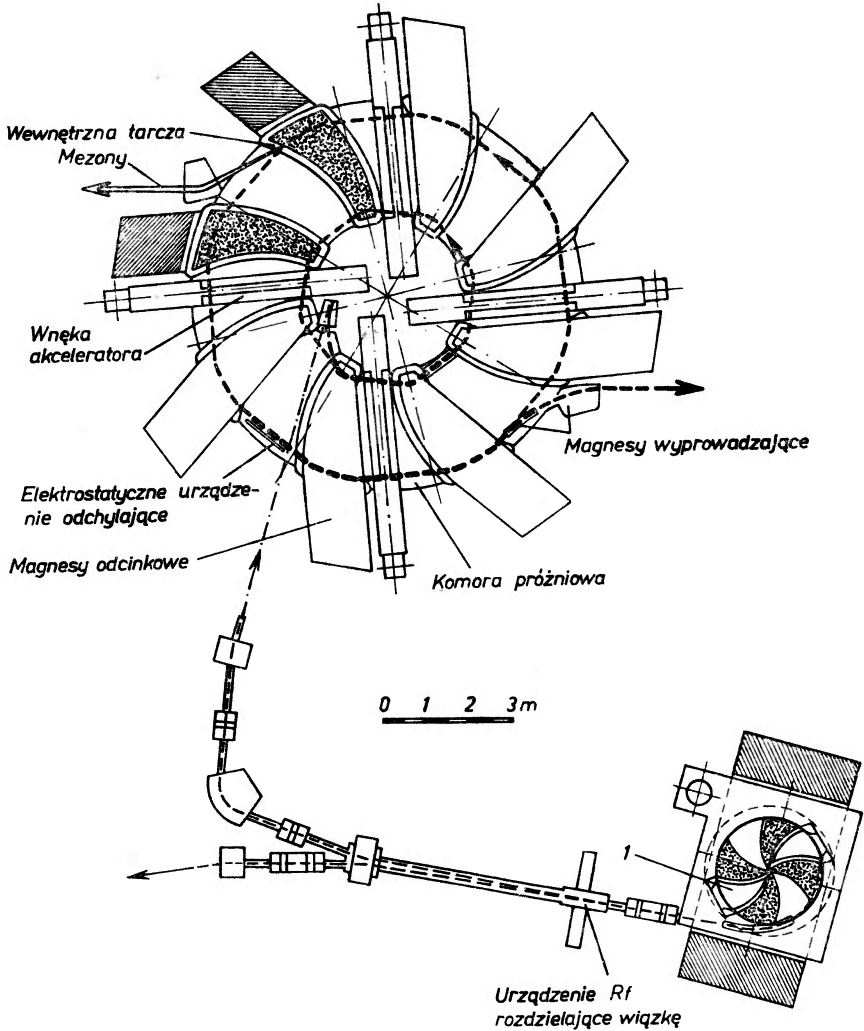
Gdy zwiedzałem Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych w Dubnie w lutym 1966, dowiedziałem się, że grupa czterdziestu wybitnych specjalistów, fizyków i inżynierów, pod kierunkiem V. P. Dzelepowa pracuje nad projektem przekształcenia 680 MeV-owego synchrociklotronu w fabrykę mezonów. Przebudują oni obecny elektromagnes i w ten sposób uzyskają 700 MeV-owe protony przy stałej częstotliwości pracy [2, 7]. Mając na względzie fakt, że wykorzystują oni bardzo szeroko obecny synchrociklotron, oczekiwałbym, że fabryka mezonów będzie użytkowana bardzo efektywnie.



Rys. 3. Cyklotron spiralno-pasmowy w UGLA, który będzie przyspieszać ujemne jony wodorowe i przetwarzać je w jony dodatnie a następnie odchyłać je

## Cyklotron ujemnych jonów

Grupa z *UCLA* pod kierunkiem Reginalda Richardsona zaproponowała przyspieszenie ujemnych jonów w spiralnopasmowym cyklotronie. Po przetworzeniu ujemnych jonów wodorowych w jony dodatnie w „stripperze”, pole



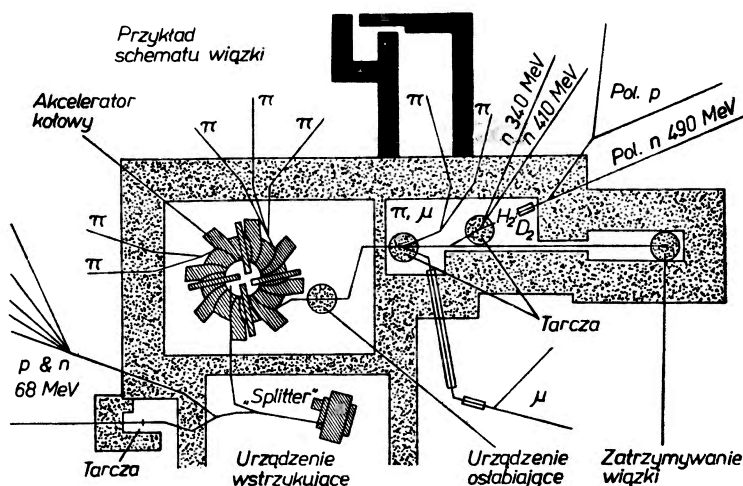
Rys. 4. Izochroniczny cyklotron kołowy, który będzie zbudowany w Zurychu, posiada osiem spiralnych odcinkowych magnesów w kształcie litery *C*, cztery wneki *rf* i będzie produkował protony 510 MeV-omowe. 1—duanty. Zewnętrzna wiązka. Protony. stała energia 68 MeV; rozmycie energii  $\sim 0,6$ ; natężenie  $< 120 \mu\text{A}$ ; zdolność emisyjna  $(x, z) \gtrsim 50 \text{ mm mrad}$ ; następstwo impulsów 20 ns; szerokość impulsu  $\sim 1\text{--}6 \text{ ns}$

magnetyczne odchyli protony na zewnątrz cyklotronu, jak pokazano na rys. 3. Cyklotron ujemnych jonów ma pożądane własności: zmienną energię, wyprowadzenie całej wiązki i makroskopowy czynnik pracy 100%. Jednakże natę-

zenie i maksymalna energia wiązki są ograniczone z powodu strat wiązki spowodowanych dysocjacją jonów wywołaną: (a) rozproszaniem na małe kąty w resztkach gazu w komorze próżniowej, (b) oddziaływaniami z polem magnetycznym. (Pole magnetyczne działające na bardzo szybki jon jest równoważne polu elektrycznemu usiłującemu oddzielić elektron od jonu wodorowego w procesie Starka.)

### Kołowy cyklotron

Jedyną grupą stworzoną wyłącznie z zamiarem budowy fabryki mezonów jest grupa z Zurychu, pod kierunkiem J. P. Blasera. Akcelerator jest dwustopniowy: 70 MeV-owy cyklotron z azymutalnie zmiennym polem wstrzykuje



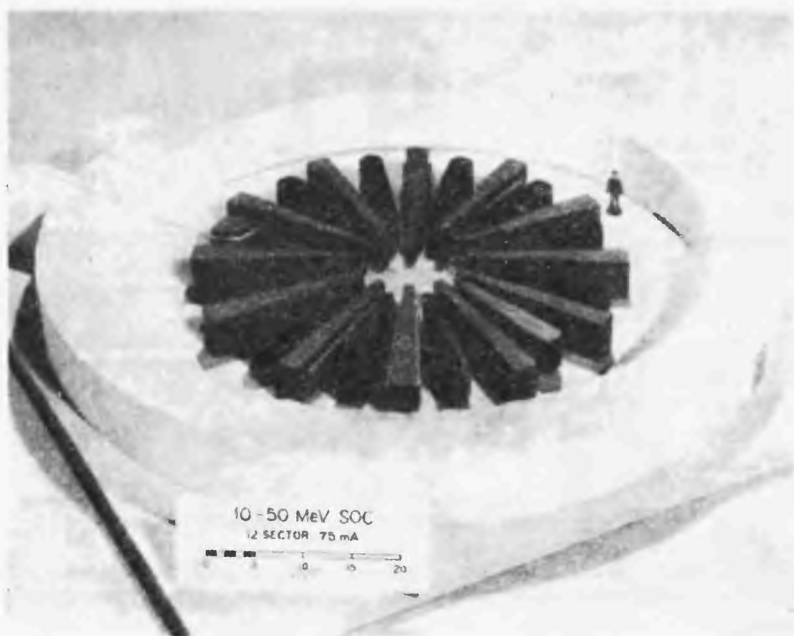
Rys. 5. Hala doświadczalna w Zurychu. Wyprowadzenia wiązki dokonuje się wykorzystując radialny rezonans, elektrostatyczne urządzenie odchylające oraz wyprowadzający magnes

cząstki do wnętrza izochronicznego kołowego cyklotronu, składającego się z ośmiu sektorów magnetycznych w kształcie litery *C* oraz z czterech wnek *rf* (częstości radiowej) dla przeprowadzenia przyspieszenia. Wyprowadzenie wiązki następuje przy maksymalnej energii przy zastosowaniu radialnego rezonansu, elektrostatycznego deflektora i wyprowadzającego magnesu. Projekt akceleratora przedstawiony jest na rys. 4, a rys. 5 przedstawia ustawienie aparatury pomiarowej.

### Cyklotron o separowanych orbitach

Projekt *SOC* (*Seperated Orbit Cyklotron*) posiada zalety cyklotronu ujemnych jonów polegające na wyprowadzeniu całej wiązki oraz na zmienności energii. W dodatku dopuszcza bardzo duże natężenia i znacznie wyższą energię.

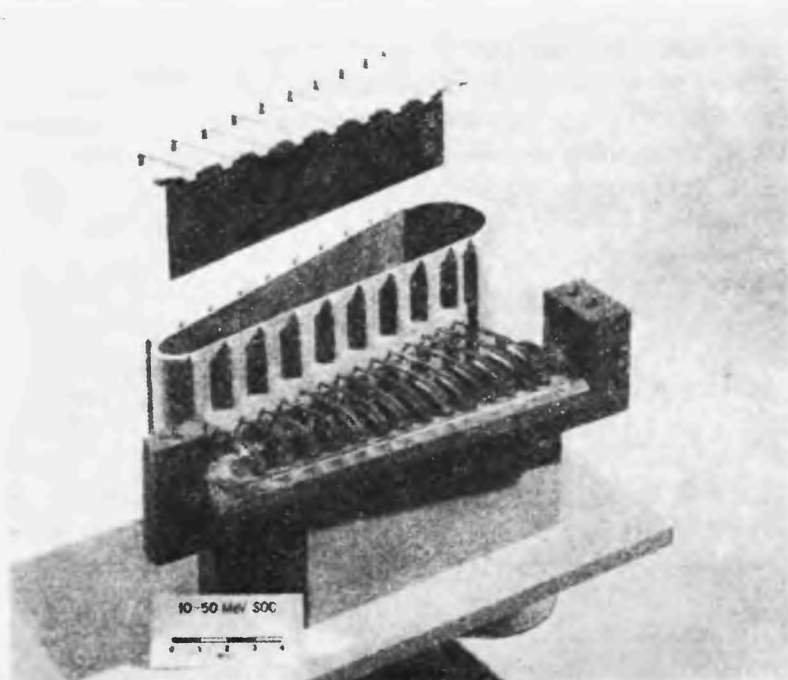
W projekcie *SOC* protony są przyspieszone w rezonujących wnękach i są ogniskowane w dobrze rozdzielone spiralne trajektorie za pomocą kierującego pola magnetycznego wytworzonego przez elektromagnesy ze stałym polem, umieszczone pomiędzy wnękami. Wnęki rezonansowe są sterowane za pomocą wzmacniaczy stałej częstości poprzez sprzęgłowe złącza w takiej fazie i z taką amplitudą, aby umożliwić synchroniczne przyspieszenie protonów. *SOC* można sobie wyobrazić jako liniowy akcelerator zwinięty w płaską spiralę. Metoda konstrukcji jest przedstawiona na rys. 6 i 7. Jak pokazano na rys. 7, zwoje są dostatecznie oddzielone, aby możliwe było wprowadzenie magnesu wprowadzającego wiązkę dla dowolnej energii.



Rys. 6. Cyklotron z separowanymi orbitami, projektowany w Chalk River i Oak Ridge można przedstawić jako akcelerator liniowy zwinięty w płaską spiralę

W laboratorium w Chalk River i w Oak Ridge prowadzi się prace nad projektem *SOC* zdolnego do wytwarzania natężenia 65 mA przy energii 1 GeV. Pierwotnym celem nie była produkcja mezonów przy pomocy tego akceleratora, chociaż mógłby on służyć jako superfabryka mezonów, lecz miał służyć do wytwarzania bardzo dużych natężeń neutronów — większych i w warunkach bardziej sprzyjających, aniżeli jest to możliwe za pomocą najpotężniejszych reaktorów obecnie rozważanych. Główny problem ekonomiczny związany z takim akceleratorem dotyczy przetworzenia mocy 60 Hz w moc *rf*, ponieważ głównym odbiornikiem mocy jest wiązka, a nie wnęki rezonansowe. Zaleta *SOC* w tym względzie polega na wykorzystaniu niskiej częstości, rzędu 50 MHz.

przy której bardzo wydajne wzmacniacze mocy są dostępne. Gdy jednak równie wydajne i wysoce stabilne wzmacniacze mocy będą dostępne przy wyższych częstotliwościach (około 200 MHz), jak np. wnęki ze skrzyżowanymi polami, liniowy akcelerator będzie konkurował z *SOC* nawet dla bardzo dużych natężeń i dużych mocy. W rzeczywistości grupa w Chalk River rozważa tę możliwość i w swej pracy uwzględnia i *SOC* i liniowy akcelerator.



**Rys. 7.** Odstęp pomiędzy kolejnymi orbitami w cyklotronie z separowanymi orbitami jest dostatecznie duży, aby móc umieścić w nim magnes wyprowadzający wiązkę przy dowolnej energii

### Akcelerator liniowy

Bez wątpienia głównym problemem w zastosowaniu i użytkowaniu fabryki mezonów jest kolosalnie wysoki stopień radioaktywności powodowany pierwotnymi i wtórnymi wiązkami. Promieniowanie w obszarze tarczy będzie wynosić około 1000 rem/sek w czasie pracy akceleratora i około 200 rem/godz po ustaniu pracy. Stopień napromieniowania jest tak wysoki, że wszelkie czynności w obszarze pierwotnej tarczy będą musiały być kierowane z oddali, podobnie jak wszelkie naprawy tych części akceleratora, które znajdują się w pobliżu ważniejszych przegród w wiązce pierwotnej.

Z tych powodów grupa w Los Alamos pomimo doświadczenia w pracy przy dużym napromieniowywaniu, uważa, że pierwszeństwo powinno być przyznane rozważaniom nad stratami wiązki, niezawodnością, dostępnością i prostotą.



Jeśli chodzi o ułatwienia we wstrzykiwaniu cząstek i ich wyprowadzaniu, akcelerator liniowy [2, 9] nie ma sobie równego i to zaważyło poważnie na naszej decyzji propozycji tego rozwiązania przy pierwszych naszych rozważaniach dotyczących dużych natężeń. Wydawało się nam także, że liniak umożliwi opracowanie bardzo dokładnych modeli dla zrozumienia dynamiki wiązki i oddziaływań wiązka—wnęka. Ta nadzieja została w rzeczywistości zrealizowana. Dodatkowo, energia liniaka może być automatycznie zwiększona przez dodawanie stopni przyspieszających, co jest bardzo ważnym czynnikiem, jeśli rozważać możliwość fabryki mezonów  $K$ .

Widzieliśmy, że w przypadku cyklotronów kołowych konieczne było rozwiązanie zagadnień niskiego natężenia i nieefektywnego wyprowadzenia wiązki. Problemami w przypadku protonowego akceleratora liniowego było małe natężenie i mała efektywność w przetwarzaniu mocy  $rf$  w moc wiązki, zwłaszcza wtedy, gdy zwiększyć energię do ponad 50 MeV. Protonowym akceleratorem liniowym z największą energią jest akcelerator w Minnesota pracujący przy energii 60 MeV. Z akceleratorem tym i jego poprzednikami związane są następujące trudności: w protonowym akceleratorze liniowym energia jest przekazywana cząstkom poprzez oscylujące pole elektryczne wytworzone w postaci fal stojących o ustalonej fazie. Przekazanie energii odbywa się poprzez składową fali poruszającą się z prędkością fazową zsynchronizowaną z prędkością cząstki w każdym punkcie wzdłuż akceleratora. W elektronowych akceleratorach liniowych cząstki poruszają się ze stałą prędkością, upraszczając problem kontroli fazy i amplitudy i umożliwiając kierowanie pracą w sposób niezależny od fazy. Ponieważ poniżej 1 GeV protony raczej szybko zmniejszają swą prędkość, nie ma innego wyjścia jak tylko przyspieszenie ich w warunkach stałej fazy, to znaczy w obszarze fal radiowych poniżej piku amplitudy, w ten sposób protony poruszające się za wolno i przybywające za późno do wnęki akceleratora ulegną przyspieszeniu większemu niż średnie, podczas gdy odwrotnie będzie dla protonów za szybkich. Niestety, stałość fazy wywołuje rozmycie radialne orbit cząstek. Dzieje się tak dlatego, ponieważ pole zwiększa się, gdy cząstki przejdą przyspieszającą przerwę i radialna siła ogniskująca działająca na cząstkę, gdy wyjdzie ona z jednej przyspieszającej przerwy, jest mniejsza od siły rozogniskowującej wywołanej silniejszym polem w miejscu, gdzie cząstka wchodzi do następnej przerwy. Problem ten został rozwiązany w dawnym akceleratorze prądowych kanałów dzięki umieszczeniu cienkiej folii lub siatki przy wejściu do każdego kanału prądowego. Ale to zmniejsza poważnie natężenie wiązki. W ostatnich akceleratorach Alvareza, takich jakie są używane jako wstępne do synchrotronu ze zmiennym gradientem (*AGS — Alternating Gradient Synchrotron*), synchrotronu z zerowym gradientem (*ZGS — Zero Gradient Synchrotron*), akceleratora w *CERN*-ie i Bewatronu, wprowadza się soczewki magnetyczne do kanałów prądowych w celu zapewnienia ogniskowania radialnego i można otrzymać obecnie bardzo duże prądy. Problem natężenia został więc rozwiązany dla akceleratora liniowego typu Alvareza.

W celu osiągnięcia energii powyżej 100 MeV rozwiązanie Alvaraza powinno być zastąpione przez inne, zapewniające znacznie większą efektywność w przetwarzaniu mocy *rf* w moc wiązki. W jednej z wielu swych prac Robert S. Livingston zauważywszy, że obecne rozwiązania akceleratorów nie rokują żadnej nadziei na osiągnięcie dużo większych energii, zrobił następującą prośbę: „Istnieje oczywiście możliwość, że jakiś genialny projektant wymyśli rozwiązanie ze znacznie większym oporem bocznikowym. Jeśli to zostanie osiągnięte, akcelerator liniowy może stać się urządzeniem znacznie bardziej docenianym niż obecnie.“ Obecnie zostało to właśnie zrealizowane w Los Alamos i osiągnięcie to może być wykorzystane zarówno w elektronowych, jak i protonowych akceleratorach liniowych.

### Akcelerator liniowy w Los Alamos

Poprzeczna konfiguracja magnetyczna (*TM* — *Transverse Magnetic*) jest typem pola zwykle stosowanym na wnękach rezonansowych akceleratora liniowego. Jedną z głównych składowych pola musi być osiowe pole elektryczne. W typie  $TM_{010}$  występuje składowa azymutalna pola magnetycznego mająca maksymalną wartość przy ścianie wnęki, równoległej do osi wnęki. Całkowity prąd proporcjonalny jest do  $rE_z$ , gdzie  $r$  jest promieniem falowodu, a  $E_z$  jest amplitudą osiowego pola elektrycznego. Straty oporowe w ścianach spowodowane tymi prądami są głównymi stratami mocy w akceleratorze. Zadanie polega na zredukowaniu tych strat poprzez odpowiedni dobór i ukształtowanie wnęk rezonansowych. W języku budowniczego akceleratorów chodzi o osiągnięcie maksymalnej wartości na  $ZT^2$ , efektywnego oporu bocznikowego.  $T$  jest czasem przekazu i jest w przybliżeniu równe stosunkowi przyrostu energii wzdłuż wnęki do maksymalnego możliwego przyrostu. Efektywny opór bocznikowy jest wtedy zdefiniowany przez  $ZT^2 = (\Delta W^2)p$ , gdzie  $\Delta W$  jest przyrostem energii na 1 metr wnęki. Dla falowodu opracowanego w *LASL* wartość ta jest przeszło trzy razy większa aniżeli wartość osiągalna za pomocą uprzednio istniejących urządzeń.

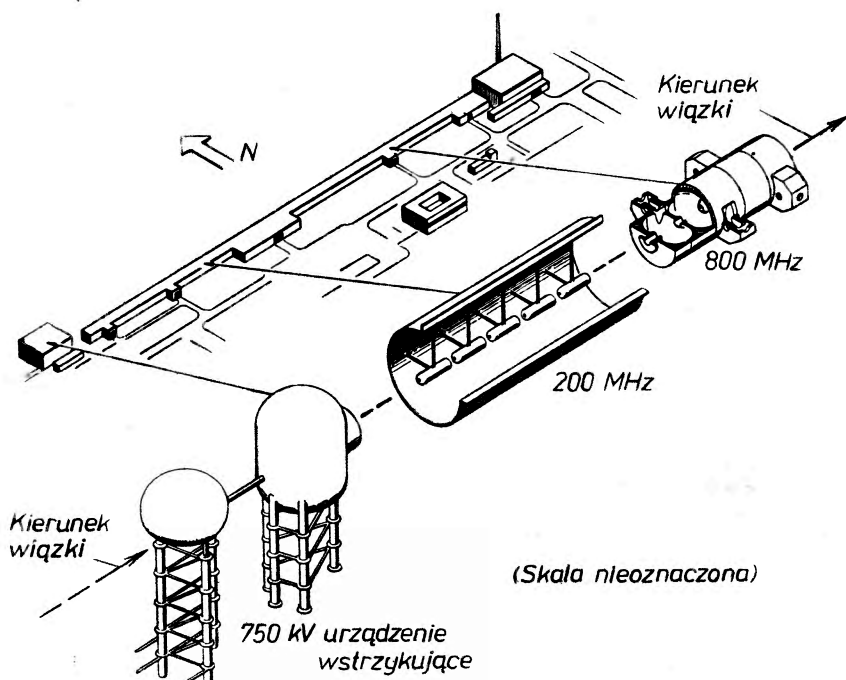
Praca badawcza rozpoczęła się od modeli matematycznych służących do analizy zachowania się łańcucha połączonych rezonatorów oraz drogi cząstek w takim łańcuchu. Następnie przystąpiono do konstrukcji i do doświadczalnego sprawdzania układów wnęk, które w oparciu o modele powinny wykazywać poszukiwane własności; po tym opracowano na maszynę cyfrową metody projektowania optymalnych konfiguracji wnęk; wreszcie opracowano modele prototypowe i sprawdzono je. Modele te w czasie sprawdzania statycznego i sprawdzania obejmującego przyspieszenie elektronów wykazały wszelkie cechy oczekiwane przez nas od początku.

Układ wnęk „złączonych boczenie“ (nazwany tak, ponieważ łączenie jednej komory z następną osiągnięte zostało przy pomocy komory wstawionej z boku wiązki) jest obecnie uważany za najlepszy przy konstrukcji falowodu. Wy-



kazuje on dużą efektywność i dużą tolerancję przy wahaniach fazy *rf*, amplitudy i częstości indywidualnych komór. Oznacza to, że nie jest wymagana największa precyzja w konstrukcji wnęk. Takie rozwiązanie zapewnia także dobrą stabilność elektryczną przy obciążeniach wiązki.

Proponowana w *LASL* fabryka mezonów będzie mieć akcelerator składający się z trzech stopni. Po pierwsze będzie tam generator Cockrofta—Waltona o konstrukcji mniej więcej konwencjonalnej, ale ze współczynnikiem pracy i natężeniem odpowiednim dla zamierzonego zastosowania. Za urządzeniem wstrzykującym, przyspieszającym protony do 750 kV, będzie ustawione urzą-



Rys. 8. Fabryka mezonów w Los Alamos wykorzystuje generator Cockroft—Waltona do wstrzyknięcia 750 MeV-owych protonów do prądowego kanału Alvareza, gdzie przyspiesza się je do 100 MV. Następnie protony wchodzi do falowodu pracującego w systemie rezonansu  $\pi/2$

dzenie (*buncher*) przygotowujące wiązkę do wprowadzenia do kanałów prądowych typu Alvareza. Jest to konwencjonalne urządzenie ze stojącą falą  $2\pi$ , ale pracujące ze współczynnikiem pracy (6—12)%. Urządzenie kanałów prądowych pracuje przy częstości 201,25 MHz. Oznacza to kompromis pomiędzy dużym oporem bocznikowym, dla którego częstość powinna być tak wysoka jak to możliwe, i odpowiednimi wymiarami umożliwiającymi pomieszczenie ogniskujących magnesów kwadrupolowych, wymaganych dla poprzecznego ogniskowania. Stopień Alvareza przyspiesza protony od 750 kV do 100 MV, kiedy to wchodzi one do nowo zaprojektowanego falowodu pracującego w systemie rezonansu  $\pi/2$  przy 805 MHz. Tutaj wybór częstości przed-

stawia kompromis pomiędzy dużym oporem bocznikowym i koniecznością przejścia całej wiązki ze stopnia Alvareza. Rys. 8 przedstawia schematycznie proponowany akcelerator w *LASL*.

Projekt urządzenia hali doświadczalnej uwzględnia problemy aktywności promieniotwórczej, konieczność równoczesnego prowadzenia kilku doświadczeń i zagadnienia osłon dla obu wiązek, pierwotnej i wtórnej.

W obszarze tarczy znajdować się będzie układ ruchomych tarcz. Naładowane mezony wychodzące z tarcz będą wyłapywane przez silnie ogniskujące soczewki magnetyczne i odchylające magnesy. Niektóre z kanałów wiązki będą obejmować urządzenia oczyszczające wiązkę, inne — spektrometry o dobrej zdolności rozdzielczej.

Kanały wiązki kończyć się będą w halach doświadczalnych, gdzie umieszczone będą urządzenia rejestrujące, wewnątrz osłoniętych kabin. Główna hala doświadczalna ma powierzchnię równą połowie powierzchni boiska do gry w piłkę nożną. Niezależnie od głównej, opracowana będzie druga tarcza i hala doświadczalna dla prac z niskimi natężeniami. Możliwe jest otrzymanie bogatych wiązek mionowych neutronów z procesu  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ , jak również zwiększenie energii akceleratora do 1,2 GeV udostępniając wytwarzanie wiązek mezonów *K* o dużym natężeniu.

### Porównanie projektów

W tabelicy II podane są główne cechy każdego z akceleratorów proponowanych dla fabryki mezonów (akceleratorów, o których mam informacje).

Okazuje się, że niezależnie od typu wybranego akceleratora, koszt każdej fabryki mezonów, pracującej ze średnim prądem 1 mA i z maksymalną energią 800 MeV, jest w przybliżeniu taki sam. Oceniono, że realizacja projektu z *LASL* będzie kosztować w przybliżeniu 55 milionów dolarów. Jednakże połowa tej sumy przypada na budynki, osłony promieniotwórcze i hale doświadczalne. Tak więc jeśliby nawet można było skonstruować akcelerator, który by nie kosztował, to koszt całego przedsięwzięcia nie obniżyłby się więcej niż dwukrotnie.

Jeśli chodzi o koszt pracy, to zależy on bardziej od intensywności użytkowania aniżeli od parametrów akceleratora. Roczny koszt pracy będzie prawdopodobnie w granicach (5—15) milionów dolarów, z czego około 50% będzie przeznaczony na program doświadczalny.

Okazuje się, że fabryki mezonów są pożądane z punktu widzenia nauki, są technicznie możliwe do zbudowania i ekonomicznie uzasadnione. Poza znaczeniem dla fizyki jądrowej i fizyki struktury materii jądrowej, wytwarzane przez akcelerator wiązki będą umożliwiały praktyczne zastosowanie bardzo silnego promieniowania i dużego przekazania energii; może to okazać się prawdziwym darem dla ludzkości, jako że spowoduje zwiększenie przemysłowego zastosowania energii jądrowej i przyczyni się do ulżenia fizycznym cierpieniom. Musimy oczywiście dopuścić, że przepowiednie dotyczące badań naukowych

Tablica II

Porównanie proponowanych fabryk mezonów

	Cyklotron-H		SOC (ORNL ORNL)	Linac ** LASL	Cyklotron Spiralno- Pasmowy (Dubna)	Cyklo- tron kołowy (Zurich)
	(UCLA)	(TRIUMF) *				
Energia (MeV)	200—600	175—500	375+800	100—800	700	510
Średni Prąd (mA)	0,6	0,1	65	1	0,5	0,08
Wyprowadzenie wiązki (%)	100	100	100	100	90	—
Makro-współczynnik pracy (%)	100	100	100	6—12	100	100
Mikro-współczynnik pracy***	25—100	25—100	10	5	25	25
Czas pomiędzy mikro- -impulsami (μsek)	20	20	20	5	20	20
Możliwość zwiększenia energii	nie	nie	tak	tak	nie	nie
Natężenie wiązki spolaryzowanej (μA)	0,05	0,05	0,1	1	0,01	—
Zdolność emisyjna					2	
Koszt urządzenia (miliony dolarów)	20	13	65	55	24	21****
Fundusze				Czę- ściowo pokryte		Całko- wicie pokryte
Data zakończenia prac		1972		1971	1972	1971/72

\* Urządzenie mezonowe w Tri-University w Vancouver.

\*\* Grupa w Strassburgu zaproponowała także wybudowanie fabryki mezonów wykorzystującej akcelerator liniowy, a grupa w Chalk River (ORNL) uwzględniła w swych procesach zarówno LINAC, jak i SOC.

\*\*\* W przypadku LINAC z powodu dużej częstości modulacji wiązki możliwe jest polepszenie mikrostruktury kosztem albo maksymalnej energii, albo rozmycia energii. Wyeliminowanie mikrostruktury okazuje się niemożliwe w cyklotronach kołowych.

\*\*\*\* Oznacza to, że na każdego mieszkańca Szwajcarii przypada 3 dolary.

rzadko się sprawdzają w okresie tak długim jak 5 lat. Jednakże, jeśli całe przedsięwzięcie może rozwiązać obecne problemy w jednoznaczny sposób, to można z pewnością oczekiwać, że nowe problemy pojawią się przynajmniej tak szybko jak obecne są rozwiązywane.

W przygotowaniu tego artykułu korzystałem szeroko z rezultatów prac grup w Yale, Oak Ridge, UCLA, LASL, Chalk River, Strasburgu, Karlsruhe, Zurichu i w Dubnie. Także wykorzystałem raporty różnych komitetów zajmujących się tym problemem oraz sprawozdania z konferencji poświęconych całkowicie lub tylko częściowo fabrykom mezonów.

Tłumaczył Andrzej Eskreys

## Meson Factories

## Literatura

- [1] N. Ramsey et al. Raport Rady Fizyki Akceleratorowej Wysokich Energii, Głównego Komitetu Doradczego dla *AEC* i Naukowego Komitetu Doradczego Prezydenta, *TID* 18636, 26 kwietnia 1963; Raport Tymczasowego Komitetu Doradczego dla *AEC* w Stanach Zjednoczonych, 17 marca 1964 (niepublikowane); Raport Zespołu dotyczący Europejskiego Programu Akceleratorów Wysokich Energii, *CERN* Raport FA/WP/23/Rev. 3 czerwiec 1963; H. A. Bethe et al. Raport Tymczasowej Rady Fabryki Mezonów dla Biura Nauki i Techniki, marzec 1964; A. Bromley et al., Raport Rady Fizyki (raport Feshbacha) *MIT*, Wydział Fizyki, raport wewnętrzny (nieopublikowany); Fizyka: Survey and Outlook, Narodowa Akademia Nauk — Narodowa Rada Badawcza, Waszyngton, D. C. (1966).
- [2] *Proc. of the First National Particle Accelerator Conf. IEEE Trans. on Nucl. Sci.* NS **12**, No 3, June 1965; V. P. Dzhelepow et al., *Soviet Phys.-Usp.* **8**, 253—268 (1965); *Proc. of Int. Conf. on Isochronous Cyclotrons*, Gatlinburg, Tenn., 12—13 Nov. 1962; *Advances in Meson and Nuclear Research below 1 BeV*, Gatlinburg, Tenn., 12—13 Nov. 1962; A. Zucker, A. H. Snell, *Physics Today* **16**, No. 4, 19 (1963).
- [3] V. Hughes, *Sci. American*, **214**, No 4, 93 (1966).
- [4] M. M. Sternheim, R. Hofstadter, *Nuovo Cimento*, **38**, 1854 (1965).
- [5] L. Smith, *Nucl. Instr. Methods*, **18**, **19**, 397 (1962).
- [6] *Proc. of the Int. Conf. on Sector-Focused Cyclotrons*, *Nucl. Instr. Methods*, **18**, **19** (1962).
- [7] J. R. Richardson, *Prog. in Nuclear Techniques and Instrumentation*, **I**, 1 (1965).
- [8] F. M. Russel, *Nucl. Instr. Methods*, **23**, 229 (1963); R. S. Livingston, *Origins and principles of the separated-orbit cyclotron*, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **11**, 97 (1966).
- [9] L. Smith in *Linear Accelerator*, *Encyclopedia of Physics*, Vol. XLIV, S. Flügge, ed. Springer-Verlag, Berlin 1959, p. 341; M. S. Livingston, J. P. Blewett, *Particle Accelerators*, Mc-Graw-Hill, New York 1962.
- [10] D. Nagle, *1964 Linear Accelerator, Conf. Proc.*, Midwestern Universities Research Association, *MURA* Report No. 714, 20—24 July 1964.
- [11] D. Nagle, E. Knapp, B. C. Knapp, *Equivalent circuit representation of linear accelerator tanks* (będzie opublikowane); E. Knapp, *Design construction and testing of rf structures for a proton linear accelerator*, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* NS-**12**, 118 (1965); H. C. Hoyt, D. D. Simonds, W. F. Rich, *Computer-designed 805 MHz proton linac cavities*, *Rev. Sci. Instr.* **37**, 755 (1966).

*Krzysztof Rybicki*

Instytut Badań Jądrowych  
Zakład VI, Kraków

## Badanie wielorodnej produkcji przy pomocy emulsji jądrowych naświetlonych w akceleratorach

### 1. Wstęp

Pierwsze prace dotyczące produkcji cząstek w akceleratorach wykonano techniką emulsji jądrowej<sup>1</sup>. Była to technika dobrze znana i umożliwiająca przez prostotę naświetlenia stosunkowo szybkie otrzymanie rezultatów. Przy pomocy pewnych kryteriów (o których będzie dalej mowa) wybierano oddziaływania z pojedynczymi nukleonami i przeprowadzano ich analizę. W pracach tych stwierdzono, że elastyczny przekrój czynny w zderzeniu proton-proton spada z energią i ustala się przy wartości  $\sigma_{el} = 8$  mb; natomiast nieelastyczny przekrój czynny wzrasta z energią aż do nasycenia przy  $\sigma_{inel} = 30$  mb. W nieelastycznych zderzeniach protony przeżywające zderzenia wynoszą około połowy energii pierwotnej i dążą do zachowania kierunku pierwotnego. Podobnie zachowują się mezony  $\pi$  w zderzeniach  $\pi$ —nukleon. Tendencja ta słabnie ze wzrostem krotności. Wyniki te otrzymano przy energiach sięgających 9 GeV.

Około 1960 roku zakres energii dostępnych w akceleratorach rozszerzył się do 30 GeV. Równocześnie wprowadzono na wielką skalę komory pęcherzykowe oraz układy liczników. Liczniki pozwalają na niezwykle dokładne wyznaczenie przekrojów czynnych; w szczególności bardzo dokładnie zbadano różniczkowy elastyczny przekrój czynny w zderzeniach mezon  $\pi$  — proton i proton—proton. Wodorowe komory pęcherzykowe naświetla się głównie wiązkami mezonów  $\pi$ , mezonów  $K$  i antyprotonów o pędzie do około 8 GeV/c. Przy analizie tych oddziaływań znajduje się nowe stany rezonansowe cząstek elementarnych, bada się ich własności, przeprowadza się szczegółową analizę pojedynczych, nieraz bardzo specjalnych kanałów w celu sprawdzenia różnych modeli itd. Prace te stanowią niewątpliwie główne źródło postępu w fizyce wysokich energii, ograniczają się jednak do stosunkowo niskich energii. I tak wykonano

<sup>1</sup> Na temat prac wykonanych do 1960 roku patrz O. Czyżewski i R. Hołyński, *Postępy Fizyki* **18**, 71 (1961).

kilka zaledwie prac [1—3] nad wielorodną produkcją w oddziaływaniach  $\pi p$  przy energiach 16 GeV. Przyczyną tego jest m. in. wzrastająca z energią trudność dokładnego pomiaru pędu, a także większa liczba wtórnych cząstek neutralnych, co utrudnia lub wręcz uniemożliwia jednoznaczna interpretację reakcji obserwowanej na danym zdjęciu. Trudności te zostaną w dużej mierze usunięte po wprowadzeniu komór znacznie większych niż obecne.

Na razie jednak badania wielorodnej produkcji przy energiach sięgających 18 GeV dla mezonów  $\pi$ , a 30 GeV dla protonów, prowadzono przede wszystkim w emulsji jądrowej. Z uwagi na duże trudności w pomiarze energii oraz identyfikacji cząstek wtórnych niemożliwe jest tu badanie rezonansów i analiza pojedynczych kanałów, można jednak uzyskać pewien ogólny obraz wielorodnej produkcji. W emulsji można również badać oddziaływania nukleonów z jądrami. Dodatkową zaletą emulsji jest łatwość porównywania wyników z danymi dotyczącymi oddziaływania cząstek promieniowania kosmicznego z jądrami emulsji. W artykule tym omówimy najważniejsze wyniki kilkudziesięciu prac wykonanych w latach 1960—1966 techniką emulsji jądrowych naświetlonych w akceleratorach.

## 2. Naświetlenie, poszukiwanie interakcji, droga interakcji

Z uwagi na duże natężenie wiązki akceleratorowej można otrzymać dostatecznie dużą liczbę oddziaływań nawet w małej ilości (kilka — kilkadziesiąt klisz) emulsji naświetlonej przez jeden impuls z akceleratora. Oczywiście emulsja jest tak ustawiona, aby cząstki biegly równolegle do jej powierzchni.

W kilku pracach [4—8] poszukiwano oddziaływań przez systematyczne przeglądanie pewnej objętości emulsji (tzw. skaning powierzchniowy). Jest to znacznie szybsza metoda niż śledzenie torów cząstek wchodzących do emulsji, ale nie sposób przy niej uwolnić się od gubienia oddziaływań charakteryzujących się bardzo małą  $N_h$  (liczbą śladów cząstek powolnych pochodzących z rozbitcia jądra emulsji) i małą krotnością  $n$  (liczbą relatywistycznych cząstek wtórnych). Można ją natomiast bezpiecznie stosować tam, gdzie chodzi o wybór oddziaływań z  $N_h > 8$ , a więc na pewno z ciężkimi jądrami [7, 8]. W większości prac stosowano wyłącznie śledzenie cząstek wchodzących do emulsji. Najwięcej oddziaływań (około ośmiu tysięcy) znaleziono w pracy grupy z Dubnej [9], która prześledziła około 3 km śladu.

Porównanie danych z prac wykonanych przy różnych energiach protonów [9—23] pokazuje, że droga oddziaływania nie zmienia się pomiędzy 6 a 30 GeV. Zbierając wyniki z tych wszystkich prac otrzymujemy średnią drogę oddziaływania  $\lambda = (37,74 \pm 0,24)$  cm. Wartość ta według obliczeń przeprowadzonych przez Baraszenkova [24], w których założono, że rozkład gęstości nukleonów w jądrze jest taki jak rozkład ładunku, i wykorzystano znajomość składu emulsji, odpowiada nieelastycznemu przekrojowi czynnemu proton-nukleon  $\sigma_{inel} = (29,0 \pm 0,5)$  mb. Wynik ten jest zgodny z danymi licznikowymi.

Droga oddziaływania dla mezonów  $\pi$  na podstawie prac [25—30] wynosi  $\lambda = (42,08 \pm 0,57)$  cm, co odpowiada  $\sigma_{\text{inel}} = (22,5 \pm 0,7)$  mb, która to wartość jest również zgodna z danymi licznikowymi dla zderzeń  $\pi p$ .

### 3. Wybór oddziaływań z pojedynczymi nukleonami

W wielu pracach [11, 14, 16, 18, 20—22, 30—35] stosowano pewne kryteria wyboru oddziaływań z jednym tylko nukleonem jądra. Najczęściej stosowano następujące kryteria:

a)  $N_h = 0$  lub 1, brak zgrupowania ziaren (tzw. *blobu*), które mogłyby być wywołane przez jądro odrzutu lub powolnego elektronu, który mógłby pochodzić z jądra.

b) Co najwyżej dwa zidentyfikowane protony, z tego co najwyżej jeden powolny; większa liczba świadczyłaby o wtórnych oddziaływaniach wewnątrz jądra prowadzących do wybijania powolnych protonów.

c) Kinematyka niesprzeczna z oddziaływaniem z pojedynczym nukleonem.

Kryteria b) i c) wymagają oczywiście identyfikacji i pomiaru energii cząstek wtórnych. Tak wybrane przypadki uważa się za zderzenia z protonem („*pp*“), o ile  $N_h + n_s$  jest parzyste (z uwagi na zachowanie ładunku), a za zderzenia z neutronem („*pn*“) o ile  $N_h + n_s$  jest nieparzyste. Liczbę oddziaływań z wolnym protonem („*pwp*“) czyli jądrem wodoru emulsji można następnie obliczyć ze wzoru:

$$N_{pwp} = N_{pp} - \eta \left( \frac{N_{pn}}{N_{pp}} \right) \quad (1)$$

gdzie  $\eta$  jest stosunkiem liczby neutronów do liczby protonów w jądrach emulsji. Nie można jednak stwierdzić, które z tak wybranych oddziaływań z protonami odpowiadają zderzeniom z wolnym protonem. Stosunek tych dwóch liczb  $\frac{N_{pwp}}{N_{pp}}$  zmienia się silnie od pracy do pracy w granicach od 0,26 do 0,70. Widać stąd, że ocena liczby  $N_{pwp}$  jest niepewna, a pewny wybór oddziaływań ze swobodnym protonem — niemożliwy.

Znacznie prostszą metodę wyboru oddziaływań mezonów  $\pi$  z pojedynczym nukleonem zaproponowali Finney i Major [30]. Na podstawie danych z wodorowej komory pęcherzykowej [1] stwierdzili, że w większości przypadków (około 70%) proton odrzutu będzie na tyle szybki, że pojawi się już jako ślad minimum. Tak więc gwiazdy bez śladu szarego ( $N_g = 0$ ) będą na pewno oddziaływaniami z pojedynczym nukleonem. W pozostałych przypadkach proton ten pojawi się jako ślad szary. Gwiazdy z  $N_g = 1$  będą zatem *częściowo* (mniej więcej w jednej trzeciej przypadków) odpowiadały zderzeniom z pojedynczymi nukleonami. Natomiast gwiazdy z  $N_g \geq 2$  na pewno nie odpowiadają takim zderzeniom, bo dodatkowe ślady szare pochodzą od innych protonów jądra uczestniczących w zderzeniu. Tak wybrane przypadki (tzn.  $N_g = 0$  lub 1) mają pewne cechy rozkładu kątownego, których można oczekiwać dla zderzeń



z pojedynczym nukleonem (patrz dalej w rozdziale 7). Ogromną zaletą metody Finneya i Majora jest łatwość i ogólność jej stosowania. Należy jednak zwrócić uwagę, że nie próbowano tej metody dla protonów (częściowe jej potwierdzenie dla protonów o energii 26 GeV uzyskał Lim [20] — patrz dalej rozdz. 5) a także, że dane o oddziaływaniach z protonem wzięto z doświadczonych w stosunkowo małej (32 cm) komorze pęcherzykowej.

#### 4. Pomiary energii cząstek wtórnych

W wielu pracach przeprowadzano pomiary energii i identyfikację relatywistycznych cząstek wtórnych. Najczęściej [6, 9, 13, 16, 20, 23, 26, 31—36] mierzono jonizację i rozproszenie kulombowskie. Ten ostatni pomiar możliwy jest tylko dla śladów dostatecznie długich w jednej kliszy. Dla innych śladów trzeba zakładać, że mają taki sam pęd, co zmierzone ślady o tym samym kącie emisji.

W inny sposób próbowano obejść niemożność pomiaru rozproszenia kulombowskiego dla większości śladów w pracy grupy francusko-włoskiej [21]. Ograniczono się tam do pomiaru jonizacji, który można przeprowadzić dla każdego śladu i założono, że wszystkie cząstki wtórne są mezonami  $\pi$ . Można było wtedy z samej jonizacji wyznaczyć energię każdej cząstki.

W kilku pracach [7, 8, 37] użyto silnego pola magnetycznego (150 ÷ 200 kGs) i mierzono zakrzywienie w polu magnetycznym. Dla dostatecznie długich śladów (1 cm w kliszy) można zmierzyć pęd z dokładnością do 10%.

W zupełnie inny sposób oceniono energię cząstek wtórnych w pracy grupy włoskiej [5]. Przeprowadzono tam mianowicie skaniny powierzchniowe, w którym znaleziono dużą liczbę gwiazd z cząstką pierwotną biegnącą pod kątem większym niż  $2^\circ$  (a więc nie może to być proton z wiązki pierwotnej), a mniejszym niż  $60^\circ$  w stosunku do kierunku wiązki pierwotnej. Były to więc oddziaływania cząstek wtórnych. Zmierzono ich krotności i wykorzystując znaną z innych prac zależność krotności jetów wywołanych przez mezony  $\pi$  od energii, otrzymano rozkład energii cząstek wtórnych.

Pomiary energii cząstek wtórnych wykorzystano do badania pędów poprzecznych i współczynnika nieelastyczności. Porównanie pędów poprzecznych otrzymanych poszczególnymi metodami, a także porównanie z wynikami z komory pęcherzykowej [1] przeprowadzone w pracy [35] pokazuje, że dla śladów minimum pomiar rozproszenia kulombowskiego ma tendencję do заниżenia pędu, a więc i pędu poprzecznego. Średnia wartość pędu poprzecznego dla mezonów  $\pi$  wynosi około 0,33 GeV/c, a dla protonów około 0,40 GeV/c. Nie widać żadnej wyraźnej zależności pędu poprzecznego ani od energii pierwotnej (począwszy od 6 GeV), ani od krotności. Te cechy pędu poprzecznego mezonów  $\pi$  pozostają prawdziwe aż do najwyższych zbadanych energii<sup>2</sup>.

<sup>2</sup> Na ten temat porównaj artykuł: J. Bartke, R. Hołyński, *Postępy Fizyki* 10, 309 (1959)



Jak już mówiliśmy (patrz Wstęp), dawno stwierdzono, że cząstka pierwotna po zderzeniu zachowuje znaczną część energii pierwotnej; dąży też do zachowania pierwotnego kierunku; wyróżnia się więc spośród cząstek wtórnych. Różnica energii tej cząstki przed i po zderzeniu została zużyta na produkcję innych cząstek i na ich energię kinetyczną. Stosunek tej właśnie różnicy do energii pierwotnej nazywamy współczynnikiem nieelastyczności  $K$ . Wyniki pomiarów  $K$  dla oddziaływań protonów o energii (20 ÷ 27) GeV są podane w tablicy I.

Tablica I

Energia [GeV]	Oddziaływania	Metoda	$K$	Z pracy:
19,8	$p-p$	rozpraszanie i jonizacja	$0,35 \pm 0,09$	[16]
24,0	$p-p$	rozpraszanie i jonizacja	$0,40 \pm 0,06$	[20]
24,0	$N_h > 8$	pole magnetyczne	około 0,75	[7]
24,7	wszystkie	pole magnetyczne	$0,59 \pm 0,07$	[37]
26,7	$p-p$ i $p-n$	rozpraszanie i jonizacja	$0,36 \pm 0,04$	[32]
27,0	wszystkie	wtórne gwiazdy	$0,6 \pm 0,2$	[5]
27,0	$p-p$	jonizacja	$0,38 \pm 0,03$	[21]
27,0	$p-n$	jonizacja	$0,41 \pm 0,04$	[21]

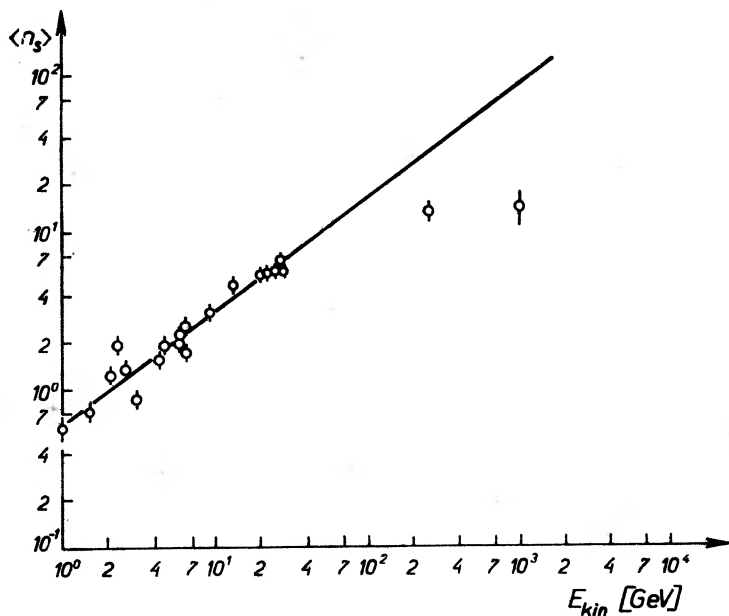
Wyniki z tablicy I pokazują, że w oddziaływaniach z pojedynczymi nukleonami średni współczynnik nieelastyczności wynosi  $K = 0,38 \pm 0,02$ . Podobny wynik otrzymuje się przy znacznie wyższych energiach [38]. W centralnych zderzeniach z ciężkimi jądrami współczynnik nieelastyczności jest już dość bliski jedności. Jeżeli natomiast bierzemy wszystkie oddziaływania w emulsji, to  $\langle K \rangle = 0,6$ .

### 5. Zależność krotności i liczby śladów wyparowania od energii

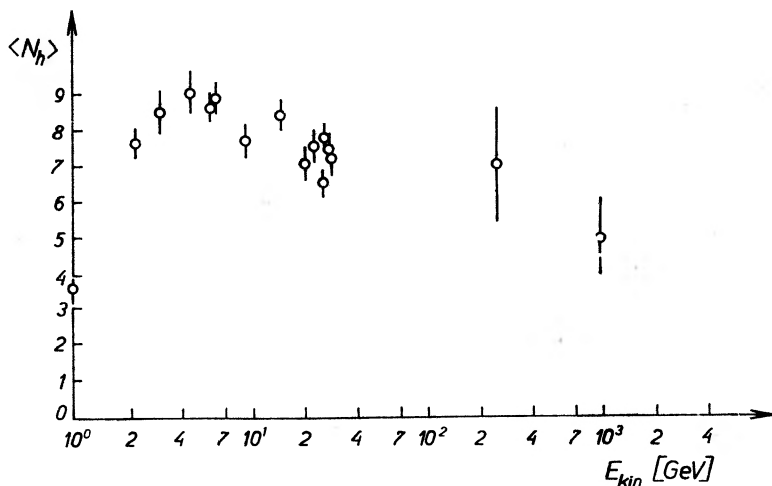
Zależność średniej krotności  $\langle n_s \rangle$  w oddziaływaniach protonów z jądrami emulsji od energii [5, 6, 15, 17, 36, 39—46] jest pokazana na rys. 1. W obszarze energii akceleratorowych zależność ta jest dobrze opisywana wzorem [17].

$$\langle n_s \rangle = 0,65 \left( \frac{E_{\text{kin}}}{\text{GeV}} \right)^{0,7} \quad (2)$$

gdzie  $E_{\text{kin}}$  jest energią kinetyczną pierwotnego protonu. Dane dla wyższych energii pochodzące z analizy oddziaływań protonów z fragmentacji jąder promieniowania kosmicznego [45, 46], choć mniej dokładne, świadczą o znacznie słabszej zależności od energii. Możliwa jest tu zależność typu  $\langle n_s \rangle \sim E^{1/4}$  [38],



Rys. 1. Wzrost średniej krotności z energią. Dane zebrano z prac [5, 6, 15, 17, 36, 39—46]



Rys. 2. Wzrost średniej liczby śladów cząstek powolnych  $\langle N_h \rangle$  z energią. Dane zebrano z prac [5, 6, 11, 15, 17, 18, 20, 36]

logarytmiczny wzrost krotności z energią, czy nawet asymptotyczne zniżanie krotności do pewnej stałej wartości [47]. Jak widać, sprawa nie jest jasna i wymaga nowych pomiarów. Być może ewentualne załamanie początkowo szybkiego wzrostu krotności z energią będzie obserwowalne już przy protonach o energii 70 GeV z nowego akceleratora w Sierpuchowie.

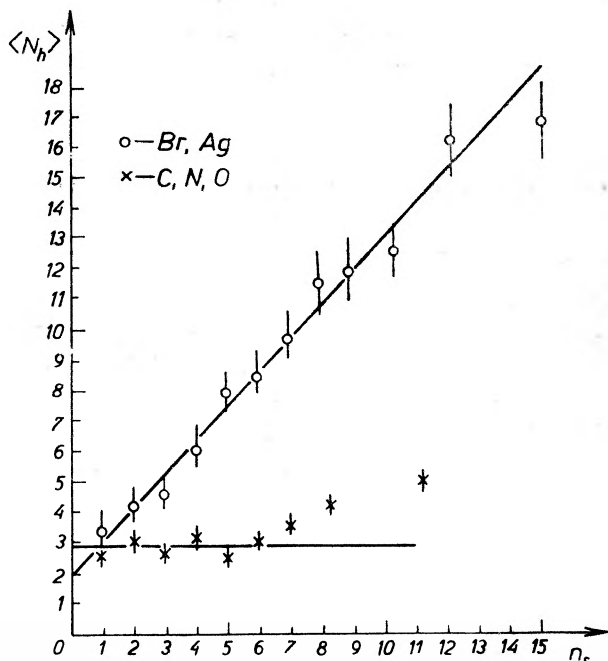
Zależność średniej liczby widocznych cząstek powolnych od energii [5, 6, 11, 15, 17, 18, 20, 36, 39—41, 44—46] jest przedstawiona na rys. 2. Widać, że początkowo  $\langle N_h \rangle$  rośnie bardzo szybko z energią aż do  $\langle N_h \rangle = 9$  przy 4 GeV. Wynika to stąd, że coraz więcej energii może być przekazane jądru bądź to przez nukleony odrzutu, bądź też przez cząstki wyprodukowane, których liczba szybko rośnie z energią. Od 4 GeV zaczyna się powolny spadek aż do  $\langle N_h \rangle = 7$  przy (25 ÷ 28) GeV. Dane kosmiczne, choć mniej dokładne, wskazują na dalszy powolny spadek liczby cząstek powolnych z energią. Spadek ten może wynikać z rosnącej kolimacji cząstek wtórnych, które wobec tego przechodzą przez coraz mniejszy obszar jądra i mogą doń przekazać coraz mniej energii.

## 6. Wybór oddziaływań z różnymi jądrami emulsji i analiza oddziaływań proton-jądro

Jak wiadomo, jądra emulsji można podzielić na trzy grupy. Pierwszą stanowią swobodne protony czyli jądra wodoru, drugą lekkie jądra (CNO), a trzecią znacznie cięższe jądra Ag i Br. Ze składu emulsji i zależności przekroju czynnego od masy atomowej jądra można oczekiwać, że wśród oddziaływań protonów około 4,5% będą stanowiły zderzenia z wodorem, około 24% zderzenia z lekkimi jądrami i około 71,5% zderzenia z ciężkimi jądrami emulsji. Problem wyboru zderzeń z różnymi jądrami był dyskutowany przez różnych autorów [17, 20, 36, 48, 49]; przedstawimy tu najważniejsze wnioski z tych prac.

Z doświadczeń w czystej żelatynie [50] oraz azotowej komorze Wilsona [51] wynika, że liczba śladów cząstek powolnych pochodzących z lekkich jąder nie może przekraczać sześciu, a więc przypadki z  $N_h > 6$  na pewno odpowiadają zderzeniom z ciężkimi jądrami. Wśród pozostałych przypadków (z  $N_h \leq 6$ ) też są oddziaływania z ciężkimi jądrami, jednakże w tych oddziaływaniach jądro jest słabo wzbudzone. Przy słabym wzbudzeniu istnieje bariera potencjału, która wynosi 4 MeV dla protonu i 10 MeV dla cząstki  $\alpha$ . Obecność więc cząstek o niższej energii świadczy o lekkich jądrami. Ponieważ rozróżnienie pomiędzy tak powolnym protonem a cząstką  $\alpha$  jest trudne, więc trzeba przyjąć długość śladu jako kryterium. W pracy grupy z Hamburga [49] wzięto zasięg  $R = 65 \mu$ , co odpowiada cząstce  $\alpha$  o energii 11 MeV lub protonowi o energii 2,7 MeV. Jest mała szansa, że ślad, dla którego  $R < 65 \mu$ , pochodzi ze słabo wzbudzonego jądra Ag lub Br. Stwierdzono doświadczalnie [52, 53], że tylko 6% czarnych śladów z jąder Ag lub Br jest krótszych niż  $65 \mu$  przy energii wzbudzenia rzędu 150 MeV. Teoria wyparowania [54] daje 20% jako górną granicę liczby takich śladów. Wynika stąd, że wśród przypadków z  $1 \leq N_h \leq 6$  z co najmniej jednym śladem krótszym niż  $65 \mu$  tylko 10—20% będą stanowiły oddziaływania z ciężkimi jądrami. Z drugiej strony około 75% przypadków z  $1 \leq N_h \leq 6$  bez krótkiego śladu będą stanowiły oddziaływania z ciężkimi jądrami. Widać stąd, że kryterium krótkiego śladu pozwala na rozróżnienie pomiędzy lekkimi a ciężkimi jądrami z dokładnością do około 20%.

Okazuje się, że w tak wybranych grupach jest zupełnie inna zależność  $N_h$  od  $n_s$  (rys. 3). Dla lekkich jąder  $\langle N_h \rangle$  prawie nie zależy od  $n_s$  i wynosi  $3 \div 4$ . Wynika to z faktu, że rozpad lekkiego jądra głównie na cząstki  $\alpha$  zachodzi często i może być spowodowany nawet przez małą energię przekazaną do jądra. Z drugiej zaś strony całkowita dezintegracja jąder Ag i Br jest bardzo mało prawdopodobna, a więc  $N_h$  powinno silnie zależeć od energii przekazanej jądru czyli od  $n_s$ .



Rys. 3. Zależność średniej liczby śladów cząstek powolnych  $\langle N_h \rangle$  od krotności  $n_s$  dla dwóch typów jąder. Z pracy [17]

Lim [20] zauważył, że przypadki z krótkim śladem mają na ogół co najwyżej jeden szary ślad, natomiast przypadki, które na pewno są zderzeniami z ciężkimi jądrami mają co najmniej dwa szare ślady. Świadczy to, że liczba szarych śladów jest dobrą miarą liczby zderzeń w jądrze, która jest oczywiście znacznie mniejsza w lekkim niż w ciężkim jądrze.

O wyborze oddziaływań z wolnym protonem mówiliśmy już poprzednio; jeśli weźmiemy przypadki z  $N_h \leq 1$  (w tym wypadku ślad czarny lub szary musi iść do przodu), bez blobu lub elektronu i z parzystym ( $N_h + n_s$ ), to tak wybrane przypadki będą stanowić około 8% wszystkich, a więc prawie dwa razy za dużo [20]. Dodatkowe kryteria niewiele tu pomogą.

Możliwość wyboru oddziaływań z różnymi jądrami pozwala na zbadanie zależności średniej krotności w zderzeniu proton-jądro od wielkości tego jądra. Grupa z Hamburga [17] stwierdziła, że zależność ta dla (20—27) GeV jest typu:

$$\langle n_s \rangle = 3,4A^{0,14 \pm 0,03}. \quad (3)$$

Należy jednak podkreślić, że dotyczy to średniej krotności. W zderzeniach z ciężkimi jądrami istnieje bowiem spora liczba przypadków, w których krotność jest taka sama jak w zderzeniach z wolnym protonem [20]. W tych przypadkach pierwotny proton oddziałuje efektywnie tylko z jednym, prawdopodobnie peryferyjnym nukleonem ciężkiego jądra. Lim [20] zauważył, że w tych przypadkach występuje co najwyżej jeden ślad szary. Wyniki Lima stanowią potwierdzenie metody wyboru efektywnych oddziaływań z pojedynczym nukleonem zaproponowanej przez Finneya i Majora [30].

Możliwość wyboru oddziaływań z różnymi jądrami pozwala także na rozstrzygnięcie pomiędzy dwoma modelami oddziaływania nukleon-jądro. (Wszystkie poniższe rozważania odnoszą się także do oddziaływania mezon  $\pi$  — jądro.) W tzw. modelu tunelowym nukleon oddziałuje właściwie równocześnie z nukleonami jądra znajdującymi się na jego drodze (stąd nazwa „tunel“), zaś oddziaływanie cząstek wyprodukowanych z innymi nukleonami jądra można w pierwszym przybliżeniu zaniedbać. W modelu kaskady wewnątrzjądrowej pierwotny nukleon oddziałuje w zasadzie tylko raz, natomiast cząstki wyprodukowane oddziałują z nukleonami jądra. Obydwa te modele przewidują wzrost krotności z wielkością jądra z grubsza zgodny ze wzorem (3); obydwie przewidują również, że w oddziaływaniach nukleon-jądro średni kąt emisji cząstek będzie większy niż w zderzeniach nukleon-nukleon. Model tunelowy jest znacznie prostszy i początkowo spodziewano się, że będzie on dobrze tłumaczył oddziaływania z jądrem przy rozważanych tu energiach [55, 56], dalsze badania pokazały jednak, że szereg faktów nie zgadza się z tym modelem, dają się one natomiast dobrze opisać modelem kaskady wewnątrzjądrowej. A oto te fakty:

- a) Liczba wybitych nukleonów jest wyraźnie większa niż liczba nukleonów w tunelu [20, 36, 57];
- b) Średnia energia mezonów  $\pi$  jest niższa niż to wynika z modelu tunelowego [57];
- c) Rozkład długości tunelu dla różnych jąder nie zgadza się z rozkładem geometrycznym [20, 36].

Natomiast szczegółowe rachunki oparte na założeniu kaskady wewnątrzjądrowej dają wyniki zgodne z doświadczeniem [58—60]. Tak jest dla energii akceleratorowych. Być może jednak dla wyższych energii sytuacja się zmieni dzięki rosnącej kolimacji cząstek wtórnych, które będą przechodzić przez coraz mniejszy obszar jądra. Świadczyłyby o tym powolny spadek  $\langle N_n \rangle$  z energią.

## 7. Analiza rozkładu kąтового i ocena energii z rozkładu kąтового

Jeszcze w 1953 roku Castagnoli i wsp. [61] zaproponowali metodę wyznaczania energii  $E$  oddziaływania z kątów emisji  $\theta_i$  cząstek wtórnych. Mianowicie energia:

$$E = M(2\gamma_c^2 - 1), \quad (4)$$

gdzie  $M$  jest masą nukleonu, a  $\gamma_c$  obliczamy ze wzoru:

$$\log \gamma_c = \frac{1}{n_s} \sum_{i=1}^{n_s} \log |\operatorname{ctg} \vartheta_i|. \quad (5)$$

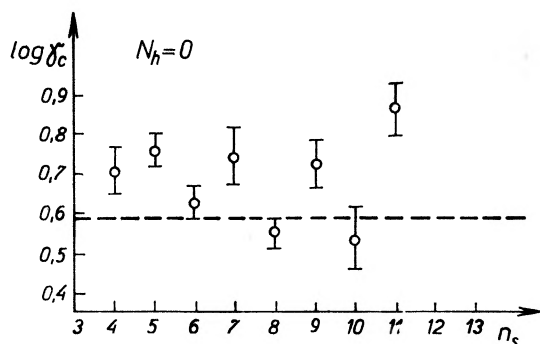
Wzory (4) i (5) (tzn. metoda Castagnoli) są oparte na następujących założeniach:

a) zderzenie zachodzi z pojedynczym nukleonem. Jeśli nie, to wzór (4) zmienia się na:

$$E = M_t(2\gamma_c^2 - 1), \quad (6)$$

gdzie  $M_t$  jest masą targetu,

b) rozkład kątowy cząstek wtórnych w układzie środka masy jest symetryczny w stosunku do płaszczyzny prostopadłej do kierunku cząstek przed zderzeniem,



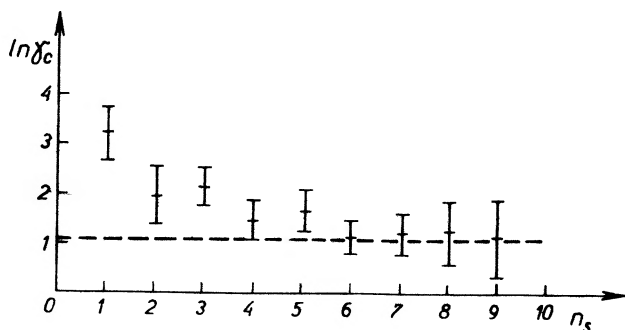
Rys. 4. Ocena energii metodą Castagnoli;  $\log \gamma_c$  dla różnych krotności  $n_s$ . Linia przerywaną oznaczono wartość odpowiadającą energii wiązki pierwotnej. Dane pochodzą z 74 gwiazd z  $N_h = 0$  z pracy [4]

c) kąty emisji i energie cząstek wtórnych nie są skorelowane pomiędzy sobą,  
d) prędkości cząstek wtórnych w układzie środka masy są równe prędkości środka masy w układzie laboratoryjnym.

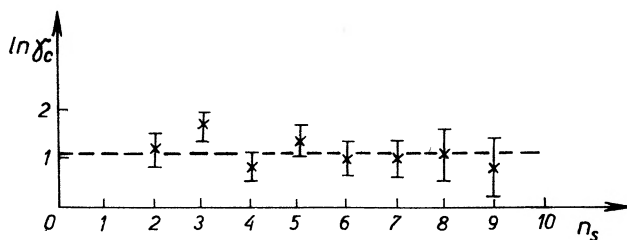
Metoda Castagnoli jest często stosowana przy analizie oddziaływań cząstek promieniowania kosmicznego z jądrami emulsji. Dlatego też jedną z pierwszych prac wykonanych na każdym nowym akceleratorze było doświadczalne sprawdzenie tej metody. Zrobiono to dla mezonów  $\pi$  o pędzie 4,5 GeV/c [62], dla protonów o pędzie (6,0 ÷ 6,2) GeV/c [11, 62—64] oraz 9 GeV [65] dla mezonów  $\pi$  o pędzie (16,2 ÷ 17,0) GeV/c [30, 62] i wreszcie dla protonów o pędzie (20,5 ÷ 28,0) GeV/c [4, 17, 23]. We wszystkich tych pracach stwierdzono, że  $\gamma_c$  maleje ze wzrostem  $N_h$ , co tłumaczono tym, że w oddziaływaniach z jądrami (duże  $N_h$ ) zachodzi zderzenie z więcej niż jednym nukleonem lub też, że kaskada wewnątrzjądrowa prowadzi do większych kątów emisji, co zaniża  $\gamma_c$ . Tłumaczenia te są zgodne z faktem, że dla dużych  $N_h$   $\gamma_c$  maleje ze wzrostem krotności  $n_s$ . Natomiast dla oddziaływań  $N_h = 0$  lub 1 otrzymywano  $\gamma_c$  z reguły

za duże, spadające ze wzrostem krotności i osiągające dobrą wartość dopiero przy  $n_s = (7 \div 8)$ .

Uwzględnianie śladów minimum emitowanych do tyłu [4] czy też różne poprawki [17] uwzględniające ewentualną niestuszość warunku d) nie po-



a



b

Rys. 5. Ocena energii metodą Castagnoli;  $\ln \gamma_c$  dla różnych krotności  $n_s$  w gwiazdach bez śladów szarych

a) w obliczeniu  $\ln \gamma_c$  uwzględniono ślad pod najmniejszym kątem;

b) w obliczeniu  $\ln \gamma_c$  pominięto ślad pod najmniejszym kątem. Z pracy [30]

lepszą sytuacją. Zawyżanie  $\gamma_c$  w oddziaływaniach o bardzo małym  $N_h$  można natomiast wyjaśnić dobrze znaną tendencją cząstki pierwotnej do zachowania kierunku po zderzeniu. Taki proton czy mezon  $\pi$  w dużej części przypadków będzie śladem minimum pod najmniejszym kątem. Jeśli proton odrzutu będzie tak powolny, że pojawi się jako ślad szary, lub też jeśli nukleonem odrzutu będzie neutron, to warunek b) w oczywisty sposób nie będzie spełniony wśród cząstek relatywistycznych i wzór (5) da za dużą wartość  $\gamma_c$ . Można to zobaczyć na rys. 4 pokazującym  $\log \gamma_c$  dla  $N_h = 0$ . Dla parzystych  $n_s$  pierwotny proton jest „równoważony“ przez proton odrzutu i wartość  $\log \gamma_c$  jest poprawna. Natomiast dla nieparzystych  $n_s$  zderzenie zachodzi z neutronem, który jest niewidoczny i wartość  $\log \gamma_c$  jest wówczas za duża.

Istotny krok naprzód w tej sprawie zrobili Finney i Major [30]. Wybrali oni oddziaływania z pojedynczym nukleonem ograniczając się do przypadków

z co najwyżej jednym śladem szarym (patrz rozdz. 2) i odrzucili cząstkę biegnącą pod najmniejszym kątem. Otrzymali dla tak wybranych przypadków istotnie bardzo dobrą zgodność  $\log \gamma_c$  z wartością wynikającą z energii wiązki pierwotnej (rys. 5). Niewielkie zawyżenie  $\log \gamma_c$  dla  $n_s = 3$  i być może dla  $n_s = 5$  pochodzi prawdopodobnie od kilku przypadków koherentnej produkcji na jądrach<sup>3</sup>, które mają oczywiście  $n_q = 0$  i charakteryzują się silną kolimacją, a więc znacznie za dużą wartością  $\log \gamma_c$ . Co więcej, rozkład kątowy cząstek wyprodukowanych w tych przypadkach jest izotropowy w układzie środka masy. Wyniki Finneya i Majora świadczą, że metoda Castagnoli jest poprawna dla efektywnych oddziaływań z pojedynczym nukleonem (przy wyborze poprzez liczbę śladów szarych stanowią one dość dużo, bo około 40% wszystkich oddziaływań), o ile tylko uwzględnimy wyróżnioną rolę cząstki pierwotnej. Wniosek ten jest oczywiście bardzo ważny dla badań nad oddziaływaniami cząstek promieni kosmicznych w emulsji (tam zresztą z uwagi na większą krotność, przeżywająca cząstka pierwotna nie odgrywa takiej roli). Należy jednak podkreślić, że wyniki Finneya i Majora wymagają doświadczalnego sprawdzenia dla protonów.

Dla krotności  $n_s \leq 5$  Finney i Major otrzymują niezbyt silne odstępstwa od izotropii polegające na wypikowaniu mezonów  $\pi$  do przodu w układzie środka masy  $\pi$ -nukleon. Uważają wobec tego, że w części (około 30%) przypadków oddziaływanie zachodzi efektywnie z mezonami  $\pi$  z chmury mezonowej otaczającej rdzeń nukleonu. Podobny wynik otrzymano poprzednio dla oddziaływań mezonów  $\pi$  w emulsji [66, 26, 67], wodorowej komorze dyfuzyjnej [68] i wodorowej komorze pęcherzykowej [1].

## 8. Wnioski

Główne wyniki prac nad oddziaływaniami cząstek przyspieszonych w akceleratorach z jądrami emulsji można streścić następująco:

Opracowano metody wyboru efektywnych oddziaływań z pojedynczymi nukleonami jąder emulsji, które stanowią znaczną część wszystkich oddziaływań w emulsji. W oddziaływaniu takim cząstka pierwotna po zderzeniu zachowuje swoją indywidualność, wynosi średnio 60% pierwotnej energii i często odchyła się o kąt mniejszy od kąta emisji cząstek wyprodukowanych. Cząstki te są emitowane anizotropowo przy małych krotnościach, anizotropia ta maleje z krotnością, przy dużych krotnościach jest izotropowa. Średni pęd poprzeczny mezonów  $\pi$  wynosi około 0,3 GeV/c, średni pęd poprzeczny protonów około 0,4 GeV/c. Wartości te są niezależne od energii pierwotnej (powyżej 6 GeV). W zderzeniach z pojedynczymi nukleonami wyznaczenie energii metodą Castagnoli jest poprawne, o ile tylko ograniczymy się do cząstek wyprodukowanych.

<sup>3</sup> O produkcji koherentnej porównaj artykuł: K. Rybicki, *Postępy Fizyki*, 18, 267 (1997).



Opracowano metody wyboru oddziaływań z różnymi jądrami emulsji. Średnia krotność w tych oddziaływaniach rośnie z wielkością jądra (dla energii  $(20 \div 27)$  GeV) według wzoru  $\langle n_s \rangle = 3,4A^{0,14}$ ; wzrastają również kąty emisji cząstek wtórnych. Model tunelowy nie stosuje się do oddziaływań z jądrami; są one natomiast dobrze opisywane przez kaskadę wewnątrzjądrową. Średnia liczba śladów powolnych pochodzących z rozbitcia jądra rośnie z energią aż do  $\langle N_h \rangle = 9$  przy  $(4 \div 5)$  GeV, później powoli spada aż do  $\langle N_h \rangle = 7$  przy  $(25 \div 28)$  GeV. Średnia krotność rośnie z energią według wzoru  $\langle n_s \rangle = 0,65 \left( \frac{E_{\text{kin}}}{\text{GeV}} \right)^{0,7}$ .

Średni współczynnik nieelastyczności dla jąder emulsji wynosi 0,6.

Z tego krótkiego przeglądu wynika, że w pracach wykonanych techniką emulsyjną osiągnięto w ostatnich latach zarówno znaczny postęp metodyczny (wybór oddziaływań z różnymi jądrami lub z pojedynczym nukleonem, sprawdzenie metody Castagnoli itd.), jak i fizyczne rezultaty (cechy zderzeń z nukleonami i jądrami, mechanizm oddziaływania z jądrami itd.). Należy oczekiwać, że dalsze prace nad emulsjami naświetlonymi protonami o energii 70 GeV i mezonami  $\pi$  o energii  $(40 \div 60)$  GeV z akceleratora w Sierpuchowie zostaną wykonane zaraz po jego uruchomieniu.

#### A Study of Multiple Production in Nuclear Emulsion Irradiated in Accelerators

*Abstract:* This article describes main results obtained in last years at the study of multiple production in nuclear emulsion irradiated in accelerators (*i.e.* interactions at proton energies up to 28 GeV and pion energies up to 18 GeV are discussed). Methods of selection of interactions with free and quasi-free nucleons are examined. It appears that a number of grey tracks (recoil protons) gives the best selection of effective collisions with single nucleons of emulsion nuclei. Such selected events represent a significant fraction (about 40%) of all interactions in emulsion. For them Castagnoli's estimate of energy gives a good value after correction for primary particle which survives collision and tends to conservation of both the primary direction and a large fraction (about 60%) of primary energy. Features of nucleon-nucleon and pion-nucleon collisions are described.

A method of selection of interactions with various emulsion nuclei is given. It is shown that the intranuclear cascade and not the tunnel model properly describes proton-nucleus and pion-nucleus collisions at the energies under consideration.

#### Literatura

- [1] S. J. Goldsack, L. Riddiford, B. Tallini, B. R. French, W. Neale, S. R. Norbury, I. O. Skillicorn, W. T. Davies, M. Derrick, J. M. Mulvey and D. Radojezicz, *Nuovo Cimento*, **23**, 941 (1962).
- [2] D. R. O. Morrison, sprawozdanie z Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii w CERN-ie, str. 606, 1962.
- [3] J. Bartke, H. Piotrowska, A. Trabucco De Marco, *Acta Phys. Polon.*, **27**, 869 (1965).
- [4] A. Barbaro-Galtieri, G. Baroni, A. Manfredini, C. Castagnoli, C. Lamborizio, I. Ortalli, *Nuovo Cimento*, **20**, 487 (1961).

- [5] A. Barbaro-Galtieri, A. Manfredini, B. Quasiati, C. Castagnoli, A. Gainotti, I. Ortalli, *Nuovo Cimento*, **21**, 499 (1961).
- [6] P. L. Jain, H. C. Glahe, J. D. Rinaldo, P. D. Bharadwaj, *Nuclear Phys.*, **67**, 641 (1964).
- [7] K. Garbowska, T. Saniewska, E. Skrzypczak, P. Zieliński, *Nuclear Phys.*, **60**, 654 (1964).
- [8] L. Hoffmann, N. K. Rao, M. A. Shaikat, E. Villar, P. Zieliński, E. Cieślak, P. Ciok, T. Saniewska, E. Skrzypczak, *Nuclear Phys.*, **66**, 657 (1965).
- [9] T. Wiszki, I. M. Gramienicki, Z. Korbel, A. A. Nomofiłow, M. I. Podgorecki, L. Rob, W. N. Strielcow, D. Tuwdendorż, M. S. Chwastunow, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **41**, 1069 (1961).
- [10] Y. Y. Rajopadhye, *Phil. Mag.*, **5**, 537 (1960).
- [11] H. Winzeler, B. Kleiber, W. Koch, M. Nikolicz, M. Schneeberger, *Nuovo Cimento*, **17**, 8 (1960).
- [12] G. B. Żdanow, B. M. Maksimienko, M. I. Tretiakowa, M. N. Szczerbakowa, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **37**, 620 (1959).
- [13] W. A. Kobzew, J. T. Łukin, Ż. S. Takibajew, G. B. Cabikowa, E. W. Szalagina, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **41**, 741 (1961).
- [14] N. P. Bogaczew, S. A. Buniatow, I. M. Gramieniecki, W. B. Lubimow, J. P. Mieriekow, M. J. Podgorecki, W. N. Sidorow, D. Tuwdendorż, *Ż. Esper. Teor. Fiz.*, **37**, 1225 (1959).
- [15] C. Bricman, M. Csejthey-Barth, J. P. Lagneaux, J. Sacton, *Nuovo Cimento*, **20**, 1017 (1961).
- [16] F. F. Abraham, R. M. Kalbach, *Nuovo Cimento*, **26**, 717 (1962).
- [17] H. Meyer, M. W. Teucher, E. Lohrmann, *Nuovo Cimento*, **28**, 1399 (1963).
- [18] G. Cwijanowicz, B. Dayton, P. Egli, B. Kleiber, W. Koch, M. Nikolicz, R. Schneeberger, H. Winzeler, J. C. Combe, W. M. Gibson, W. O. Lock, M. Schneeberger, G. Vanderhaeghe, *Nuovo Cimento*, **20**, 1012 (1961).
- [19] P. G. Bizetti, A. M. Cartacci, M. G. Dagliana, M. Della Corte, L. Tucci, G. Böbel, G. Tomasini, A. Marzari-Chiesa, *Nuovo Cimento*, **27**, 6 (1962).
- [20] Y. K. Lim, *Nuovo Cimento*, **26**, 1221 (1962).
- [21] Y. Baudinet-Robinet, M. Morand, Tsai-Chü, C. Castagnoli, G. Dascola, S. Mora, A. Barbaro-Galtieri, G. Baroni, A. Manfredini, *Nuclear Phys.*, **32**, 452 (1962).
- [22] H. Göing, *Nuclear Phys.*, **43**, 662 (1963).
- [23] P. L. Jain, H. C. Glahe, S. N. Srivastava, P. D. Bharadwaj, *Nuovo Cimento*, **21**, 859 (1961).
- [24] W. S. Baraszenkow, *Przekroje czynne na oddziaływania cząstek elementarnych*, Moskwa 1966.
- [25] F. Baldassare, A. Caforio, D. Ferraro, A. Farilli, M. Merlin, D. H. Perkins, M. Semenario, J. C. Combe, W. M. Gibson, W. O. Lock, A. Bonetti, M. Di Corato, A. Fedreghini, A. J. Herz, A. F. Sichirollo, L. Tallone, G. Vegni, E. Villar, *Nuovo Cimento*, **21**, 459 (1961).
- [26] S. Ciurlo, E. Picasso, G. Tomasini, A. Gainotti, C. Lamborizio, S. Mora, *Nuovo Cimento*, **27**, 791 (1963).
- [27] A. Caforio, D. Ferraro, S. Semenario, C. M. Fisher, A. Mason, W. A. Venus, D. Evans, A. Hossain, M. F. Votruba, A. Wataghin, M. M. Kasin, M. A. Shaikat, A. J. Herz, A. F. Sichirollo, G. Vegni, *Nuovo Cimento*, **32**, 1471 (1964).
- [28] J. D. Rinaldo, P. L. Jain, P. D. Bharadwaj, *Nuovo Cimento*, **36**, 1089 (1965).
- [29] P. P. Dubey, J. M. Kohli, M. B. Singh, sprawozdanie z IX Sympozjum Promieni Kosmicznych, Fizyki Cząstek Elementarnych i Astrofizyki, Bombaj 1965, str. 591.
- [30] P. J. Finney, J. V. Major, *Nuovo Cimento*, **41A**, 77 (1966).
- [31] R. J. Piserchio, R. M. Kalbach, *Nuovo Cimento*, **26**, 729 (1962).
- [32] Y. K. Lim, *Nuovo Cimento*, **28**, 1228 (1963).

- [33] M. H. Blue, J. J. Lord, J. G. Parks i C. H. Tsao, *Nuovo Cimento*, **20**, 274 (1961).
- [34] M. Csejthey-Barth, *Nuovo Cimento*, **32**, 545 (1964).
- [35] A. Marzari-Chiesa, G. Rinaudo, S. Ciurlo, E. Picasso i A. M. Certacci, *Nuovo Cimento*, **27**, 155 (1963).
- [36] W. S. Baraszenkow, W. P. Bieliakow, W. W. Glagolew, N. Dalkharkow, You Tsyng Se, L. F. Kirilowa, R. M. Lebidiew, W. M. Malcew, P. K. Markow, M. G. Szafranowa, K. D. Tolstow, E. N. Cyganow, Wang Show Fen, *Nuclear Phys.*, **14**, 522 (1959/60).
- [37] Yash Pal, A. K. Ray, I. N. Rengarajan, *Nuovo Cimento*, **28**, 1177 (1963).
- [38] D. H. Perkins, sprawozdanie z konferencji dotyczącej teoretycznych aspektów zjawisk bardzo wysokiej energii CERN 1961, str. 99.
- [39] W. O. Lock, P. V. March, R. McKeague, *Proc. Roy. Soc.*, (GB), A **381**, 368 (1955).
- [40] M. Widgoff, C. P. Leawitt, A. M. Shapiro, L. W. Smith, C. E. Schwartz, *Phys. Rev.*, **92**, 851 (1957).
- [41] R. R. Daniel, N. Kameswara-Rao, P. K. Malhotra, B. Y. Tsuzuki, *Nuovo Cimento*, **16**, 1 (1960).
- [42] P. H. Barret, *Phys. Rev.*, **114**, 1374 (1959).
- [43] E. R. Moosborg Jr, E. C. Fowler, H. L. Kraybill, *Phys. Rev.*, **108**, 865 (1957).
- [44] M. Schein, D. M. Haskin, R. G. Glasser, *Nuovo Cimento*, **3**, 131 (1956).
- [45] E. Lohrmann, M. W. Teucher, M. Schein, *Phys. Rev.*, **122**, 672 (1961).
- [46] F. A. Abraham, J. Gierula, R. Levi Setti, K. Rybicki, C. H. Tsao, W. Wolter, R. L. Fricken, R. W. Hugget, *Phys. Rev.* (w druku).
- [47] R. K. Malhotra, *Nuclear Phys.*, **46**, 559 (1963).
- [48] R. I. McKeague, *Proc. Roy. Soc.* (GB), A **236**, 104 (1959).
- [49] E. Lohrman, M. W. Teucher, *Nuovo Cimento*, **25**, 957 (1962).
- [50] J. B. Harding, *Nature*, **163**, 440 (1949).
- [51] W. W. Brown, *Phys. Rev.*, **93**, 528 (1954).
- [52] J. B. Harding, S. Lattimore, D. H. Perkins, *Proc. Roy. Soc.* (G, B) **196**, 325 (1949).
- [53] D. H. Perkins, *Phil. Mag.*, **41**, 138 (1950).
- [54] T. Dostrowski, Z. Fraenkel, L. Winsberg, *Phys. Rev.*, **118**, 781 (1960).
- [55] H. H. Aly, J. G. M. Duthie, C. M. Fisher, *Phil. Mag.*, **4**, 993 (1959).
- [56] M. Friedlander, *Nuovo Cimento*, **14**, 796 (1959).
- [57] G. Bozoki, F. Frenyves, E. Gombosi, P. Suranyi, *Nuovo Cimento*, **20**, 429 (1960).
- [58] W. S. Baraszenkow, W. M. Malcew, E. K. Mihul, *Nuclear Phys.*, **24**, 642 (1961).
- [59] K. D. Tolstow, *Nuclear Phys.*, **27**, 144 (1961).
- [60] K. D. Tolstow, *Nuclear Phys.*, **47**, 11 (1963).
- [61] C. Castagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, A. Manfredini, D. Moreno, *Nuovo Cimento*, **10**, 1539 (1963).
- [62] H. H. Aly, C. M. Fisher, A. Mason, *Nuovo Cimento*, **28**, 1117 (1963).
- [63] U. Haber-Shaim, *Nuovo Cimento*, **4**, 669 (1956).
- [64] P. L. Jain, H. C. Glahe, *Phys. Rev.*, **116**, 458 (1959).
- [65] I. Ciulli, W. W. Glagolew, W. A. Nikitin, W. Petrzyłka, W. A. Swiridow, K. D. Tolstow, *Nuovo Cimento*, **25**, 1197 (1962).
- [66] W. D. Walker, *Phys. Rev.*, **108**, 852 (1957).
- [67] G. Bozoki, E. Fenyves, P. Freibal, E. Gombosi, P. Suramyc, *Nuovo Cimento*, **34**, 29 (1962).
- [68] G. Maenchen, W. B. Fowler, W. M. Powell, R. W. Wright, *Phys. Rev.*, **108**, 850 (1957).

Andrzej Graja

Instytut Fizyki PAN  
Zakład Dielektryków  
Poznań

## Wytwarzanie drugiej harmonicznej światła

### 1. Wstęp

Nowe źródła światła — lasery — wpłynęły na powstanie i szybki rozwój optyki nieliniowej. Zjawiska rozpatrywane w tej nowej gałęzi optyki to przede wszystkim wytwarzanie drugiej harmonicznej światła, mieszanie dwu wiązek świetlnych, nieliniowe rozpraszanie, wymuszony efekt Ramana oraz zmiany współczynnika załamania i stałej dielektrycznej pod wpływem silnego pola fali świetlnej. Efekty te są tym ciekawsze, że nie mieszczą się one w ramach klasycznych pojęć o świetle.

Teoretyczne i doświadczalne prace wykonane w ciągu ostatnich sześciu lat wykazały, że światło przechodząc przez pewne kryształy może podwajać, a nawet potrajać swą częstotliwość. Warunkiem, by takie zwielokrotnienie częstotliwości zachodziło, jest oddziaływanie wiązki świetlnej z kryształem nieliniowym, tj. takim, w którym zależność polaryzacji  $P$  od natężenia pola elektrycznego fali świetlnej  $E$  da się przedstawić w postaci

$$P = \chi E(1 + a_1 E + a_2 E^2 + \dots) . \quad (1)$$

Doświadczalnie po raz pierwszy otrzymał drugą harmoniczną światła Franken wraz ze współpracownikami [1] w r. 1961. Obserwowali oni przemianę światła czerwonego o długości fali  $\lambda_1 = 694,3$  nm w światło ultrafioletowe o długości fali  $\lambda_2 = 347,1$  nm.

Wykonano wiele pomiarów kontrolnych mających za zadanie dokładne określenie stosunku częstotliwości drugiej harmonicznej do częstotliwości fali podstawowej  $\frac{\omega_2}{\omega_1}$ . Okazało się, że z dużą dokładnością stosunek ten jest równy

liczbie 2. Boyne i Martin [2] stwierdzili, że częstotliwość drugiej harmonicznej różni się od podwojonej częstotliwości fali podstawowej o  $\pm 3 \times 10^{-4}\%$ , gdy kryształem nieliniowym był kwaśny fosforan potasowy (KDP), o  $\pm 4 \times 10^{-4}\%$  gdy używano siarczanu trójglicyny (TGS) i o  $\pm 6 \times 10^{-4}\%$  dla kwarcu. Błąd

rzędu  $10^{-4}\%$  spowodowany jest mierzalną szerokością linii emitowanej przez laser oraz ograniczoną dokładnością przyrządów.

Podobne wyniki otrzymał Abella [3]. Zauważył on, że dla wiązki lasera o bardzo małej energii, częstotliwość drugiej harmonicznej jest podwojoną częstotliwością fali podstawowej z dokładnością do  $1,5 \times 10^{-4}\%$ ; dla większych natężeń światła padającego, harmoniczna przesuwana się w stronę promieniowania bardziej krótkofalowego. Przesunięcie to można wytłumaczyć zmianą długości fali emitowanej przez laser, spowodowaną grzaniem się rubinu. Moc emitowanego przez laser światła czerwonego rośnie bardzo szybko do wartości maksymalnej, a następnie powoli maleje w czasie. Druga harmoniczna proporcjonalna do kwadratu mocy wiązki podstawowej jest więc efektywniej wytwarzana w początkowej części impulsu laserowego niż później. W wyniku tego „środek ciężkości“ linii ultrafioletowej jest przesunięty w stosunku do podwojonej wartości długości fali odpowiadającej „środkowi ciężkości“ linii czerwonej w stronę fal krótszych.

## 2. Podstawowe problemy techniki wytwarzania drugiej harmonicznej

### 2.1. Własności symetrii tensora nieliniowej polaryzowalności optycznej

Wspomniano już we wstępie, że kryształy stosowane do wytwarzania drugiej harmonicznej (WDH) muszą posiadać pewne określone własności. Przede wszystkim powinny być przezroczyste tak dla wiązki światła o częstotliwości podstawowej, jak i dla wiązki drugiej harmonicznej. Warunek ten oznacza, że składowe tensora nieliniowej polaryzowalności mają wartości rzeczywiste. Własności mechaniczne kryształów muszą pozwalać na przygotowanie cienkich płytek optycznych zorientowanych pod wymaganym kątem względem osi optycznej. Trzecia własność jaką muszą posiadać omawiane kryształy jest to brak środka inwersji w komórce elementarnej. Warunek ten można teoretycznie uzasadnić dokonując symetrycznej transformacji polaryzowalności optycznej do innego układu współrzędnych [4].

W półklasycznej teorii wytwarzanie drugiej harmonicznej przedstawia się jako wynik nieliniowej polaryzacji optycznej kryształu powstałej pod wpływem padającej fali świetlnej. Jeżeli przez  $\chi$  oznaczyć liniową polaryzowalność optyczną ośrodka, a przez  $d$  i  $b$  współczynniki charakteryzujące nieliniową polaryzowalność optyczną, to polaryzacja  $P(E)$  może być symbolicznie zapisana w postaci:

$$P(E) = \chi E + d \cdot E^2 + b \cdot E^3 + \dots \quad (2)$$

Niech na kryształ pada fala świetlna, opisana równaniem

$$E = E_0 \sin \omega t, \quad (3)$$

$E_0$  oznacza amplitudę pola elektrycznego fali świetlnej, a  $\omega$  jest jej częstotliwością. Za wytwarzanie drugiej harmonicznej odpowiedzialny jest kwadratowy człon polaryzacji optycznej (równ. 2)

$$d \cdot E^2 = d \cdot E_0^2 \sin^2 \omega t = d \cdot E_0^2 \frac{1}{2} (1 - \cos 2\omega t) = \frac{1}{2} d \cdot E_0^2 - \frac{1}{2} d \cdot E_0^2 \cos 2\omega t, \quad (4)$$

który jak widać zmienia się z częstotliwością  $2\omega$ . Współczynnik  $d$  jest bardzo mały i dlatego dla wytwarzania drugiej harmonicznej konieczna jest duża wartość natężenia pola elektrycznego. Tak duże pole elektryczne występuje jedynie w silnej wiązce lasera. Wiązka świetlna emitowana przez laser o mocy 10 kW pozwala po zogniskowaniu na otrzymanie pola elektrycznego o natężeniu rzędu  $10^6$  V/cm.

Polaryzację optyczną kryształów anizotropowych można dokładnie wyrazić używając zapisu tensorowego. Składowe  $P_i^{2\omega}$  wektora polaryzacji optycznej można zapisać w postaci:

$$P_i^{2\omega} = \sum_{j,k} d_{ijk} E_j E_k, \quad (5)$$

gdzie  $d_{ijk}$  są składowymi tensora polaryzowalności optycznej, a  $E_j$  i  $E_k$  oznaczają składowe pola elektrycznego fali świetlnej. Wygodniejszy jest jednak zapis macierzowy

$$P_i^{2\omega} = d_{im} E_j E_k \quad \begin{array}{l} i = 1, 2, 3 \\ j = 1, 2, 3 \\ k = 1, 2, 3 \\ m = 1, \dots, 6 \end{array} \quad (6)$$

używany powszechnie do opisu własności piezoelektrycznych kryształów.

Znalezienie tensora  $d_{ijk}$  ułatwia fakt, że ma on postać analogiczną do tensora piezoelektrycznego. Wartości składowych tensora polaryzowalności optycznej drugiego rzędu różnią się jednak od wartości tensora piezoelektrycznego. Wynika to z odmienności przyczyn powodujących WDH i piezoelektryczność. Generację drugiej harmonicznej tłumaczy się mechanizmem elektronowym, a efekt piezoelektryczny jonowym.

Teoretyczne rozważania Kleinmana [3] wykazały, że w procesie WDH wymagana jest symetria elementów tensora nieliniowej polaryzowalności ze względu na wszystkie trzy wskaźniki, tzn.  $d_{ijk} = d_{ikj} = d_{jik}$ . Warunek ten zmniejsza liczbę niezależnych składowych tensora do 10. W zapisie macierzowym oznacza on np. dla kryształu KDP i ADP, że  $d_{14} = \bar{d}_{36}$ , dla kwarcu  $d_{14} = \bar{d}_{25} = \bar{d}_{36}$ , a dla  $\text{BaTiO}_3$  —  $d_{15} = \bar{d}_{31}$ . Macierz składowych polaryzowalności optycznej otrzymuje się kombinując warunki Kleinmana z warunkami symetrii kryształu. Dla podstawowego w technice WDH kryształu KDP ma ona postać:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{d}_{36} \end{bmatrix} \quad (7)$$

natomiast dla kryształu  $\text{BaTiO}_3$  można ją zapisać następująco:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Można więc, korzystając ze wzoru (6) i powyższych macierzy, napisać składowe wektora polaryzacji optycznej dla kryształu KDP następująco:

$$\begin{aligned} P_1 &= d_{14} E_2 E_3 \\ P_2 &= d_{14} E_1 E_3 \\ P_3 &= d_{36} E_1 E_2. \end{aligned} \quad (9)$$

Analogiczne składowe dla kryształu  $\text{BaTiO}_3$  są:

$$\begin{aligned} P_1 &= d_{15} E_1 E_3 \\ P_2 &= d_{15} E_2 E_3 \\ P_3 &= d_{31} E_1^2 + d_{31} E_2^2 + d_{33} E_3^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Doświadczalnie trudno jest określić absolutne wartości tensora polaryzowalności optycznej przy użyciu lasera impulsowego ze względu na wielomodową strukturę jego promieniowania. Można natomiast wykorzystać laser He—Ne pracujący w podstawowej modzie  $TEM_{00q}$ . Ashkin, Boyd i Dziedzic [6] używając niezogniskowanej wiązki światła o  $\lambda_1 = 1152,6$  nm i bardzo małej rozbieżności ( $2 \times 10^{-3}$  st) wyznaczyli dla kryształu KDP  $d_{36} = (3 \pm 1) \times 10^{-9}$  cgsE. Najczęściej podaje się względne wartości składowych tensora  $d_{im}$  w stosunku do obliczonej wartości bezwzględnej  $d_{36}$  dla KDP. Wartości współczynników  $d_{im}$  świadczą w pewnym sensie o przydatności danego kryształu do wytwarzania drugiej harmonicznej światła. Tablica I podaje wartości  $d_{im}$  oraz drogi spójności  $l_{sp}$  dla najczęściej badanych kryształów.

## 2.2. Technika doboru współczynnika załamania

Kryształy, w których obserwuje się efekty nieliniowe, są optycznie anizotropowe, a więc wykazują zjawisko podwójnego załamania. W kryształach jednoosiowych rozprzestrzeniają się z różnymi prędkościami dwie fale: zwyczajna ( $o$ ) i nadzwyczajna ( $e$ ). W przypadku kryształu dwuosiowego obydwa promienie są nadzwyczajne. Kryształ dwójłomny ma inny współczynnik załamania  $n^o$  dla promienia zwyczajnego i inny dla promienia nadzwyczajnego  $n^e$ . Wartość współczynnika  $n^o$  jest niezależna od kierunku rozchodzenia się promienia w kryształach. Można to graficznie przedstawić kreśląc przekroje przez powierzchnie falowe (rys. 1), tzn. powierzchnie, które utworzyły czoła dwóch fal rozchodzących się w kryształach.

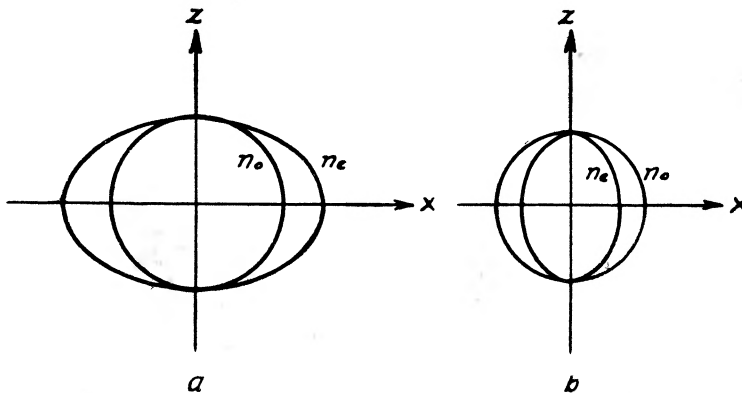
Powierzchnia falowa odpowiadająca promieniom nadzwyczajnym jest elipsoidą obrotową dookoła osi optycznej. Długości jej osi są proporcjonalne do  $\frac{1}{n^e}$ ,  $\frac{1}{n^e}$  i  $\frac{1}{n^o}$ . Powierzchnia falowa dla promieni zwyczajnych jest kulą o pro-



Tablica I

Wartości  $d_{lm}$  oraz drogi spójności  $l_{sp}$ 

Kryształ	$d_{lm}$ [jedn. wzgl.] $l_{sp}$ [ $\mu$ ]				Literatura
	$\lambda = 694,3$ nm	$\lambda = 1058$ nm	694,3 nm	1058 nm	
KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (tetragonalny)	$d_{36} = 1,00$	1,00	18,5	22,0	[24]
	$d_{14} = 0,95 \pm 0,06$	$1,01 \pm 0,05$	7,3	14,6	[24]
KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (rombowy)	$d_{31} = 1,23 \pm 0,1$				[22]
	$d_{15} = 1,20 \pm 0,1$				[22]
	$d_{32} = 0,83 \pm 0,1$				[22]
	$d_{24} = 0,80 \pm 0,1$				[22]
	$d_{33} = 0,0$				[22]
KD <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	$d_{36} = 0,75 \pm 0,02$	$0,92 \pm 0,04$	20,6	21,2	[24]
	$d_{14} = 0,76 \pm 0,04$	$0,91 \pm 0,03$	7,7	15,8	[24]
NH <sub>4</sub> H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	$d_{36} = 0,93 \pm 0,06$	$0,99 \pm 0,05$	17,7	21,0	[24]
	$d_{14} = 0,89 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,05$	6,7	13,2	[24]
kwarc	$d_{11} =$	$0,82 \pm 0,04$			[9]
	$d_{14} =$	$0,00 \pm 0,05$			[9]
BaTiO <sub>3</sub>	$d_{15} =$	$35,0 \pm 3$		3,1	[9]
	$d_{31} =$	$37,0 \pm 3$		5,8	[9]
	$d_{33} =$	$14,0 \pm 1$		4,1	[9]
CdS	$d_{15} =$	$35,0 \pm 3$		1,8	[25]
	$d_{31} =$	$32,0 \pm 2$		1,7	[25]
	$d_{33} =$	$63,0 \pm 4$		1,8	[25]
GaAs	$d_{14} = 570 \pm 100$	$330,0 \pm 100$			[26]
InAs	$d_{14} = 370 \pm 75$	$210,0 \pm 75$			[26]
InSb	$d_{14} = 820 \pm 150$	$324,0 \pm 100$			[26]
GaSb	$d_{14} = 865 \pm 150$	$224,0 \pm 75$			[26]
LiNbO <sub>3</sub>	$d_{31} =$	11,0			[23]



Rys. 1. Powierzchnie falowe kryształu jednoosiowego ujemnego (a) i jednoosiowego dodatniego (b)

mieniu proporcjonalnym do  $\frac{1}{n^o}$ . Rys. 1a przedstawia osiowy przekrój przez powierzchnie falowe dla kryształu jednoosiowego optycznie ujemnego ( $n^e - n^o < 0$ ), a rys. 1b analogiczny przekrój dla jednoosiowego optycznie dodatniego ( $n^e - n^o > 0$ ).

Przy braku dyspersji  $n_1^{o,e}$  byłyby równe  $n_2^{o,e}$ , a więc fale o częstotliwości podstawowej i drugiej harmonicznej rozchodziłyby się z jednakową prędkością. Umożliwiałoby to transformację energii fali o częstotliwości  $\omega$  w energię fali o częstotliwości  $2\omega$  wzdłuż całej drogi optycznej promienia. Znaczy to, że podwajanie częstotliwości zachodziłoby efektywnie nawet po przejściu sto-sunkowo cienkiej płytki krystalicznej.

W interesujących nas kryształach występuje jednak zjawisko dyspersji. Fakt ten ma duże znaczenie przy wyborze najodpowiedniejszego kierunku w kryształcie anizotropowym dla wytwarzania drugiej harmonicznej światła. Polaryzacja kwadratowa w kryształcie powstaje w wyniku równoczesnego działania dwóch fal o częstotliwości podstawowej. W ogólności możliwe są następujące kombinacje we wzorze (5):

$$\begin{aligned} E_j^o &= E_k^o, \\ E_j^e &= E_k^e, \\ E_j^o &= E_k^e, \\ E_j^e &= E_k^o. \end{aligned} \quad (11)$$

Fala polaryzacji kwadratowej jest źródłem fali elektromagnetycznej o częstotliwości  $2\omega$ , będącej w fazie z falą polaryzacji. Kierunek rozchodzenia się i prędkość fazowa frontu fali polaryzacji i fali drugiej harmonicznej mogą pokrywać się z odpowiednimi wielkościami dla fali promieniowania podstawowego o częstotliwości  $\omega$ . Znaczy to, że jeśli prędkości fazowe fal o częstotliwościach  $\omega$  i  $2\omega$  są jednakowe, to fala polaryzacji „przepompowuje“ energię o częstotliwości  $\omega$  w energię o częstotliwości  $2\omega$  wzdłuż całej drogi optycznej promienia w kryształcie. Równość odpowiednich prędkości fazowych zachodzi dla takiego kierunku w ośrodku anizotropowym, dla którego spełnione jest jedno z równań:

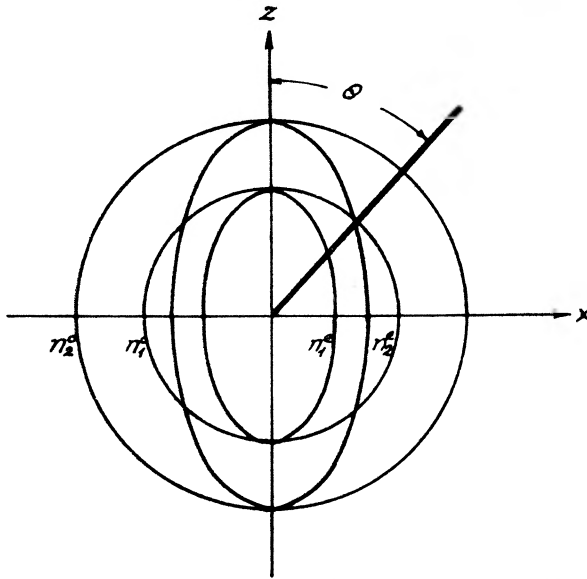
$$n_1^o = n_2^e, \quad (12a)$$

$$n_1^e = n_1^o, \quad (12b)$$

$$n_2^{o,e} = \frac{1}{2}(n_1^o + n_1^e). \quad (12c)$$

W wielu kryształach można znaleźć taki kierunek, w którym współczynnik załamania promienia zwyczajnego dla jednej częstotliwości jest równy współczynnikowi załamania promienia nadzwyczajnego dla drugiej częstotliwości. Kierunek ten zwany jest kierunkiem dopasowania. Można go wyznaczyć w kryształach, w których dyspersja jest mniejsza od dwójłomności, np. w kryształcie KDP [4]. Przekrój przez elipsoidę współczynników załamania tego kryształu dla długości fali podstawowej (znaczką 2), przedstawia rys. 2. Widać, że istnieje w kryształcie KDP taki kierunek tworzący z osią optyczną kąt  $\theta$ , w którym prędkość fazowa promienia zwyczajnego fali o częstotliwości pod-

stawowej jest równa prędkości fazowej promienia nadzwyczajnego fali drugiej harmonicznej. Równość odpowiednich prędkości fazowych stwarza optymalne warunki dla WDH, ponieważ fala drugiej harmonicznej zachowuje stałą relację fazową w stosunku do fali podstawowej. Powoduje to, że natężenie drugiej harmonicznej rośnie wraz z grubością kryształu. W kierunku dopasowania można zatem osiągnąć wzrost natężenia o kilka rzędów wielkości. Doświadczalnie wykazał to Giordmain [7], a później Maker i współpracownicy [8].



Rys. 2. Przekrój przez elipsoidy współczynników załamania dla KDP

Z elementarnych obliczeń geometrycznych wynika, że dla przypadku przedstawionego na rys. 2, kąt dopasowania  $\theta$  wyraża się wzorem:

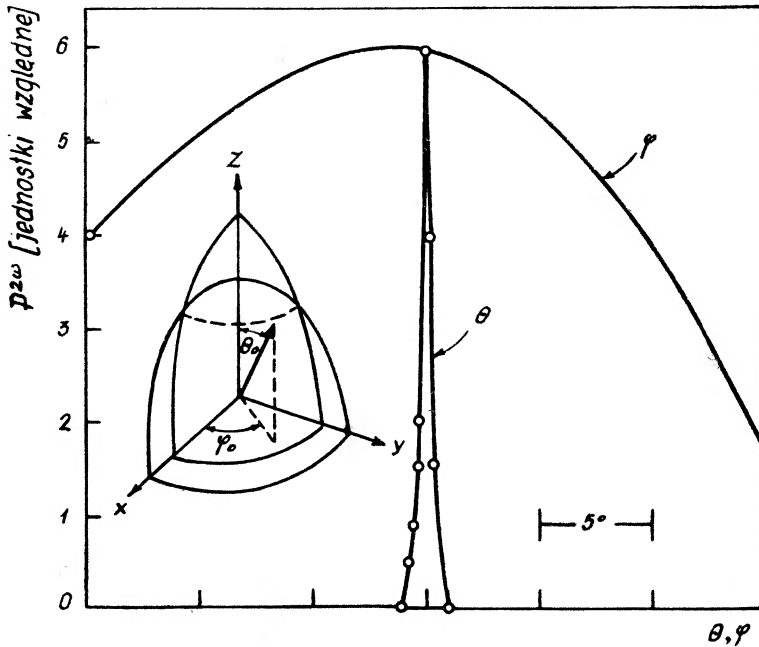
$$\theta = \arcsin \sqrt{\frac{(n_1^o)^{-2} - (n_2^o)^{-2}}{(n_2^e)^{-2} - (n_2^o)^{-2}}}. \quad (13)$$

Wartość kąta dopasowania zależy więc od głównych współczynników załamania fali o częstotliwościach  $\omega$  i  $2\omega$ . Niektóre wartości kątów dopasowania zmierzone doświadczalnie i obliczone teoretycznie przedstawia tablica II.

Tablica II

Kryształ	Długość fali podstawowej (nm)	Teoretycznie	Doświadczalnie
KDP	694,3	50,2°	50,4 ± 1°
	1058,2	—	40,3 ± 1°
ADP	694,3	51,4°	51,9 ± 1°
	1058,2	—	41,9 ± 1°
	1152,3	—	42,7

Dla osiągnięcia maksymalnej mocy drugiej harmonicznej wektor elektryczny fali zwyczajnej powinien tworzyć kąt  $\Phi = 45^\circ$  z osiami  $x$  i  $y$  kryształu, tak by iloczyn  $E_j E_k$  (równ. 5) miał wartość maksymalną. Zależność wytwarzanej mocy drugiej harmonicznej od kątów  $\theta$  i  $\Phi$  przedstawia rys. 3.



Rys. 3. Zależność mocy drugiej harmonicznej od orientacji kryształu

Natężenie drugiej harmonicznej, wytworzonej przez płaską falę świetlną w kryształcie o grubości  $l$  można przedstawić następująco [8]:

$$I^{2\omega} \sim \frac{\sin^2 \frac{1}{2} l \Delta k}{(\Delta k)^2}, \quad (14)$$

gdzie

$$\Delta k = (2k_1^o - k_2^e) = 2 \frac{\omega}{c} (n_1^o - n_2^e) = \frac{4\pi}{\lambda} (n_1^o - n_2^e). \quad (15)$$

Ze wzoru (14) widać, że jeśli nie jest spełniony warunek dopasowania ( $\Delta k \neq 0$ ) to otrzymuje się periodyczne zmiany natężenia drugiej harmonicznej wraz ze zmianą grubości kryształu [8]. Odległość między minimum i maksimum natężenia wzdłuż drogi optycznej nazwano „długością spójności”; można ją łatwo wyznaczyć z analizy funkcji (14)

$$l_{sp} = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{4(n_1^o - n_2^e)}. \quad (16)$$

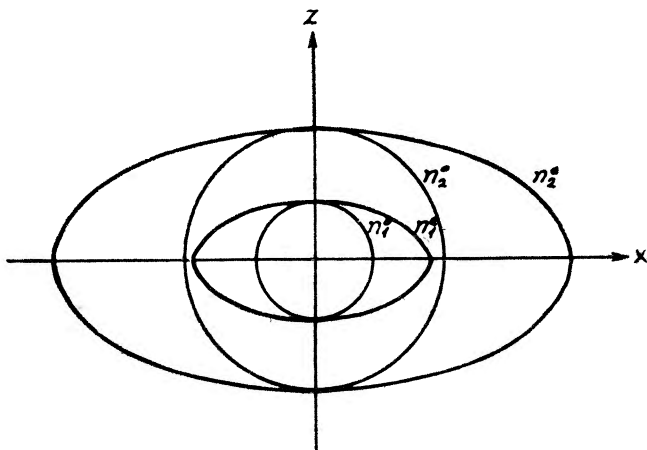
Długość spójności jest więc odcinkiem, na którym zostają zachowane relacje fazowe pomiędzy falą o częstotliwości podstawowej a falą nieliniowej polaryzacji optycznej (lub drugiej harmonicznej). Zwiększenie natężenia drugiej harmonicznej można osiągnąć również innymi metodami. Używając stos cienkich płytek kwarcowych, ustawionych tak, by osie dwóch sąsiednich miały przeciwne orientacje, można otrzymać blisko 20-krotny wzrost mocy drugiej harmonicznej w wyniku zjawisk interferencyjnych zachodzących na granicach sąsiednich płytek. Podobną sytuację można zrealizować w kryształach ferroelektrycznych. Przeciwna orientacja sąsiednich domen (np.  $\text{BaTiO}_3$  [9]) prowadzi do znacznego zwiększenia mocy drugiej harmonicznej.

Inny sposób zwiększenia efektywności generacji harmonicznych, polegający na mieszaniu we wnętrzu kryształu mało rozbieżnych wiązek światła laserowego, zaproponował Giordmain [7].

### 2.3. Własności optyczne niektórych kryształów nieliniowych

Pierwszym kryształem użytym przez Frankena [1] do WDH był kwarc czyli dwutlenek krzemu  $\text{SiO}_2$ . Kryształuje on w układzie trygonalnym z trój-krotną osią symetrii  $z$ , która jest równocześnie osią optyczną [10]. Kwarc jest kryształem jednoosiowym dodatnim, a jego dwójłomność wynosi 0,0091.

Elipsoidę współczynników załamania przedstawia rys. 4. Widać z niego, że dla kwarcu nie ma kierunku dopasowania. Ze względu na małą efektywność procesu WDH kwarc ma znaczenie raczej tylko historyczne.



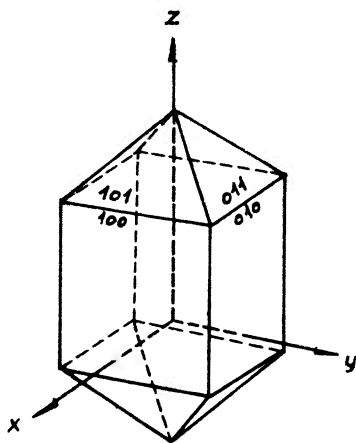
Rys. 4. Elipsoidy współczynników załamania dla kwarcu

Podstawowym kryształem dla techniki WDH jest jednoosiowy ujemny kryształ kwaśnego fosforanu potasu (KDP) o wzorze chemicznym  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ . W temperaturze pokojowej kryształuje on w układzie tetragonalnym i należy do grupy punktowej 42m, natomiast poniżej temperatury przejścia fazowego

(123°K) ma symetrię rombowa i należy do grupy punktowej 2 mm [11]. Rys. 5 przedstawia strukturę kryształu w fazie tetragonalnej.

W kryształach KDP, jak również w analogicznym do niego kryształach kwaśnego fosforanu amonowego (ADP), oś optyczna  $c$  pokrywa się z osią  $z$ . Dwójłomność kryształu KDP w temperaturze pokojowej wynosi  $\Delta n = -0,0411$ ; w miarę obniżania temperatury dwójłomność rośnie. W pobliżu temperatury przejścia fazowego wykazuje anomalie. Optyczne własności kryształu przedstawia rys. 2. Z danych doświadczalnych wynika, że kąt dopasowania  $\theta$  wynosi około  $50^\circ$  w przypadku, gdy falą podstawową jest wiązka lasera rubinowego.

Zbliżone własności do kryształu KDP ma ADP. Jest on również kryształem jednoosiowym ujemnym; można więc znaleźć kierunek dopasowania. Doświadczenie pokazuje, że kąt dopasowania  $\theta$  wynosi około  $51^\circ$  dla  $\lambda = 694,3$  nm.



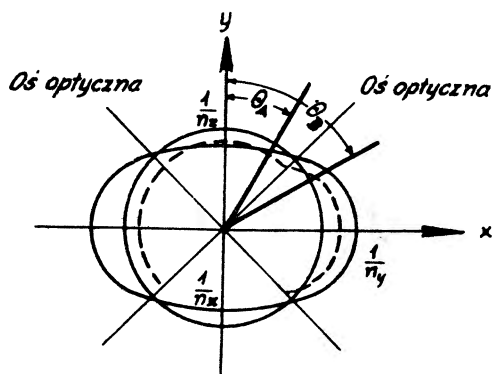
Rys. 5. Struktura kryształu ADP w fazie tetragonalnej

Wszystkie kryształy należące do grupy KDP, a więc  $\text{KH}_2\text{AsO}_4$ ,  $\text{KD}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{RbH}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{ND}_4\text{D}_2\text{PO}_4$  itp. posiadają bardzo zbliżone własności optyczne. Efektywność WDH we wszystkich tych kryształach jest duża.

Bardzo ciekawe własności ma ferroelektryczny kryształ tytanian baru  $\text{BaTiO}_3$  [11]. W fazie polarnej, stabilnej, w temperaturach pomiędzy  $120^\circ\text{C}$  a  $5^\circ\text{C}$ , należy on do układu tetragonalnego do grupy punktowej 4mm. Tytanian baru jest więc kryształem jednoosiowym. Jest on optycznie ujemny o dwójłomności 0,073 w temperaturze pokojowej. W pobliżu temperatury Curie ( $120^\circ\text{C}$ ) dwójłomność zmienia się skokowo i wykazuje histerezę temperaturową. Temperaturowa zależność dwójłomności tłumaczy periodyczne zmiany natężenia drugiej harmonicznej wraz z temperaturą. Ze względu na wyjątkowo duże wartości składowych tensora nieliniowej polaryzowalności optycznej,  $\text{BaTiO}_3$  jest kryształem o stosunkowo dużej wydajności procesu przemiany częstotliwości podstawowej w drugą harmoniczną. Jednak ze względu na absorpcję światła ultrafioletowego nie można obserwować w nim WDH światła

czerwonego. Dobre wyniki otrzymuje się natomiast używając laserów dających wiązkę promieniowania podczerwonego; wiązka drugiej harmonicznej jest wówczas zielona, a więc łatwo dostrzegalna okiem.

$\text{BaTiO}_3$  podobnie jak i inne ferroelektryki posiada strukturę domenową. Domeny czyli obszary o jednakowym kierunku polaryzacji spontanicznej oddzielone są od siebie ściankami domenowymi. Struktura domenowa kryształu  $\text{BaTiO}_3$  ma wpływ na wytwarzanie drugiej harmonicznej. Miller [9] pokazał, że używając kryształu  $a$ -domenowego można przez odpowiednie spolaryzowanie wiązki lasera i odpowiednie ustawienie analizatora wydzielić tę część promieniowania drugiej harmonicznej, która jest generowana dzięki jednemu z  $d_{im}$ .



Rys. 6. Przekrój przez powierzchnie falowe dla kryształu dwuosowego (TGS)

Można stąd obliczyć poszczególne składowe tensora nieliniowej polaryzowalności. Pokazał on również, że na ściankach domenowych zachodzi skokowa zmiana fazy i amplitudy fali drugiej harmonicznej. Fakty te skłaniają nas do podkreślenia znaczenia struktury domenowej ferroelektryków dla WDH.

Bardzo efektywnym kryształem jest niobian litu  $\text{LiNbO}_3$  [12]. Jest to jednoosiowy kryształ piezoelektryczny należący do układu trygonalnego do klasy 3m. Ze względu na przezroczystość w pasmie 400 do 5000 nm można go badać jedynie wiązką z lasera podczerwonego. W kryształach tym, podobnie jak w KDP, istnieje kierunek dopasowania prędkości fazowych wiązki podstawowej i drugiej harmonicznej. Z natężenia drugiej harmonicznej obliczono, że wartość współczynnika nieliniowej polaryzowalności optycznej jest 11 razy większa niż odpowiednia wartość dla KDP.

Wytwarzanie drugiej harmonicznej światła możliwe jest również w kryształach dwuosowych. Zjawisko to obserwowano [13] w siarczanie trójglicyny (TGS) o wzorze chemicznym  $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$ . W temperaturze pokojowej kryształ należy do układu jednoskośnego i ma symetrię 2. Ze względu na tak niską symetrię TGS jest kryształem dwuosowym, ujemnym. Kąt między osiami optycznymi wynosi  $61^\circ$ , a dwusieczna leży w kierunku osi dwukrotnej. Płaszczyzna osi optycznych jest równoległa do płaszczyzny (102). Rys. 6 przedstawia przekrój przez powierzchnie falowe w kryształach TGS.

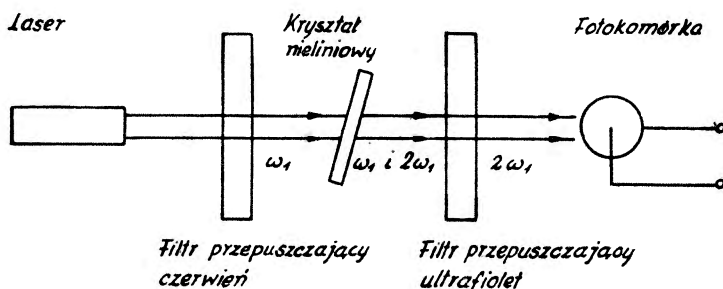


Liniami ciągłymi zaznaczono przekrój przez powierzchnie falowe dla częstotliwości podstawowej, a liniami przerywanymi przekrój dla częstotliwości drugiej harmonicznej. Widać, że istnienie dwóch osi optycznych i odpowiedni układ powierzchni falowych umożliwiające znalezienie w kryształach dwóch kierunków  $\theta_A$  i  $\theta_B$ , w których spełnione są warunki dopasowania.

### 3. Metody doświadczalne wytwarzania drugiej harmonicznej światła

#### 3.1. Wytwarzanie drugiej harmonicznej światła za pomocą laserów impulsowych

Nieliniowe własności optyczne kryształów zostały po raz pierwszy zdemontrowane przez Frankena i współpracowników [1] w doświadczeniach nad generacją drugiej harmonicznej światła. Otrzymali oni, po skupieniu wiązki lasera rubinowego na powierzchni płytki kwarcowej, ledwie dostrzegalną przymieszkę drugiej harmonicznej o długości fali 347,1 nm. W pierwszych doświad-



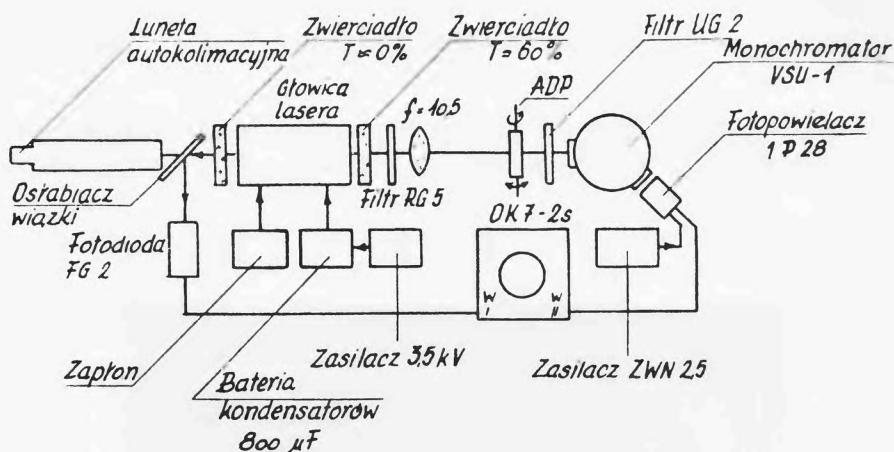
Rys. 7. Uproszczony schemat układu do obserwacji wytwarzania drugiej harmonicznej światła

zeniach moc drugiej harmonicznej była zaledwie rzędu 0,1 mW, a wydajność konwersji  $\frac{0,1 \text{ mW}}{10 \text{ kW}} = 10^{-8}$ . Później zostały opracowane metody [16], które pozwoliły na zwiększenie wydajności WDH do ponad 20%. Doświadczenia Frankena zapoczątkowały lawinę prac doświadczalnych i teoretycznych omawiających metody obserwacji drugiej harmonicznej. Uproszczony schemat układu do obserwacji zjawiska WDH przedstawia rys. 7.

Dokładniejsze opisy aparatur innych autorów można znaleźć w licznych artykułach przeglądowych [4], [27—31] oraz pracach oryginalnych [1], [6—9], [14—19].

Dość typową aparaturą do obserwacji drugiej harmonicznej światła jest układ zbudowany w Zakładzie Dielektryków IF PAN w Poznaniu pod kierunkiem prof. dra A. Piekary. Blokowy schemat przedstawia rys. 8, a widok ogólny rys. 9. Jako źródło światła używano lasera impulsowego [32] pracującego na rubinie o średnicy 6 mm i długości 70 mm. Oś optyczna tego rubinu nie była orientowana. Rezonator rubinowy umieszczono w środku spiralnej

lampy błyskowej zasilanej z baterii kondensatorów o pojemności  $800 \mu\text{F}$  ładowanej do napięcia około  $3 \text{ kV}$ . Używano zewnętrznych zwierciadeł dielektrycznych o transmisjach  $T_1 = 0\%$  i  $T_2 = 60\%$ . Umożliwiało to zastosowanie modulacji dobroci komory rezonansowej za pomocą komórki z roztworem



Rys. 8. Schemat aparatury pomiarowej

kryptocjaniny w metanolu [33—34]. Laser dawał wiązkę światła o mocy rzędu  $10 \text{ kV}$  w układzie bez modulacji dobroci, a po wstawieniu komórki z kryptocjaniną osiągnęto moc impulsu większą niż  $1 \text{ MW}$ . Detektorem promieniowania lasera była fotodioda *FG-2*, z której sygnał podawano na pierwszy wzmacniacz oscyloskopu *OK7-2s*.



Rys. 9. Widok ogólny aparatury

W celu wyeliminowania niemonochromatycznego tła wiązki laserowej, a w szczególności w celu odfiltrowania niewielkiej domieszki światła ultrafioletowego z lampy błyskowej, zastosowano szklany filtr czerwony *RG 5*. Po przejściu przez ten filtr wiązka była ogniskowana na kryształach ADP.

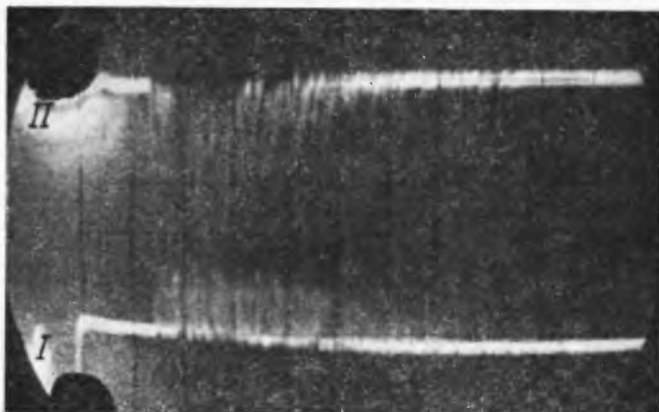
Zastosowanie soczewki pozwala na otrzymanie w ognisku znacznie większej gęstości energii świetlnej w wyniku zmniejszenia przekroju poprzecznego wiązki. Prowadzi to do silnego wzrostu natężenia pola elektrycznego.

Oliver [35] podał przybliżony wzór na natężenie światła w ognisku soczewki w postaci

$$I_0 \approx \frac{\pi}{4} \frac{P}{\left(\frac{f}{D}\right)^2 \lambda^2} \quad (17)$$

gdzie  $P$  jest mocą wiązki lasera,  $f$  — ogniskową soczewki,  $D$  — średnicą wiązki. Natężenie pola elektrycznego można natomiast wyznaczyć ze wzoru

$$E = \sqrt{I_0} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (18)$$



Rys. 10. Oscylogram akcji laserowej (wiązka I) i czasowy rozkład promieniowania o częstotliwości podwojonej (wiązka II). Podstawa czasu 200  $\mu$ sek/podł

W naszych warunkach doświadczalnych  $P = 10$  kW,  $\lambda = 694.3$  nm,  $f = 10,5$  cm,  $D = 0.5$  cm, a więc

$$I_0 = 4 \times 10^9 \text{ W/cm}^2.$$

Odpowiada to natężeniu pola elektrycznego fali świetlnej

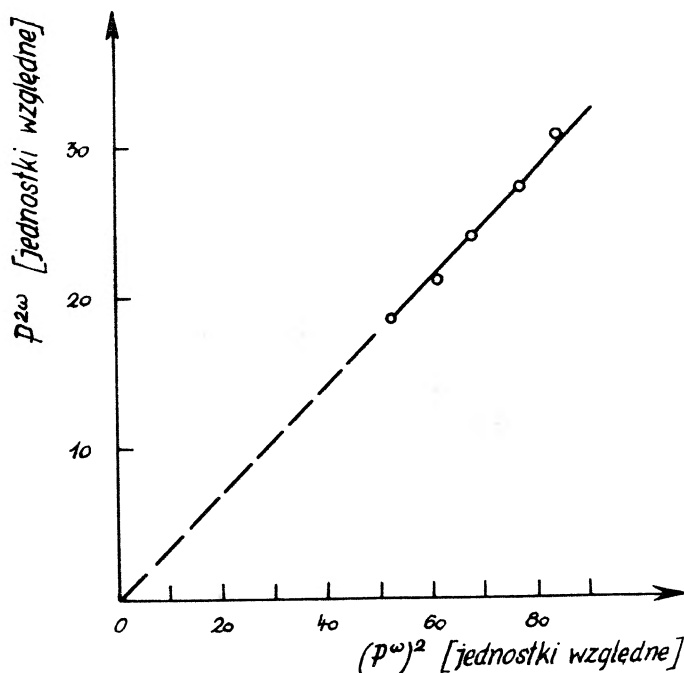
$$E \approx 1,2 \times 10^6 \text{ V/cm}.$$

Bez ogniskowania otrzymuje się  $I_0 = 4 \times 10^4$  W/cm<sup>2</sup>, a  $E \approx 3,8 \times 10^3$  V/cm.

Jak już wspomniano, w ognisku soczewki ustawiono optyczną płytkę płasko-równoległą z kryształu ADP. Badano próbki o orientacji [001] oraz wycięte w kierunku dopasowania fazowego. Używano kryształów o grubości około 2 mm i polu powierzchni rzędu 1 cm<sup>2</sup>. Płytkę zamocowaną była w uniwersalnym stoliku Fiodorowa, co umożliwiała pomiary mocy drugiej harmonicznej w funkcji kąta padania. Światło przechodzące przez kryształ ADP filtrowano przez dwie warstwy szkła *UG 2* przezroczystego dla ultrafioletu. Promienio-

wanie o częstotliwości drugiej harmonicznej przechodziło przez monochromator *VSU 1* z pryzmatem kwarcowym ustawionym na długości fali 347,1 nm.

Detektorem słabego promieniowania o częstotliwości  $2\omega$  był fotopowielacz *1P28*. Sygnał z fotopowielacza podawano na drugi wzmacniacz oscyloskopu *OK7-2s*. Używając lasera bez modulacji dobroci rezonatora otrzymano oscylogram przedstawiony na rys. 10. Wiązka I reprezentuje czasowy rozkład emitowanej energii lasera, a wiązka II energii promieniowania o częstotliwości



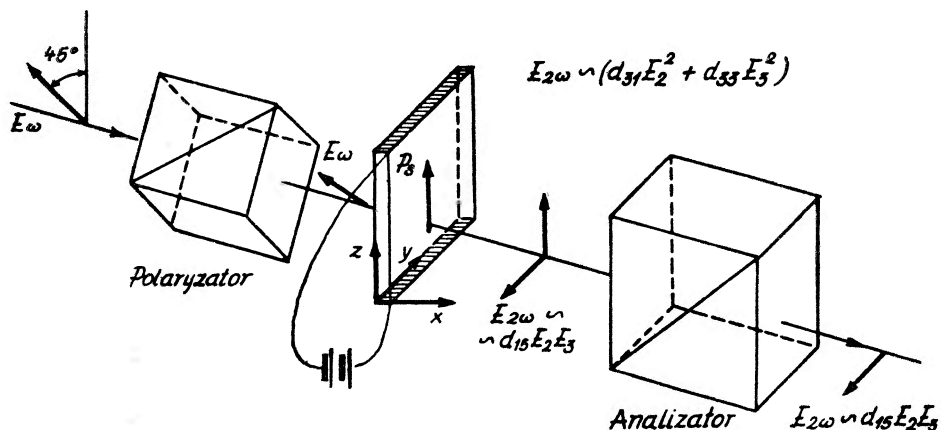
Rys. 11. Zależność mocy drugiej harmonicznej od kwadratu mocy lasera

podwojonej. Porównanie mocy drugiej harmonicznej z kwadratem mocy wiązki lasera (rys. 11) wykazuje, że moc drugiej harmonicznej jest proporcjonalna do kwadratu mocy podstawowej.

$$P^{2\omega} \sim (P^\omega)^2. \quad (19)$$

Interesujące doświadczenia nad WDH wykonał Miller [9]. Jako element nieliniowy wykorzystał on kryształ ferroelektryczny  $\text{BaTiO}_3$ . Źródłem promieniowania podstawowego był laser pracujący na wolframianie wapnia aktywowanym neodymem. Miller używał płytek a—domenowych i dokonał pomiaru współczynników polaryzowalności optycznej  $\text{BaTiO}_3$  w zależności od temperatury. Schemat jego doświadczenia przedstawia rys. 12. Wiązka lasera była spolaryzowana w płaszczyźnie *zy* kryształu pod kątem  $45^\circ$  do osi *z* i osi *y*. Do płytki  $\text{BaTiO}_3$  przykładano pole elektryczne w celu otrzymania pojedynczej domeny. Obecność dwóch elementów polaryzujących umożliwiła obserwację

drugiej harmonicznej wytwarzanej kolejno przy udziale każdego z trzech współczynników nieliniowych oraz pomiar tych współczynników. Tablica III podaje orientacje polaryzatora i analizatora oraz wartości zmierzonych współczynników.



Rys. 12. Schemat układu do badania  $\text{BaTiO}_3$

Tablica III

Pomiar nieliniowych współczynników  $\text{BaTiO}_3$

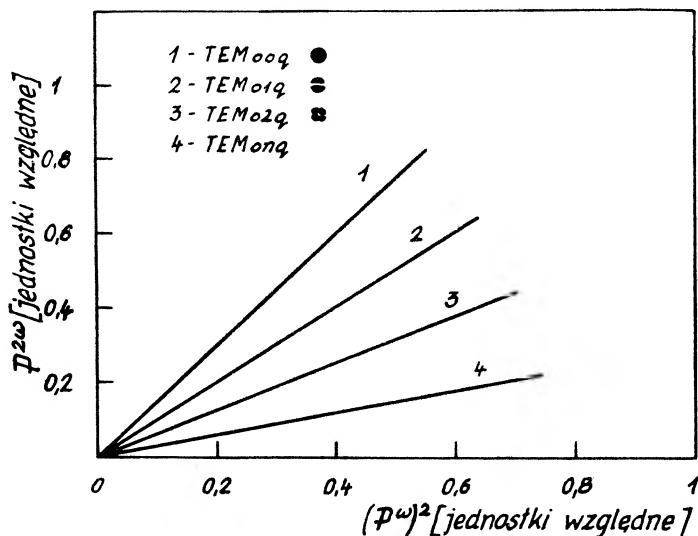
Polaryzator	Analizator	$d_{im}$ jed. względne
$0^\circ$	$0^\circ$	$d_{33} = 14 \pm 1$
$90^\circ$	$0^\circ$	$d_{31} = 37 \pm 3$
$90^\circ$	$90^\circ$	—
$45^\circ$	$0^\circ$	$d_{33}$ i $d_{31}$
$45^\circ$	$90^\circ$	$d_{15} = 35 \pm 3$

Moc drugiej harmonicznej wytwarzanej w kryształach jest proporcjonalna do czwartej potęgi natężenia pola elektrycznego wiązki lasera. Z tego względu korzystnie jest umieścić kryształ wewnątrz rezonatora. Wright [18] przeprowadził doświadczenia nad wytwarzaniem drugiej harmonicznej w kryształach ADP umieszczonym kolejno na zewnątrz i wewnątrz interferometru laserowego. Dokładnie wycięta i odpolerowana płytka ADP o grubości 8 mm była zorientowana pod kątem dopasowania. W przypadku umieszczenia kryształu wewnątrz rezonatora natężenie drugiej harmonicznej wzrosło 20-krotnie.

### 3.2. Wytwarzanie drugiej harmonicznej światła za pomocą lasera gazowego

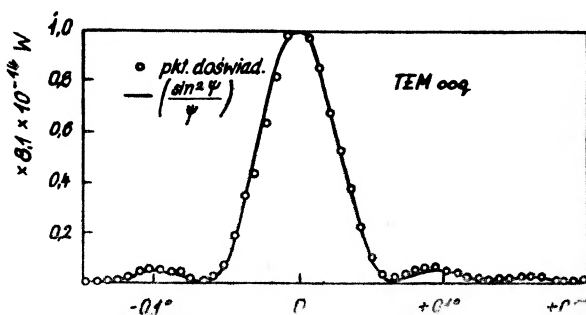
Nieliniowe efekty optyczne obserwowano również przy użyciu lasera gazowego. Laser ten daje ciągłą i wysoce monochromatyczną wiązkę światła. Pozwala to na otrzymanie bardzo dużych długości spójności w kryształach.

Pierwsze próby wytwarzania drugiej harmonicznej przy użyciu lasera He—Ne wykonali McCall i Davis [19] oraz Ashkin, Boyd i Dziedzic [6]. Ci ostatni autorzy pokazali, że moc drugiej harmonicznej silnie zależy od rodzaju



Rys. 13. Zależność mocy drugiej harmonicznej od rodzaju drgań wiązki podstawowej

drgań wiązki podstawowej. Ilustruje to rys. 13. Z rysunku tego widać ponadto, że dla poszczególnych rodzajów drgań zostaje zachowana kwadratowa zależność mocy drugiej harmonicznej  $P_2$  od mocy wiązki podstawowej  $P_1$ . Zmienia się tylko kąt nachylenia prostej  $P_2 = f(P_1^2)$ . W miarę wzrostu rzędu drgań maleje



Rys. 14. Zależność mocy drugiej harmonicznej od kąta padania w pobliżu kierunku dopasowania

wydajność wytwarzania drugiej harmonicznej. Wymienieni autorzy obserwowali również silną zależność natężenia drugiej harmonicznej od kierunku rozchodzenia się promieniowania w kryształach. Stwierdzili oni, że duże natężenie obserwuje się w bezpośrednim sąsiedztwie kierunku dopasowania. Przedstawia to rys. 14. Dla kierunku dopasowania fazowego uzyskano moc drugiej harmo-

nicznej równą  $8,1 \times 10^{-14}$  W, podczas gdy moc wiązki lasera gazowego wynosiła  $1,48 \times 10^{-3}$  W. Mała rozbieżność wiązki lasera równa  $2 \times 10^{-3}$  stopnia oraz wielka monochromatyczność sprawiają, że długość spójności wynosi około 20 cm, podczas gdy stosowanie lasera rubinowego umożliwia otrzymanie  $l_{sp} = 0,1$  cm.

Wytwarzanie drugiej harmonicznej światła jest zjawiskiem mało efektywnym i dlatego trudnym do detekcji. Niech świadczy o tym zestawienie podane przez Makera i współpracowników [8]. Na wytworzenie pojedynczego fotonu drugiej harmonicznej potrzeba:

w kwarcu:

dla wiązki równoległej	$5 \times 10^{12}$ fotonów
dla wiązki zogniskowanej	$6 \times 10^{10}$ fotonów

w KDP:

dla wiązki równoległej w kier. dopasowania	$3 \times 10^9$ fotonów
dla wiązki zogniskowanej w kier. dopasowania	$10^6$ fotonów

### 3.3. Wpływ temperatury kryształu na wytwarzanie drugiej harmonicznej światła

Teoretyczne badania zjawiska WDH doprowadziły Kleinmana [20] do wniosku, że natężenie drugiej harmonicznej w kryształach wyraża się wzorem

$$S = S_L^2 \frac{32\pi^3 \omega^2 l^2}{c^3 n_0^3} d_{36}^2 \sin^2 \theta F(\beta l \Delta), \quad (20)$$

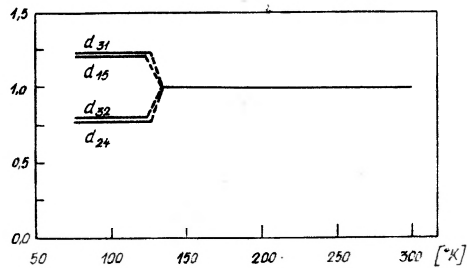
gdzie  $S_L$  jest natężeniem wiązki lasera wewnątrz kryształu, a funkcja  $F(\beta l \Delta)$  jest zdefiniowana następująco:

$$F(\beta l \Delta) = \left\langle \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} \right\rangle. \quad (21)$$

Natężenie drugiej harmonicznej jest więc zależne od trzech czynników zmieniających się wraz z temperaturą;  $\frac{1}{n_0^3}$ , gdzie  $n_0$  jest współczynnikiem załamania w kierunku dopasowania  $\sin^2 \theta$ , gdzie  $\theta$  jest kątem dopasowania, oraz funkcji  $F(\beta l \Delta)$ . Wszystkie te czynniki zmieniają się wraz z temperaturą w wyniku zmiany współczynnika załamania. Barrett i Weber [21] stwierdzili, że w zakresie temperatur od 370°K do temperatury przejścia fazowego. kąt dopasowania dla KDP rośnie liniowo wraz z temperaturą o 0,0128 st/0<sub>K</sub>. Dla ADP przyrost ten jest nieliniowy i blisko 3-krotnie większy. Jeśli temperatura kryształu zmienia się, współczynnik załamania dla fali zwyczajnej o częstotliwości podstawowej  $n_1^0$  i dla fali nadzwyczajnej o częstotliwości  $2\omega(n_2^0)$  zmieniają się w różny sposób. Powoduje to zmianę kierunku dopasowania. Wpływ tego efektu jest mniejszy w przypadku używania wiązek zogniskowanych, ponieważ w zbieżnej wiązce światła znajdują się zawsze takie promienie, dla których spełniony jest warunek dopasowania.

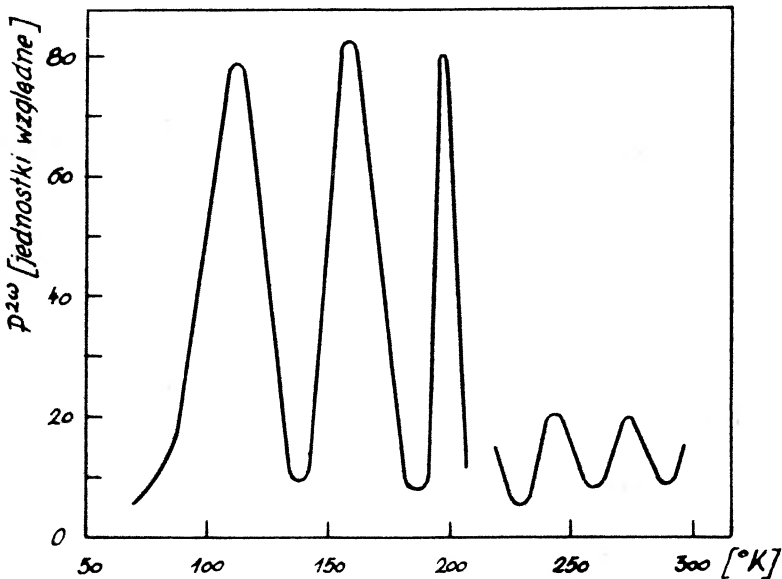


Tensor nieliniowej polaryzowalności optycznej w danej fazie jest niezależny od temperatury, jak to ma miejsce w ADP [21] lub zmienia się nieznacznie np. w  $\text{BaTiO}_3$  [9]. Znaczną zmianę elementów tensora polaryzowalności obserwuje się w temperaturze przejścia fazowego. Dla kryształu KDP, w którym



Rys. 15. Elementy tensora  $d_{im}$  w funkcji temperatury dla KDP

zachodzi przemiana fazowa II rodzaju, obserwowano [22] zmianę wartości współczynników nieliniowych o około 20% (rys. 15). Ponieważ przejście fazowe powoduje obniżenie symetrii z  $\bar{4}2m$  do  $2mm$ , w fazie ferroelektrycznej pojawiają się składowe  $d_{im}$  tensora polaryzowalności optycznej nieobecne w temperaturze pokojowej (tablica I).



Rys. 16. Natężenie drugiej harmonicznej w funkcji temperatury dla kryształu  $\text{KD}_2\text{PO}_4$

W wyniku temperaturowych zmian dyspersji powstają oscylacje natężenia drugiej harmonicznej. Dla kryształu  $\text{KD}_2\text{PO}_4$ , który jest bardzo zbliżony do  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ , van der Ziel i Bloembergen [22] otrzymali zależność temperaturową natężenia drugiej harmonicznej generowanej przy udziale współczynnika  $d_{31}$  tensora nieliniowej polaryzowalności przedstawioną na rys. 16.

W kryształach doznających przemiany fazowej I rodzaju (np.  $\text{BaTiO}_3$ ) obserwuje się [9] w temperaturze Curie gwałtowne malenie do zera elementów tensora nieliniowej polaryzowalności. W granicach błędu doświadczalnego temperaturowa zależność zmierzonych współczynników ma taki sam przebieg jak polaryzacja spontaniczna ferroelektryka. Nieciągłe zmniejszanie się elementów tensora, a co za tym idzie, również nieciągłe malenie natężenia drugiej harmonicznej jest zgodne z charakterem przemiany fazowej I rodzaju.

Zjawisko wytwarzania drugiej harmonicznej światła jest ściśle związane ze strukturą kryształu, a zatem może okazać się wysoce pożytecznym nowym narzędziem badań ciał stałych. Zmiana efektywności wytwarzania drugiej harmonicznej światła w pobliżu przejścia fazowego może pozwolić na wyciągnięcie wniosków o charakterze zachodzących przemian struktury krystalicznej. Bardzo obiecujące są również badania WDH w kryształach absorbujących częstotliwość podstawową lub drugą harmoniczną.

Serdecznie dziękuję Panu Profesorowi dr A. Piekarze za zainteresowanie mnie optyką nieliniową oraz za kierowanie i opiekę podczas wykonywania niniejszej pracy.

Panom Docentowi dr J. Małeckiemu i dr F. Kaczmarkowi oraz pani mgr M. Kowalskiej dziękuję za cenne dyskusje i pomoc.

#### Generation of Second Harmonic of Light (SHG)

*Abstract:* An intense light beam propagating in a non linear crystal can multiply its frequency. This paper presents the descriptions of doubling of the frequency of laser light in ADP and related crystals. Basic theoretical explanation of this phenomenon is considered and the main properties of the crystals commonly used are given. Apparatus used in the SHG experiments is described. Intensity of the second harmonic as function of external parameters is given. As it is known, the phenomenon of SHG is strictly dependent on the crystal structure; thus, it might be a valuable tool for investigation of the basic properties of the crystals.

#### Literatura

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 118 (1961).
- [2] H. S. Boyne, W. C. Martin, *J. Opt. Soc. Amer.*, **52**, 880 (1962).
- [3] J. D. Abella, *Proc. IRE*, **50**, 1824 (1962).
- [4] P. A. Franken, J. F. Ward, *Rev. Mod. Phys.*, **35**, 23 (1963).
- [5] D. A. Kleinman, *Phys. Rev.*, **126**, 1977 (1962).
- [6] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 14 (1963).
- [7] J. Giormaine, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 19 (1962).
- [8] P. D. Maker, R. Terhune, M. Nisenoff, C. Savage, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 21 (1962).
- [9] R. C. Miller, *Phys. Rev.*, **134**, A 1313 (1964).
- [10] W. P. Mason, *Piezoelectric Crystals*, New York 1950.
- [11] F. Jona, G. Shirane, *Ferroelectric Crystals*, Pergamon Press 1962.
- [12] G. D. Boyd, R. C. Miller, K. Nassau, W. L. Bond, A. Savage, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 234 (1964).

- [13] A. W. Smith, *Appl. Optics*, **3**, 147 (1964).
- [14] M. Bass, P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 18 (1962).
- [15] A. Savage, R. C. Miller, *Appl. Optics*, **1**, 661 (1962).
- [16] R. W. Terhune, P. D. Maker, C. M. Savage, *Appl. Phys. Letters*, **2**, 54 (1963).
- [17] R. W. Terhune, P. D. Maker, C. M. Savage, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 404 (1962).
- [18] J. K. Wright, *Proc. IEEE*, **51**, 1663 (1963).
- [19] S. L. McCall, L. W. Davis, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2921 (1963).
- [20] D. A. Kleinman, *Phys. Rev.*, **128**, 1761 (1962).
- [21] J. J. Barrett, A. Weber, *Phys. Rev.*, **131**, 1469 (1963).
- [22] Van der Ziel, N. Bloembergen, *Phys. Rev.*, **135**, A 1662 (1964).
- [23] R. G. Smith, K. Nassau, M. F. Galvin, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 256 (1965).
- [24] R. C. Miller, D. A. Kleinman, A. Savage, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 146 (1963).
- [25] R. A. Soref, H. W. Moos, *J. Appl. Phys.*, **35**, 2152 (1964).
- [26] N. Bloembergen, R. K. Chang, J. Ducuing, P. Lallemand, *Proc. of International Conference on Semiconductors*, Paris 1964.
- [27] N. Bloembergen, *Proc. IEEE*, **51**, 124 (1963).
- [28] A. Piekara, *Fizyka Dielektryków i Radiospektroskopia*, **3**, 461 (1966).
- [29] W. S. Suworow, A. S. Sonin, *Kristallografija*, **11**, 832 (1966).
- [30] F. Kaczmarek, *Problemy Elektr. i Telekom.*, **12**, 146 (1966).
- [31] S. A. Achmanow, R. W. Chochłow, *Problemy nieliniowej optyki*, 1964.
- [32] A. Drobnik, A. Graja, F. Kaczmarek, A. Planner, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* (w druku).
- [33] A. Graja, M. Kowalska, A. Planner, *II Ogólnopolska Konferencja REK 1966*, str. 42.
- [34] A. Graja, M. Kowalska, A. Planner, *Fizyka Dielektryków i Radiospektroskopia* (w druku).
- [35] B. M. Oliver, *Proc. IRE*, **50**, 135 (1962).

Władysław Chomka

Katedra II Fizyki  
Politechniki Gdańskiej  
Gdańsk

## Tarcie wewnętrzne w metalach

### 1. Wstęp

Energia mechanicznych drgań ciała stałego ulega rozproszeniu nawet wtedy, kiedy ciało jest zupełnie odizolowane od zewnętrznego środowiska. Zdolność ciała stałego do przekształcania energii drgań mechanicznych w energię ciepłą nosi nazwę tarcia wewnętrznego.

Obecnie badania tarcia wewnętrznego prowadzone są w dwóch kierunkach. Z jednej strony do wielu technicznych celów potrzebne są materiały zarówno z małym, jak też i z dużym tłumieniem drgań. W tych przypadkach bada się wpływ różnych pierwiastków domieszkowych i termicznej obróbki na zdolność tłumienia drgań w materiałach konstrukcyjnych. Amplitudy naprężeń przy tego rodzaju badaniach są tego samego rzędu wielkości co i w działających konstrukcjach. Badania te mają wielkie znaczenie praktyczne, szczególnie dla konstrukcji pracujących w ekstremalnych warunkach, przy zmiennych naprężeniach, przy rezonansowych częstotliwościach itp.

Z drugiej strony, badając tarcie wewnętrzne, można uzyskać informacje dotyczące struktury ciał stałych i ruchu ich atomów. W tym przypadku zwraca się uwagę przede wszystkim na przyczyny tarcia wewnętrznego i jego mechanizm i przeprowadza się pomiary przy bardzo małych amplitudach.

Źródłem tarcia wewnętrznego jest wewnętrzna przebudowa mikrostruktury ciała stałego pod wpływem zewnętrznych naprężeń. Wymieńmy kilka typów tej przebudowy: cieplna (efekty termosprężyste), magnetyczna (efekty magneto-sprężyste), atomowa. Do tej ostatniej grupy należą efekty związane z procesami dyfuzji, ruchem dyslokacji, defektami punktowymi sieci krystalicznej, relaksacją naprężeń na granicach podziału, np. na granicach ziarn w materiale polikrystalicznym itd.

Zjawiska te budzą duże zainteresowanie wśród fizyków, dzięki czemu tarcie wewnętrzne staje się obecnie powszechnym i obiecującym przedmiotem ba-

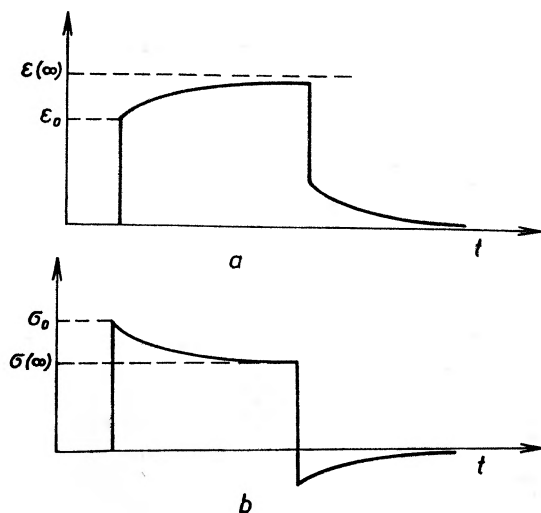
dania ciała stałego. W artykule niniejszym przedstawiono, w oparciu o bogatą literaturę, główne problemy dotyczące tarcia wewnętrznego, opis metod pomiarowych oraz przykłady zastosowań do badań ciała stałego, szczególnie metali.

## 2. Makroskopowa teoria tarcia wewnętrznego

Zgodnie z klasyczną teorią sprężystości, w przypadku ciała izotropowego, zależność między naprężeniem  $\sigma$  i odkształceniem  $\varepsilon$  może być zapisana w formie:

$$\sigma = M \cdot \varepsilon, \quad (1)$$

gdzie  $M$  oznacza moduł sprężystości. Jednak prawo Hooke'a jest słuszne tylko dla quasi-statycznych sił. W rzeczywistych metalach nie istnieje, w ogólnym



Rys. 1

przypadku, proporcjonalność pomiędzy naprężeniem i odkształceniem. Wskazuje na to zjawisko opóźnienia sprężystego (rys. 1), a także rozpraszanie energii drgań. Właściwości ciał stanowiące przyczynę niejednoznacznego związku między naprężeniem i odkształceniem, przy naprężeniach znacznie niższych od granicy sprężystości, noszą według Zenera [1] nazwę niesprężystości, zaś zjawiska wywołane tymi własnościami nazywają się efektami niesprężystymi. Do opisu tych zjawisk stosuje się zamiast równania (1), różniczkowe równanie liniowe, zawierające pierwsze pochodne naprężenia  $\dot{\sigma}$  i odkształcenia  $\dot{\varepsilon}$  względem czasu:

$$\sigma + \tau_1 \dot{\sigma} = M_R (\varepsilon + \tau_2 \dot{\varepsilon}), \quad (2)$$

gdzie  $\tau_1$  — czas relaksacji naprężenia przy stałym odkształceniu,  $\tau_2$  — czas relaksacji odkształcenia przy stałym naprężeniu,  $M_R$  — stosunek naprężenia

do odkształcenia dla stanu ustalonego i wielkość tę często nazywa się relaksującym modułem sprężystości.

Ciało, stosujące się do równania (2), według Zenera [1] nosi nazwę ciała standardowego liniowego albo według innych autorów [2] jest to ciało lepko-sprężyste. Rozwiązanie równania (2), dla przypadku działania stałego naprężenia  $\sigma_0$  ma postać:

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma_0}{M_R} + \left( \varepsilon_0 - \frac{\sigma_0}{M_R} \right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_2}}. \quad (3)$$

Odształcenie wzrasta najpierw gwałtownie do wartości  $\varepsilon_0$  w chwili przyłożenia naprężenia, a następnie rośnie powoli aż do wartości  $\varepsilon(\infty) = \frac{\sigma_0}{M_R}$ . Po zdjęciu naprężenia odkształcenie spada gwałtownie o wartość  $\varepsilon_0$ , by później zmniejszać się stopniowo do zera. Przebieg ten ilustruje rys. 1a. Podobnie zmienia się w czasie naprężenie ciała przy stałym odkształceniu (rys. 1b).

Założmy, że w ciągu niewielkiego odstępu czasu  $\Delta t$  naprężenie doznaje skończonego przyrostu  $\Delta\sigma$ . Wtedy, całkując równanie (2) względem  $t$  w przedziale od 0 do  $\Delta t$ , przy  $\Delta t \rightarrow 0$ , otrzymamy

$$\tau_1 \Delta\sigma = M_R \tau_2 \Delta\varepsilon. \quad (4)$$

Stosunek  $\frac{\Delta\sigma}{\Delta\varepsilon}$  Zener [1] nazywa nierelaksującym modułem sprężystości  $M_U$ .

Związany jest on ze zmianami  $\sigma$  i  $\varepsilon$ , które zachodzą z tak dużą prędkością, że w czasie ich trwania nie może ustalić się stan równowagi. A więc dla tego przypadku możemy napisać

$$\Delta\sigma = M_U \Delta\varepsilon \quad (5)$$

biorąc pod uwagę (4):

$$M_U = \frac{\tau_2}{\tau_1} M_R. \quad (6)$$

Zwykle  $\tau_2$  jest większe od  $\tau_1$  o kilka procent, wobec tego  $M_U > M_R$ . W badaniach ciał stałych stosuje się często metody dynamiczne. Należy więc ustalić zależność pomiędzy periodycznie zmieniającym się naprężeniem i odkształceniem dla ciała lepko-sprężystego. Tarcie wewnętrzne wystąpi wtedy, kiedy będzie istniała różnica faz między naprężeniem i odkształceniem. Energia drgań ulega rozproszeniu, gdy odkształcenie opóźnia się w fazie w stosunku do naprężenia [2]. Zatem kąt przesunięcia fazowego  $\varphi$  między naprężeniem i odkształceniem może być miarą tarcia wewnętrznego. Założmy więc, że naprężenie i odkształcenie zmieniają się w czasie sinusoidalnie z częstotliwością  $\omega$ :

$$\sigma = \sigma_0 e^{i\omega t}, \quad \varepsilon = \varepsilon_0 e^{i(\omega t - \varphi)}. \quad (7)$$

Po podstawieniu tych wyrażeń do równania (2), otrzymamy

$$(1 + i\omega\tau_1) \cdot \sigma = M_R (1 + i\omega\tau_2) \cdot \varepsilon. \quad (8)$$

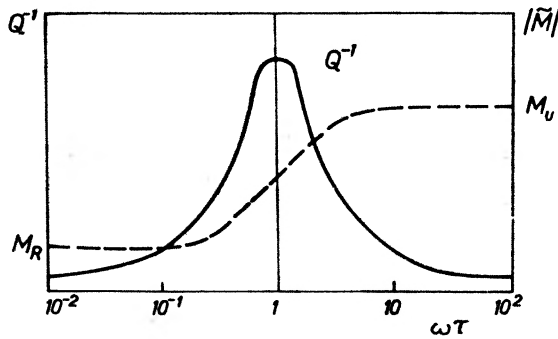
Otrzymaliśmy w ten sposób, w postaci zespolonej, zależność pomiędzy naprężeniem i odkształceniem dla ciała lepko-sprężystego. Wprowadzimy obecnie nową wielkość charakteryzującą drgania sprężyste, a mianowicie moduł zespolony  $\tilde{M}$  [2]:

$$\tilde{M} = \frac{1 + i\omega\tau_2}{1 + i\omega\tau_1} M_R. \quad (9)$$

Dla małych kątów przesunięcia fazowego między naprężeniem a odkształceniem:  $\text{tg}\varphi$ , jako stosunek urojonej do rzeczywistej części  $\tilde{M}$  możemy wyrazić w formie

$$\text{tg}\varphi = \frac{\omega\Delta\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (10)$$

gdzie  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ ,  $\tau = \sqrt{\tau_1 \cdot \tau_2}$ .



Rys. 2. Zależność  $Q^{-1}$  i  $|\tilde{M}|$  od  $\omega\tau$  [8]

Maksimum tarcia wewnętrznego otrzymujemy dla  $\omega = \frac{1}{\tau}$ , wtedy

$$(\text{tg}\varphi)_{\max} = \frac{1}{2} \frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M}, \quad (11)$$

gdzie  $\Delta M = M_U - M_R$ ,  $M = \sqrt{M_U \cdot M_R}$ .

Wartość liczbowa modułu zespolonego, na podstawie (9), wyraża się

$$|\tilde{M}| = \frac{1 + \omega^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau_1^2} M_R \quad (12)$$

i dla małych częstotliwości ( $\omega \ll \frac{1}{\tau}$ ) przyjmuje wartość  $|\tilde{M}| = M_R$ , zaś dla dużych częstotliwości ( $\omega \gg \frac{1}{\tau}$ ) dąży do wartości  $|\tilde{M}| = \frac{\tau_2}{\tau_1} M_R = M_U$ . Na rys. 2 przedstawiono zależność tarcia wewnętrznego ( $\text{tg}\varphi = Q^{-1}$ ) i  $|\tilde{M}|$  od częstotliwości. Względna zmiana modułu  $\left(\frac{\Delta M}{M}\right)$  często nosi nazwę defektu modułu



i na równi z tarciem wewnętrznym charakteryzuje niesprężyste zjawiska w ciałach stałych. Związek pomiędzy defektem modułu i tarciem wewnętrznym otrzymany na podstawie równań (6) i (10) możemy wyrazić w następujący sposób:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta M}{M} \cdot \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (13)$$

Ponieważ moduł sprężystości jest proporcjonalny do kwadratu prędkości dźwięku, więc doświadczalnie defekt modułu wyznacza się na podstawie zmian prędkości dźwięku w danym materiale.

Jak wyżej wspomniano, miarą tarcia wewnętrznego może być kąt przesunięcia fazowego  $\varphi$  pomiędzy naprężeniem i odkształceniem. Jeżeli  $\varphi$  jest małe, co ma miejsce często w badaniach praktycznych, wówczas  $\operatorname{tg} \varphi \approx \varphi$ . Gdy próbka wykonuje drgania wymuszone, przesunięcie fazowe między naprężeniem i odkształceniem możemy określić z krzywej rezonansowej [2]:

$$\varphi = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_r} \quad (14)$$

gdzie  $\omega_r$  — częstotliwość rezonansowa,  $\omega_1$  i  $\omega_2$  — częstotliwości, dla których amplituda drgań ulega zmniejszeniu do  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  swej maksymalnej wartości. W układach elektrycznych wielkość odwrotna do przedstawionej równaniem (14) nosi nazwę dobroci obwodu i oznacza się zwykle literą  $Q$ . Dlatego niektórzy autorzy [3], [4] przyjęli symbol  $Q^{-1}$  do oznaczania tarcia wewnętrznego. Inną miarą tarcia wewnętrznego jest stosunek energii  $\Delta W$  straconej w ciągu jednego okresu do energii drgań  $W$ .  $\Delta W$  obliczamy ze wzoru [5]:

$$\Delta W = \operatorname{Re} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \sigma \dot{\varepsilon} dt. \quad (15)$$

Po podstawieniu  $\sigma$  i  $\varepsilon$  z (7) do (15), otrzymujemy

$$\Delta W = \pi \sigma_0 \varepsilon_0 \sin \varphi \quad (16)$$

i

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{\pi \sigma_0 \varepsilon_0 \sin \varphi}{\frac{1}{2} \sigma_0 \varepsilon_0} = 2\pi \sin \varphi$$

oraz analogicznie jak w teorii obwodów elektrycznych

$$Q^{-1} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W} = \sin \varphi. \quad (17)$$

Dla małych  $\varphi$ ,  $\sin \varphi$  i  $\operatorname{tg} \varphi$  są sobie równe, wobec tego równania (10) i (17) w tym przypadku są równoznaczne. Rozpraszanie energii prowadzi do zmniejszenia amplitudy swobodnych drgań. Wówczas wygodną miarą tarcia wewnętrznego jest logarytmiczny dekrement tłumienia  $\delta$ , który jest związany w następujący sposób z tarciem wewnętrznym określonym na podstawie (10) i (17):

$$\delta = \pi Q^{-1}. \quad (18)$$

Gdy bada się tłumienie fal głosowych lub ultradźwiękowych, wówczas mierzy się współczynnik osłabienia fali  $\alpha$  [6] i ze wzoru

$$\delta = \alpha \lambda, \quad (19)$$

gdzie  $\lambda$  — długość fali określa się dekrement tłumienia  $\delta$ .

Pomiędzy wyżej przytoczonymi różnymi miarami tarcia wewnętrznego istnieje ścisła zależność:

$$\varphi = \frac{\delta}{\pi} = \frac{\Delta W}{2\pi W} = \frac{\alpha \lambda}{\pi} = Q^{-1}. \quad (20)$$

Wszystkie te proste związki zostały wyprowadzone przy założeniu, że tarcie wewnętrzne jest małe i są słuszne tylko w tym przypadku. Przy dużym tłumieniu podobne wyrażenia zależą od mechanizmu tarcia wewnętrznego i należy je wyprowadzać dla każdego przypadku oddzielnie [7].

Często proces relaksacyjny związany jest z przemieszczeniem atomów w sieci krystalicznej (np. dyfuzja), wówczas czas relaksacji jest ściśle związany ze średnim czasem przebywania atomu w położeniu równowagi i zależy od temperatury według znanego równania:

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{H}{RT}} \quad (21)$$

gdzie  $H$  — energia aktywacji danego procesu relaksacyjnego,  $R$  — stała gazowa,  $T$  — temperatura w skali Kelvina.

Ta zależność daje możliwość eksperymentalnego określenia położenia maksimum tarcia wewnętrznego. Żeby znaleźć to położenie za pomocą zmiany częstotliwości drgań, należałoby pomiary przeprowadzać w pasmie częstotliwości o względnej szerokości  $10^2$ — $10^3$  (rys. 2), co nastęrcza znaczne trudności eksperymentalne. Ponieważ  $Q^{-1}$  zależy tylko od iloczynu  $\omega\tau$ , to badanie zależności  $Q^{-1}$  od  $\omega$  przy stałym  $\tau$  można zastąpić pomiarami zależności  $Q^{-1}$  od  $\tau$  przy stałym  $\omega$ . Jeśli  $\tau$  podlega równaniu (21), zależność  $Q^{-1}$  od  $\left(\frac{1}{T}\right)$  będzie podobna do przedstawionej na rys. 2. Ta funkcja będzie miała też maksimum dla  $\omega\tau = 1$ , lecz teraz zmienną będzie  $\tau$ . Krzywe  $Q^{-1}\left(\frac{1}{T}\right)$  dla dwóch różnych częstotliwości  $\omega_1$  i  $\omega_2$  będą przesunięte względem siebie wzdłuż osi temperatur, przy czym maksimum krzywej odpowiadającej większej częstotliwości będzie leżało przy wyższej temperaturze. Znając wartość tego przesunięcia, można obliczyć energię aktywacji  $H$  dla danego procesu relaksacyjnego. Dla jednakowych wartości  $Q^{-1}$ ,  $\omega_1\tau_1 = \omega_2\tau_2$ . Stąd na podstawie (21) możemy napisać

$$\omega_1 e^{\frac{H}{RT_1}} = \omega_2 e^{\frac{H}{RT_2}},$$

albo

$$\ln \frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{H}{R} \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (22)$$

Charakterystyczną cechą tego typu tarcia wewnętrznego, spowodowanego jakimkolwiek procesem relaksacyjnym, jest zależność od częstotliwości wyrażona równaniem (10) oraz niezależność od amplitudy, co wynika z liniowości równania (2), leżącego u podstaw wyżej omówionej teorii.

Inny mechanizm, odpowiedzialny za rozpraszanie energii, związany jest z wieloznaczną zależnością między naprężeniem i odkształceniem przy małych amplitudach, które przejawia się w postaci histerezy mechanicznej. W tym przypadku energia  $\Delta W$  tracona w ciągu okresu będzie równą powierzchni pętli histerezy i tarcie wewnętrzne warząać się będzie w sposób następujący:

$Q^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W}$ . Tarcie wewnętrzne powstałe w ten sposób nie zależy od częstotliwości, natomiast rośnie ze wzrostem amplitudy przyłożonego naprężenia.

Inny rodzaj zależności tarcia wewnętrznego od częstotliwości obserwuje się wtedy, gdy pewne elementy badanego ciała wykonują wymuszone drgania pod wpływem przyłożonego naprężenia. Wówczas maksimum tarcia wewnętrznego występuje dla częstotliwości rezonansowej. Jako przykład mogą służyć drgania dyslokacji pod wpływem przyłożonego do ciała naprężenia zmiennego.

Przejawy tłumienia, których nie można sprowadzić do wyżej wymienionych trzech typów, możemy nazwać lepkiem tłumieniem. Typowym przykładem ogólnie lepszego zachowania może być relaksacja o bardzo szerokim widmie czasów relaksacji. W tym przypadku nie można przewidzieć żadnej określonej zależności tłumienia od częstotliwości albo od amplitudy.

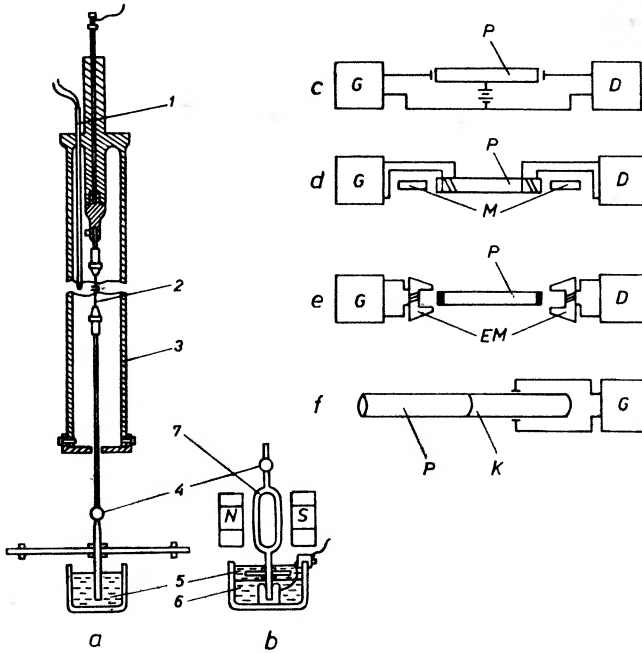
### 3. Metody pomiaru tarcia wewnętrznego

Metody pomiaru tarcia wewnętrznego można podzielić na cztery podstawowe grupy: metoda wahadła torsyjnego, metoda pręta rezonansowego, metoda ultradźwiękowa impulsowa oraz metody statyczne. Każda z tych metod posiada wiele odmian. Wspólną ich stroną ujemną stanowi to, że mogą być stosowane, każda oddzielnie, tylko w stosunkowo niewielkim zakresie częstotliwości. To z konieczności ogranicza możliwość otrzymania bardziej pełnych informacji o danej próbce. Oprócz tego, jeśli w próbce w kształcie pręta wzbudzą się podłużne, poprzeczne albo torsyjne drgania, to deformacja nie będzie jednorodna i mierzona wartość tarcia wewnętrznego będzie średnią, odpowiadającą deformacjom w różnych częściach próbki. Bardziej szczegółowe informacje o metodach i aparaturze służącej do pomiaru tarcia wewnętrznego są zawarte w pracach [8] i [9—14].

#### 3.1. Wahadło torsyjne

Do pomiaru tarcia wewnętrznego na niskich częstotliwościach (0,1—10 Hz) służy wahadło torsyjne (rys. 3a), w którym określa się tłumienie swobodnych torsyjnych drgań próbki w postaci drutu o średnicy 0,5—1,5 mm [15] i [16].

Drgania wzbudza się najczęściej za pomocą elektromagnesów działających na układ skręcający wahadła. Rejestracja drgań odbywa się wizualnie: wiązka światła odbita od zwierciadła umocowanego na wahadle pada na matówkę, na której odczytuje się amplitudę kolejnych wychyleń. Dla częstotliwości powyżej 2 Hz stosuje się automatyczny zapis drgań. Często stosuje się wahadło torsyjne odwrócone, w którym na sztywno zamocowany jest dolny koniec próbki, a do górnego przymocowany jest układ skręcający podtrzymywany wolnym od tłumienia zawieszeniem [17], [18], [19]. Taka konstrukcja wahadła



Rys. 3. a) Wahadło torsyjne: 1 — termopara, 2 — próbka, 3 — piec, 4 — zwierciadło, 5 — ciecz tłumiąca drganie poprzeczne  
 b) Przystawka do wahadła: 6 — roztwór  $\text{CuSO}_4$ , 7 — cewka [15]  
 c, d, e, f) Schemat metod pomiaru tarcia wewnętrznego na wysokich częstotliwościach: G — generator, D — detektor, P — próbka, M — magnesy, EM — elektromagnesy, K — kryształ kwarcu [2]

pozwała na usunięcie obciążenia działającego na próbkę ze strony układu skręcającego, co ma miejsce w wahadle torsyjnym prostym. Metoda ta pozwala na pomiar stosunkowo dużych wartości  $Q^{-1}$  (rzędu 0,1), natomiast nie można jej stosować do materiałów wykazujących małe tarcie wewnętrzne (rzędu  $10^{-5}$ ) [20—21].

Do pomiarów tarcia wewnętrznego przy stałym naprężeniu lub bardzo małych częstotliwościach, wykorzystuje się zjawisko opóźnienia sprężystego (rys. 1). Do tych celów może służyć wahadło torsyjne w odpowiedni sposób zmodyfikowane (rys. 3a, b) [8], [15].

### 3.2. Metoda pręta rezonansowego

Jest to najbardziej rozpowszechniona metoda pomiaru tarcia wewnętrznego na średnich i wysokich częstotliwościach. Próbka w kształcie pręta jest pobudzana do drgań na częstotliwości odpowiadającej jednej z jej własnych częstotliwości. Istnieje wiele sposobów wzbudzania i rejestracji drgań o dużej częstotliwości. W większości przypadków źródłem energii jest elektryczny wibrator. Metody te różnią się między sobą sposobem przekształcania drgań elektrycznych w mechaniczne drgania próbki. Rejestracja polega na odwrotnej zamianie drgań mechanicznych w elektryczne i ich wzmacnieniu. W większości wypadków stosuje się jednakowe schematy do wzbudzania i rejestracji drgań. Najbardziej rozpowszechnione są wysokoczęstotliwościowe metody, schematycznie przedstawione na rys. 3c, d, e, f [2].

W elektrostatycznej metodzie [22—25] (rys. 3c) dwa końce próbki stanowią okładki dwóch kondensatorów. W celu wzbudzenia drgań między próbką i nieruchomą elektrodą przykłada się zmienne napięcie z generatora drgań. Drgania zwykle rejestruje się ze zmiany pojemności kondensatora utworzonego przez drugi koniec próbki i drugą elektrodę.

W materiałach o dobrym przewodnictwie można zastosować metodę opartą na wytwarzaniu w próbce prądów wirowych [4], [26], [27] (rys. 3d).

W metodzie magnetycznej [28, 29, 30] (rys. 3e) umieszcza się jeden koniec próbki zaopatrzonej w ferromagnetyczną nakładkę w zwojnicy zasilanej z generatora. W ten sposób wzbudza się drgania w próbce, które mogą być rejestrowane podobnie.

W piezoelektrycznej metodzie [31—32] (rys. 3f) stosuje się kryształ kwarcu połączony w jedną całość z badaną próbką. Po przyłożeniu do kwarcu zmiennego napięcia, próbka i kwarc zaczynają wykonywać wspólnie drganie, jako złożony wibrator. W pracach [33—34] zastosowano trójskładnikowy wibrator, składający się z dwóch kryształów kwarcu i badanej próbki. Drugi kryształ kwarcu daje sygnał, który jest miarą amplitudy deformacji próbki. Stosunek napięcia wzbudzenia do tego sygnału podczas rezonansu jest proporcjonalny do dekrementu tłumienia.

Wszystkie wyżej wymienione metody rezonansowe mają wspólną wadę polegającą na tym, że zakres częstotliwości, na których mierzy się tarcie wewnętrzne, ograniczony jest do podstawowej częstotliwości rezonansowej i jednej albo dwóch częstotliwości harmonicznych.

### 3.3. Ultradźwiękowa metoda impulsowa

Metoda ta pozwala na pomiar tarcia wewnętrznego w zakresie częstotliwości  $10^6$  Hz [35—38]. Z piezoelektrycznego kryształu podaje się na jeden koniec próbki krótki ultradźwiękowy impuls. Osłabienie impulsu w próbce mierzy się za pomocą drugiego kryształu, albo metodą echa [39—40] z wartości amplitudy fali odbitej. Przy analizie rezultatów otrzymanych tą metodą należy uwzględnić

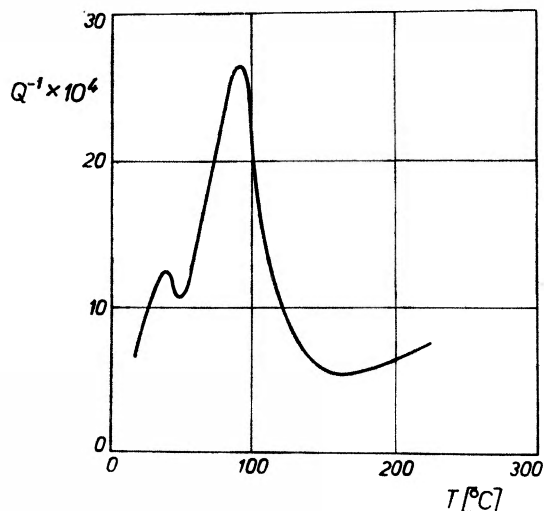
efekty rozproszenia fali ultradźwiękowej nie związane z tarcieniem wewnętrznym. W ultradźwiękowej metodzie impulsowej amplitudy deformacji są zwykle małe; metody tej nie można stosować do pomiarów tarcia wewnętrznego zależnego od amplitudy. Jednak jest ona wygodna do pomiarów zależności tłumienia od częstotliwości, a także do badań efektów elektronowych w niskich temperaturach.

#### 4. Dyslokacje jako źródło tarcia wewnętrznego w metalach

Jednym z ważnych źródeł tarcia wewnętrznego w ciałach stałych są dyslokacje. Istnieje ścisły związek między tłumieniem dyslokacyjnym a deformacją plastyczną próbki. Obserwuje się kilka typów tarcia wewnętrznego, których przyczyną są różne rodzaje ruchów dyslokacji. Występują one na różnych zakresach częstotliwości i w różnych temperaturach, więc eksperymentalnie można je rozdzielić jedno od drugiego. W tym rozdziale omówione zostanie kilka rodzajów dyslokacyjnego tłumienia, o których bardziej szczegółowe informacje można znaleźć w pracach [25], [41—44]. Informacje o dyslokacjach są zawarte w pracach [5], [45—51].

##### 4.1. Niskotemperaturowe dyslokacyjne tłumienie

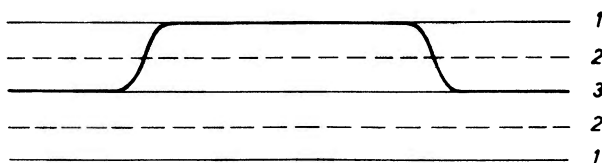
W 1949 Bordoni [52—54] zaobserwował wysokie maksimum tarcia wewnętrznego (rys. 4) w plastycznie deformowanych metalach w niskich temperaturach. Bordoni zmierzył tarcie wewnętrzne w deformowanych plastycznie



Rys. 4. Maksimum Bordoni w miedzi deformowanej na 2,2% częstotliwość 1100 Hz [55] polikrystalicznych próbkach Cu, Pb, Al, Ag na częstotliwościach od 10 do 40 kHz w temperaturze od 4 do 273°K. Pomiary Bordonię wielokrotnie powtarzano i rozszerzano na inne metale w różnych zakresach częstotliwości,

zarówno w polikrystalicznych próbkach [55—57], jak i w monokryształach [27], [58—61].

W dokładnie wyżarzonych próbkach maksimum to nie występuje. Wysokość maksimum szybko wzrasta ze zwiększeniem stopnia deformacji plastycznej do 2%, przy dalszym deformowaniu zachodzi tylko niewielka zmiana i maleje ze wzrostem zawartości domieszek. Energia aktywacji procesu odpowiedzialnego za to maksimum jest mała i w przypadku miedzi wynosi około 0,1 eV. Ta niewielka wartość energii aktywacji oraz występowanie maksimum Bordonego tylko w deformowanych metalach pozwala sądzić, że to maksimum związane jest z ruchem dyslokacji. Według teorii Seegera [62], [63] proces relaksacji dyslokacyjnej można opisać posługując się modelem (rys. 5), w którym dwa energetyczne stany dyslokacji odpowiadające minimum energii, oddziela bariera potencjalna Peierlsa [64]. W temperaturze zera bezwzględnego linie dyslokacji zajmują położenie o minimalnej energii, wzdłuż kierunku,



Rys. 5. Wygięcie na linii dyslokacji. 1 — położenie o minimalnej energii, 2 — położenie o maksymalnej energii, 3 — linia dyslokacji [5]

w którym sieć krystaliczna jest najściślej ułożona. W tych warunkach minimalne naprężenie konieczne do przesunięcia dyslokacji z jednego miejsca równowagi w następne odpowiada naprężeniu Peierlsa  $\sigma_p$ . Gdy temperatura wzrasta, możliwy jest przeskok oddzielnych części dyslokacji poprzez barierę potencjału. Dyslokacja teraz nie stanowi linii prostej i na niej pojawia się szereg wygięć. Obecność tych wygięć stwarza możliwość poruszania się pojedynczych odcinków dyslokacji pod naprężeniem  $\sigma$  o wiele mniejszym niż naprężenie Peierlsa. Ponieważ formowanie nowych wygięć zachodzi na skutek cieplnej aktywacji, działanie zmiennego naprężenia przyłożonego z zewnątrz prowadzi do powstania procesu relaksacyjnego. Maksimum tarcia wewnętrznego wystąpi wtedy, gdy szybkość powstawania wygięć będzie równa częstotliwości przyłożonego do próbki naprężenia. Na podstawie tego modelu Seeger obliczył maksymalną wartość tarcia wewnętrznego, spowodowanego dyslokacyjną relaksacją.

$$Q^{-1} = \frac{p}{2(1+p)^{1/2}}, \quad (23)$$

gdzie

$$p = \frac{2N_0 ab^2 SG}{kT} \left( \frac{\pi a E_0}{2b \sigma_p} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{1}{3} \pi \ln \frac{16 \sigma_p}{\pi \sigma} + 0,3 \right)$$

$N_0$  — liczba pętli dyslokacji w jednostce objętości, biorących udział w rozpraszaniu energii drgań,  $S$  — średnia powierzchnia, przecinana przez jedną

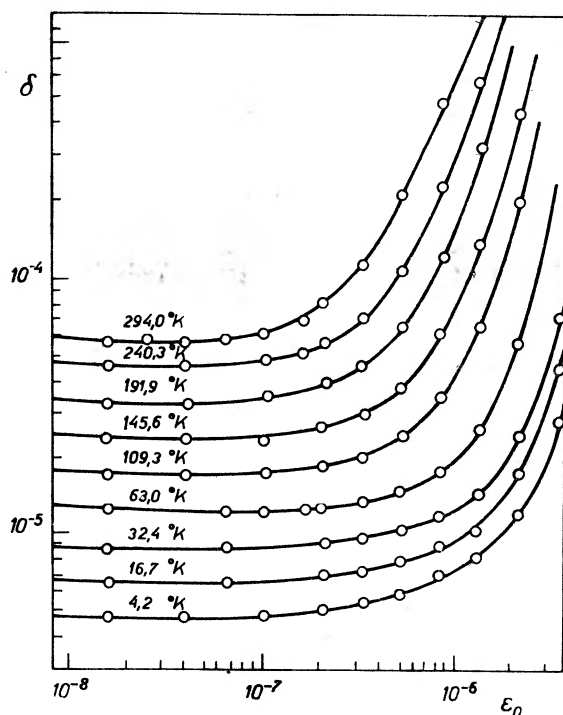


dyslokacje,  $G$  — moduł sztywności,  $E_0$  — energia przypadająca na jednostkę długości dyslokacji,  $a$  — odległość międzyatomowa,  $b$  — wektor Burgersa,  $\sigma$  — naprężenie ścinające w płaszczyźnie poślizgu,  $\sigma_p$  — naprężenie Peierlsa.

Teoria Seegera zadowalająco objaśnia maksimum Bordoniego. Badania tego maksimum mają duże praktyczne znaczenie, gdyż pozwalają wnikać w detale procesu deformacji plastycznej, przede wszystkim w jego stadium początkowym oraz badać dynamikę ruchu dyslokacji w niskich temperaturach. Ten rodzaj ruchu dyslokacji jest bardzo czuły na obecność defektów powstałych we wczesnych stadiach deformacji plastycznej i podczas napromieniowania próbek promieniowaniem jądrowym np. neutronami [27], [55], [65].

#### 4.2. Dyslokacyjne tarcie wewnętrzne w niskich i umiarkowanych temperaturach

Ten rodzaj tarcia wewnętrznego obserwowany jest we wszystkich metalach w niskich i umiarkowanych temperaturach, niezależnie od występowania w nich maksimum Bordoniego. To tłumienie rośnie ze wzrostem temperatury



Rys. 6. Zależność dekrementu tłumienia od amplitudy deformacji i temperatury w monokryształach miedzi, częstotliwość — 40 kHz [58]

oraz występuje wyraźna zależność od amplitudy (rys. 6). Kształt tych krzywych (rys. 6) wskazuje na obecność dwóch różnych mechanizmów tłumienia [58], z których jeden jest odpowiedzialny za część tłumienia niezależnego od am-

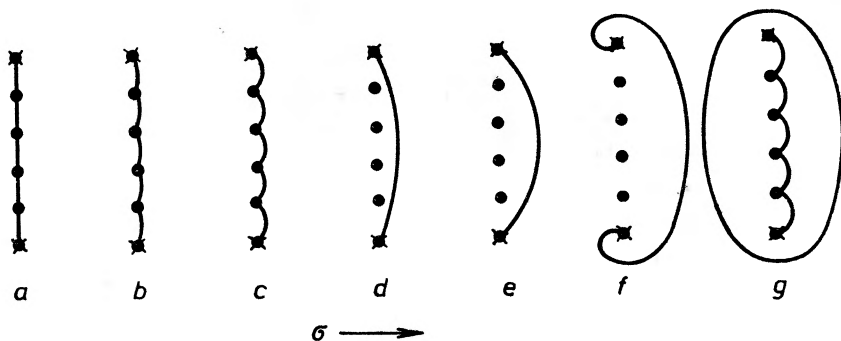
plitudy  $\delta_n$ , drugi — za zależne od amplitudy tłumienie  $\delta_z$ . Tak więc, w tym przypadku całkowity dekrement tłumienia  $\delta$  można przedstawić w postaci [42]:

$$\delta = \delta_n + \delta_z. \quad (24)$$

Zadowolające objaśnienie tego typu tarcia wewnętrznego dali jako pierwsi A. Granato i K. Lücke [66], [67]. U podstaw ich teorii leży idea Koehlera [68], zakładająca, że w metalu pod działaniem przyłożonego naprężenia dyslokacje wykonują drgania podobne do drgań napiętej struny (rys. 7). Zgodnie z tym, równanie ruchu dyslokacji możemy zapisać w postaci:

$$A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + B \frac{\partial y}{\partial t} - C \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = b\sigma_0 \sin \omega t, \quad (25)$$

gdzie  $y$  — poprzeczne przesunięcie w punkcie  $x$  wzdłuż dyslokacji,  $A = \pi \rho b^2$  — efektywna masa przypadająca na jednostkę długości dyslokacji ( $\rho$  — gęstość),



Rys. 7. Schemat procesu wyginania i odrywania pętli dyslokacyjnych [66]

$B$  — współczynnik tłumienia na jednostkę długości dyslokacji,  $C \approx Gb^2$  — liniowe napięcie dyslokacji,  $b$  — wektor Burgersa,  $\sigma_0 \sin \omega t$  — składowa naprężenia w płaszczyźnie przelazgu dyslokacji.

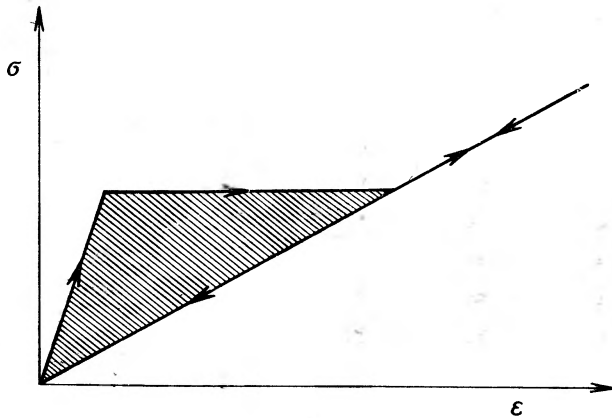
Dyslokacje są zakotwiczone atomami domieszek i defektami punktowymi sieci oraz węzłami sieci dyslokacyjnej (rys. 7a). Pod działaniem niewielkich naprężeń odcinki dyslokacji o średniej długości  $L_C$  będą wykonywały drgania (rys. 7b, c), opisywane równaniem (25). Gdy naprężenie dalej wzrasta, dyslokacje mogą być oderwane od atomów domieszek i będą zakotwiczone tylko w węzłach sieci dyslokacyjnej (rys. 7d, e), tworząc pętle o długości  $L_N$ . Z tego modelu wynika wyżej wymienione rozbitcie na tłumienie niezależne od amplitudy, kiedy wchodzi w grę tylko tłumienie drgań odcinków o średniej długości  $L_C$  i zależne od amplitudy, gdy następuje odrywanie dyslokacji od atomów domieszek. Przy dużych naprężeniach uruchomione są źródła Franka—Reada, powstają nowe dyslokacje, tłumienie gwałtownie wzrasta (rys. 7f g).

a) Dyslokacyjne tarcie wewnętrzne zależne od amplitudy.

Proces odrywania dyslokacji od kotwiczących ją atomów domieszek nosi lawinowy charakter, ponieważ najmniejsze naprężenie potrzebne jest do oderwania najbardziej długiego odcinka, co z kolei powoduje powstanie jeszcze dłuższych odcinków i proces odrywania jeszcze lżej następuje. Prowadzi to do powstania histerezy dyslokacyjnej (rys. 8). Jeśli powierzchnia pętli histerezy wynosi  $\Delta W$ , to dekrement logarytmiczny tłumienia zależnego od amplitudy wyrazi się następująco [66]:

$$\delta_z = \frac{\Delta W}{2W} = \frac{\Delta W \cdot G}{\sigma_0^2} \quad (26)$$

gdzie  $\sigma_0$  — amplituda zmiennego naprężenia,  $W$  — energia drgań,  $G$  — moduł sztywności.



Rys. 8. Pętla histerezy dyslokacyjnej [66]

W celu obliczenia średniej wartości powierzchni pętli histerezy, Granato i Lücke przyjęli następujące upraszczające założenia:

1) odległość  $L_N$  między węzłami sieci dyslokacyjnej dla danej próbki jest stała. 2) Rozkład domieszek wzdłuż dyslokacji podlega prawu wykładniczemu, tak że liczba  $N(l)$  odcinków dyslokacji o długościach zawartych pomiędzy  $l$  i  $l + \Delta l$  jest równa:

$$N(l) dl = \frac{\Lambda}{L^2} \exp\left(-\frac{l}{L}\right) dl, \quad (27)$$

gdzie  $\Lambda$  oznacza gęstość dyslokacji,  $L$  — średnią długość odcinka dyslokacji. Dekrement obliczony przez Granato i Lückego na podstawie tych założeń jest równy:

$$\delta_z = \frac{\Omega \Lambda L_N^3}{\pi^2 L_C} \cdot \frac{K \eta a}{L_C \epsilon_0} \exp\left(-\frac{K \eta a}{L_C \epsilon_0}\right) \quad (28)$$

gdzie  $\Omega$  — czynnik orientacyjny, uwzględniający to, że naprężenie w płaszczyźnie poślizgu jest mniejsze od przyłożonego naprężenia,  $K$  — współczynnik związany z naprężeniem koniecznym do oderwania dyslokacji od węzła kot-

wiczającego,  $\eta$  — parametr Cottrella charakteryzujący nieodpowiedniość promieni atomowych rozpuszczalnika i domieszek,  $\varepsilon_0$  — maksymalna amplituda deformacji.

Zgodnie z teorią,  $\delta_Z$  wzrasta ze zwiększeniem deformacji plastycznej osiągając dla pewnej wartości deformacji maksimum, potem maleje i przy dostatecznie dużej deformacji plastycznej znika [58], [69]. Dzieje się tak dlatego, że przy niewielkich deformacjach plastycznych w próbce wzrasta gęstość dyslokacji  $\Delta$ ,  $L_C$  i  $L_N$  zostają przy tym bez zmiany. Gdy  $\Delta$  osiągnie taką wartość, że przy dalszej deformacji zaczyna się zmniejszać  $L_N$ ,  $\delta_Z$  zaczyna maleć i znika, gdy przy dostatecznie dużej deformacji plastycznej  $L_N$  stanie się mniejsze od średniej odległości między atomami domieszek, gdyż wówczas nie może nastąpić proces odrywania. Wpływ domieszek na tarcie wewnętrzne zależne od amplitudy badany był w wielu pracach [58], [67], [70], [71]. Stwierdzono zmniejszenie  $\delta_Z$  ze wzrostem koncentracji domieszek, co jest zrozumiałe, gdyż prowadzi do zmniejszenia  $L_C$ . Podobny wpływ ma hartowanie [72] oraz naświetlanie neutronami i  $\gamma$ -promieniami [26], [72], [73]. Wzrasta wtedy koncentracja luk i międzywęzłowych atomów, które mogą być węzłami zakotwiczenia dyslokacji. Podczas tego rodzaju pomiarów obserwuje się pewną zależność od czasu. Tłumienie maleje w miarę upływu czasu, po czym utrzymuje się na stałym poziomie [72], [74]. Tłumaczy się to tym, że defekty punktowe wytworzone na drodze hartowania, napromieniowania albo plastycznej deformacji powstają w całej objętości próbki i są równomiernie rozłożone. Na dyfuzję ich do dyslokacji potrzebny jest pewien czas i dlatego  $\delta_Z$  zależy od czasu [75], [76].

Tak więc z krótkiego przeglądu przytoczonego wyżej wynika, że teoria Granato i Lückiego objaśnia ogólnie zadowalająco zależność  $\delta_Z$  od amplitudy, koncentracji domieszek, częstotliwości, stopnia deformacji itd. Jednak ilościowe porównanie wyników niektórych prac doświadczalnych [58], [77], [78], dotyczące przede wszystkim wykładniczej zależności  $\delta_Z$  od amplitudy pokazało, że ta zależność nie całkowicie się potwierdza. W celu ominięcia tych trudności, Charitonow [79], [80] posługując się tym samym modelem przyjął, że punkty zakotwiczenia dyslokacji różnymi siłami wiążą pętle dyslokacyjne. Jest to zrozumiałe, gdy się uwzględni, że w próbce zawsze znajdują się domieszki różnych pierwiastków, a także defekty punktowe, których siły wzajemnego oddziaływania z dyslokacją są różne. Charitonow rozpatruje dowolny rozkład długości odcinków dyslokacji, nie ograniczając się tylko do rozkładu wykładniczego. W tych warunkach nie ma uzasadnienia, ażeby korzystać z założenia o lawinowym procesie odrywania dyslokacji i przyjmuje się, że w każdym akcie odrywania bierze udział tylko jedna para sąsiednich odcinków. Na podstawie takiego mechanizmu otrzymuje się wyrażenie, w którym  $\delta_Z$  jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy, co znalazło potwierdzenie w pracach [58], [77], [81], [82]. Dalsze prace teoretyczne uwzględniają kierunki krystalograficzne, w których poruszają się dyslokacje [83], [84], co ma istotne znaczenie w rozpatrywaniu konkretnych kryształów, w których płaszczyzny poślizgu mogą mieć różne kierunki.

b) Dyslokacyjne tarcie wewnętrzne niezależne od amplitudy.

W większości przypadków zakłada się, że ten rodzaj tarcia wewnętrznego powstaje na skutek lepkiego zaniku drgań odcinków dyslokacji pod działaniem zmiennego naprężenia. Ruch pętli dyslokacji opisuje równanie (25). Dekrement logarytmiczny  $\delta_n$ , otrzymany na podstawie tego równania przez Granato i Lückiego [67], wyraża się następującym wzorem:

$$\delta_n = \pi\Omega A \frac{C}{A} \frac{\omega d}{[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega d)^2]}, \quad (29)$$

gdzie  $\omega$  — częstotliwość, a  $d = \frac{B}{A}$ ,  $\omega_0$  — rezonansowa częstotliwość dyslokacji (zwykle rzędu 100 MHz).

Z równania tego widać, że maksimum tłumienia występuje dla częstotliwości rezonansowej. Jest to tzw. rezonansowe tłumienie. Dla częstotliwości o wiele niższych od rezonansowej wzór (29) przyjmuje postać [67]:

$$\delta_n = \frac{\Omega AL^4 B \omega t_1}{\pi^3 C}, \quad (30)$$

gdzie  $L$  — średnia długość drgającej pętli ( $\frac{1}{L} = \frac{1}{L_N} + \frac{1}{L_C}$ ),  $t_1$  — stała uwzględniająca rozkład długości pętli dyslokacyjnych.

Mikroskopowy mechanizm tego tłumienia jest trudny do wytłumaczenia i może wskazywać na fizyczny sens współczynnika  $B$  w równaniu (25) i (30). Pierwszą próbę oceny współczynnika  $B$  podjął Eschelby [85], który pokazał, że drgania dyslokacji prowadzą do powstania gradientów temperatury i związanych z nimi nieodwracalnych strumieni cieplnych. Leibfried [86] widzi pochodzenie  $B$  we wzajemnym oddziaływaniu poruszających się dyslokacji z fononami. Wyniki tych prac, jak i obliczenia innych autorów [87], [91] nie dają dobrej zgodności z danymi doświadczalnymi. Zgodnie z teorią, niezależne od amplitudy tarcie wewnętrzne jest zależne od koncentracji domieszek [71], deformacji plastycznej próbki [27], [58], [69], [74], [75], [81], hartowania i napromieniowania [27], [72], [73], [88], [89], [90]. Wpływ tych czynników tłumaczy się podobnie, jak w przypadku tłumienia zależnego od amplitudy. Do badań  $\delta_n$  należy odnieść również szereg prac poświęconych pomiarom tzw. efektu fotomechanicznego występującego w halogenkach metali alkalicznych [92—95].

## 5. Tarcie wewnętrzne wywołane relaksacją naprężeń na granicach ziarn

Jednym z ważnych źródeł tarcia wewnętrznego jest relaksacja naprężeń na wewnętrznych granicach podziału w ciałach stałych. Mogą to być np. granice ziarn w materiale polikrystalicznym albo powierzchnie graniczne różnych faz istniejących jednocześnie w danym metalu albo stopie [3], [2], [96]. Najbardziej

b) Dyslokacyjne tarcie wewnętrzne niezależne od amplitudy.

W większości przypadków zakłada się, że ten rodzaj tarcia wewnętrznego powstaje na skutek lepkiego zaniku drgań odcinków dyslokacji pod działaniem zmiennego naprężenia. Ruch pętli dyslokacji opisuje równanie (25). Dekrement logarytmiczny  $\delta_n$ , otrzymany na podstawie tego równania przez Granato i Lückiego [67], wyraża się następującym wzorem:

$$\delta_n = \pi\Omega A \frac{C}{A} \frac{\omega d}{[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega d)^2]}, \quad (29)$$

gdzie  $\omega$  — częstotliwość, a  $d = \frac{B}{A}$ ,  $\omega_0$  — rezonansowa częstotliwość dyslokacji (zwykle rzędu 100 MHz).

Z równania tego widać, że maksimum tłumienia występuje dla częstotliwości rezonansowej. Jest to tzw. rezonansowe tłumienie. Dla częstotliwości o wiele niższych od rezonansowej wzór (29) przyjmuje postać [67]:

$$\delta_n = \frac{\Omega AL^4 B \omega t_1}{\pi^3 C}, \quad (30)$$

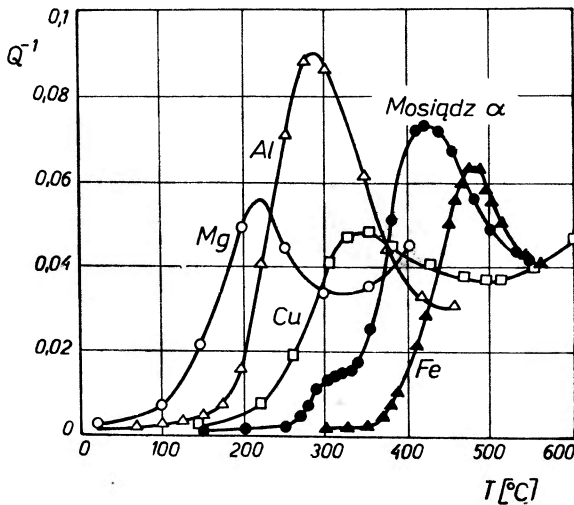
gdzie  $L$  — średnia długość drgającej pętli ( $\frac{1}{L} = \frac{1}{L_N} + \frac{1}{L_C}$ ),  $t_1$  — stała uwzględniająca rozkład długości pętli dyslokacyjnych.

Mikroskopowy mechanizm tego tłumienia jest trudny do wytłumaczenia i może wskazywać na fizyczny sens współczynnika  $B$  w równaniu (25) i (30). Pierwszą próbę oceny współczynnika  $B$  podjął Eschelby [85], który pokazał, że drgania dyslokacji prowadzą do powstania gradientów temperatury i związanych z nimi nieodwracalnych strumieni cieplnych. Leibfried [86] widzi pochodzenie  $B$  we wzajemnym oddziaływaniu poruszających się dyslokacji z fononami. Wyniki tych prac, jak i obliczenia innych autorów [87], [91] nie dają dobrej zgodności z danymi doświadczalnymi. Zgodnie z teorią, niezależne od amplitudy tarcie wewnętrzne jest zależne od koncentracji domieszek [71], deformacji plastycznej próbki [27], [58], [69], [74], [75], [81], hartowania i napromieniowania [27], [72], [73], [88], [89], [90]. Wpływ tych czynników tłumaczy się podobnie, jak w przypadku tłumienia zależnego od amplitudy. Do badań  $\delta_n$  należy odnieść również szereg prac poświęconych pomiarom tzw. efektu fotomechanicznego występującego w halogenkach metali alkalicznych [92—95].

## 5. Tarcie wewnętrzne wywołane relaksacją naprężeń na granicach ziarn

Jednym z ważnych źródeł tarcia wewnętrznego jest relaksacja naprężeń na wewnętrznych granicach podziału w ciałach stałych. Mogą to być np. granice ziarn w materiale polikrystalicznym albo powierzchnie graniczne różnych faz istniejących jednocześnie w danym metalu albo stopie [3], [2], [96]. Najbardziej

dokładnie zbadano dotychczas relaksację naprężeń na granicach ziarn. Mierząc tarcie wewnętrzne w niskich częstotliwościach w poli- i monokrystalicznych próbkach aluminium Kê [15] zaobserwował maksimum tarcia wewnętrznego w polikrystalicznym aluminium, które nie występuje w próbce monokrystalicznej. Przesunięcie tego maksimum na skali temperaturowej ze zmianą częstotliwości zgodne z równaniem (22) oraz niezależność od amplitudy wskazywało na to, że maksimum to pochodzi od relaksacyjnego procesu związanego z granicami ziarn polikrystalicznej próbki. Dalsze badania Kê [97—101] oraz innych autorów [96], potwierdziły występowanie podobnego maksimum w szeregu innych czystych metali i stopów (rys. 9). Wysokość tego maksimum maleje ze wzrostem rozmiarów ziarn i ze wzrostem zawartości domieszek [15], [19].



Rys. 9. Zależność tarcia wewnętrznego od temperatury w polikrystalicznych metalach [101]

Energia aktywacji tego procesu relaksacyjnego obliczona przez Kê wynosi dla Al około 1,4 eV i jest w przybliżeniu równa energii autodyfuzji w aluminium. Jednak inni autorzy [96] otrzymali dla innych metali wartości energii aktywacji tego procesu mniejsze od energii aktywacji autodyfuzji, najczęściej zbliżone do energii aktywacji powierzchniowej autodyfuzji. Związek ze zjawiskiem powierzchniowej autodyfuzji, wydaje się, prowadzi do zadowalającego objaśnienia tego tłumienia, spowodowanego wywołaną przez naprężenie dyfuzją atomów na powierzchni ziarna. Ten wniosek nie przeczy modelowi granicy Kê [99], który zakłada, że granica ziarna składa się z szeregu grup chaotycznie rozmieszczonych atomów, które pod działaniem zewnętrznego naprężenia mogą się przemieszczać dając w rezultacie poślizg ziarna wzdłuż granicy. Mott [102], w celu objaśnienia tego typu tłumienia wprowadził tzw. „wyspowy“ model granicy. Według tego modelu granica ziarna może być podzielona na odcinki o dobrym sprzężeniu między dwoma ziarnami i odcinki o złym sprzężeniu. Elementarny akt przesunięcia polega na zniszczeniu uporządkowania atomów

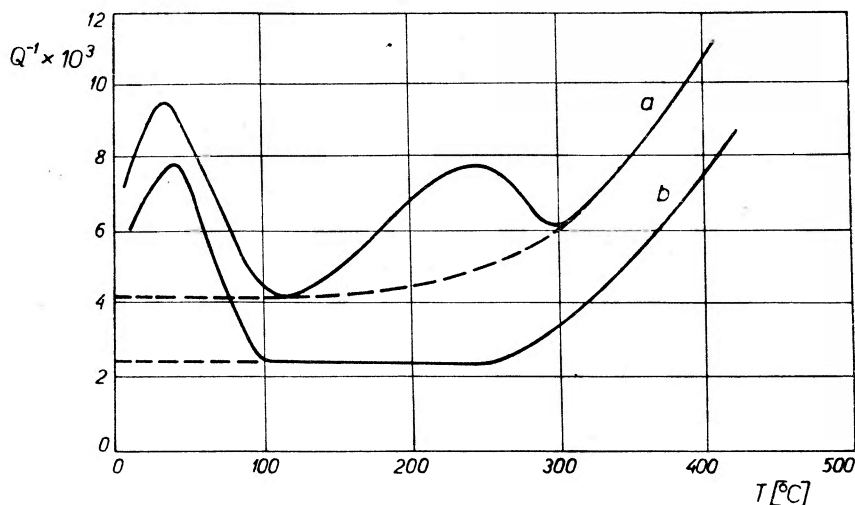
wokół każdej wysepki o dobrym sprzężeniu. Fluktuacje ciepłe naruszają atomowy porządek w tych strefach, w rezultacie czego granica deformuje się w sposób lepki pod wpływem zewnętrznych naprężeń.

## 6. Tarcie wewnętrzne w stopach

Niezależnie od wyżej wymienionych rodzajów tarcia wewnętrznego, obserwuje się w stopach tłumienie drgań związane z pewnym zniekształceniem sieci krystalicznej, spowodowanym różnicą promieni atomowych pierwiastków wchodzących w skład stopu. Gdy zewnętrzne naprężenia naruszają symetrię tych zniekształceń, czyniąc pewne kierunki w kryształach bardziej wygodnymi pod względem energetycznym do obsadzenia przez atomy jednego ze składników, wówczas występuje w takim stopie wzrost tarcia wewnętrznego.

### 6.1. Tarcie wewnętrzne w stopach śródwęzłowych o sieci regularnej przestrzennie centrowanej

W metalach o sieci regularnej, przestrzennie centrowanej, zawierających w roztworze węgiel, azot lub inny pierwiastek, którego atomy zajmują śródwęzłowe pozycje [8], [96], obserwuje się przy niskich częstotliwościach ( $\sim 1$  Hz) w temperaturze pokojowej typowe maksimum relaksacyjne (rys. 10). Pocho-

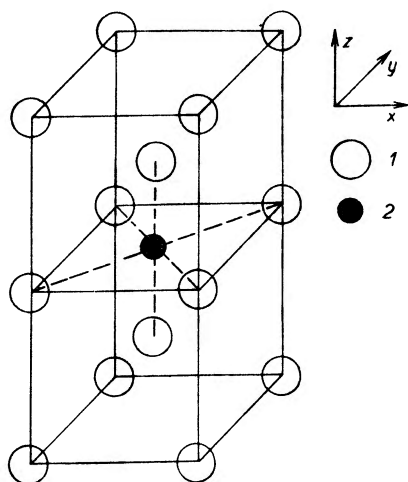


Rys. 10. Tłumienie Snoeka ( $\sim 40^\circ\text{C}$ ) i tłumienie Köstera ( $\sim 230^\circ\text{C}$ ) w  $\alpha$ -Fe, zawierającym węgiel. Tłumienie Köstera występuje tylko w deformowanej próbce (a). Linia kreskowana przedstawia zależność tarcia wewnętrznego od temperatury w czystym żelazie [107]

dzenie tego maksimum wyjaśnił po raz pierwszy Snoek [103], [104], a później i inni autorzy [105], [106], rozwijając teorię uporządkowania w polu zewnętrznych naprężeń i związanej z tym dyfuzji śródwęzłowych atomów. Atomy



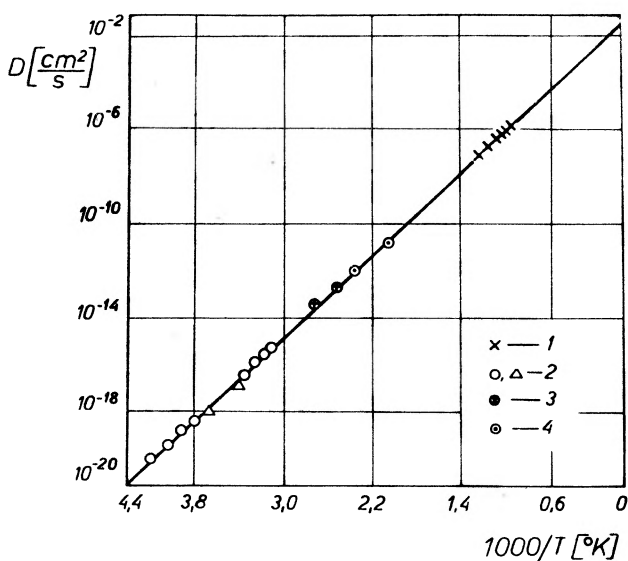
węgla lub azotu w sieci krystalicznej  $\alpha$ -żelaza zajmują śródwęzłowe pozycje (rys. 11) znajdujące się w środku krawędzi sześcianu lub im równoważne — w środku ściany sześcianu [3]. Atomy te deformują sieć krystaliczną, powodując zniekształcenie o symetrii tetragonalnej. Jeśli przyjąć osie sześcianu (rys. 11) za osie współrzędnych  $(x, y, z)$ , to pozycje śródwęzłowe będą leżały na tych osiach, zgodnie z kierunkami maksymalnych zniekształceń. Gdy nie ma zewnętrznych naprężeń, wszystkie trzy rodzaje pozycji  $(x, y, z)$  obsadzone są równomiernie. Nadmiar atomów w pozycjach jakiegokolwiek z trzech kierunków, prowadzi do wydłużenia w tym kierunku. A więc, jeśli przyłożymy naprężenie rozciągające, np. w kierunku  $(z)$ , to wówczas obniży się energia atomów w pozycjach  $(z)$  w porównaniu z energią atomów w pozycjach  $(x$  i  $y)$



Rys. 11. Elementarna komórka sieci krystalicznej  $\alpha$ -Fe. 1 — pozycje zajmowane przez atomy Fe, 2 — pozycje śródwęzłowe [8]

Dlatego naprężenie w tym kierunku wywoła taki rozkład atomów, że prawdopodobieństwo zajęcia pozycji  $(z)$  będzie największe. To prowadzi do procesu relaksacyjnego związanego z przegrupowaniem atomów pod wpływem zewnętrznych naprężeń. Czas relaksacji w tym przypadku ściśle powiązany jest ze średnim czasem przebywania śródwęzłowych atomów w położeniu równowagi. Maksimum tarcia wewnętrznego wystąpi wówczas, gdy częstotliwość przeskoków tych atomów będzie równa częstotliwości zewnętrznego zmiennego naprężenia. Maksimum to nie występuje, gdy naprężenie działa wzdłuż kierunku  $\langle 1, 1, 1 \rangle$ , który tworzy z osiami  $(x, y, z)$  jednakowe kąty i nie narusza symetrii zniekształceń [106]. Tarcie wewnętrzne tego typu, często zwane tłumieniem Snoeka, ściśle związane jest z dyfuzją śródwęzłowych atomów. Stosując tę metodę Snoek [104] obliczył energię aktywacji dyfuzji węgla i azotu w  $\alpha$ -Fe, która wynosi ok. 1 eV, co jest w dobrej zgodności z pomiarami dyfuzji zwykłymi metodami. Pomiary tego typu należą do najbardziej dokładnych metod ba-

dania dyfuzji w temperaturze pokojowej (rys. 12), w której zwykła technika dyfuzyjna potrzebowałaby milionów lat. Wysokość maksimum tłumienia Snoeka w pewnym zakresie stężeń jest proporcjonalna do stężenia śródwęzłowych atomów, co może być wykorzystane do pomiaru rozpuszczalności w fazie stałej w temperaturze pokojowej. Trzecim, ważnym zastosowaniem tej metody jest badanie rozpadu przesyconych stałych roztworów, szczególnie roztworów w  $\alpha$ -żelazie [108], [109].



Rys. 12. Zależność współczynnika dyfuzji węgla od temperatury w  $\alpha$ -żelazie. 1 — zwykłe metody, 2 — metoda opóźnienia sprężystego, 3 — tarcie wewnętrzne, 4 — pomiary kinetyki wydzielania [114]

## 6.2. Tarcie wewnętrzne w stopach stanowiących substytucyjne stałe roztwory

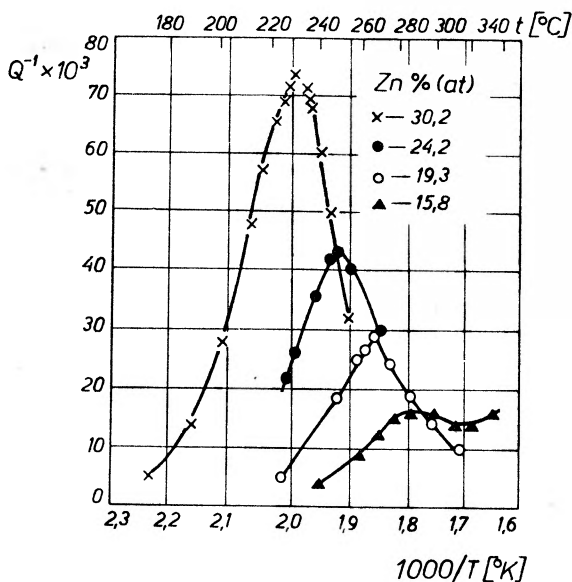
W substytucyjnych stałych roztworach naprężenie zewnętrzne może spowodować wzajemne przemieszczenie atomów poszczególnych składników stopu, gdy ich promienie atomowe różnią się między sobą. Wtedy pary atomów większych wymiarów dążą do zajęcia pozycji leżących w tych kierunkach, w których sieć krystaliczna jest rozciągnięta. Tarcie wewnętrzne pojawia się na skutek strat energii drgań na tego rodzaju przegrupowania atomów. Przy tym największy udział w pochłanianiu energii mają najwolniej przemieszczające się atomy. Tego typu tłumienie często nosi nazwę relaksacji Zenera, który pierwszy je odkrył w  $\alpha$ -mosiądzu [110] i dał wyżej przytoczoną interpretację. Wartości energii aktywacji obliczone na podstawie tych pomiarów pokrywają się z wartościami energii aktywacji dyfuzji cynku w  $\alpha$ -mosiądzu. Tego typu tarcie wewnętrzne było obserwowane w wielu innych stopach [2],

[8], [96]. Na rys. 13 przedstawiono dane pomiarów Novicka [111], dotyczące tarcia wewnętrznego w stopach układu Ag—Zn.

Poglądy Zenera na temat mechanizmu powstania tego rodzaju tłumienia znalazły dalsze rozwinięcie w pracach Le Claire'a i Lomera [112] oraz Novicka [113]. Le Claire i Lomer rozwinęli teorię kierunkowego uporządkowania bliskiego zasięgu w deformowanym kryształ. Według tej teorii zewnętrzne naprężenie zmienia ustaloną wartość parametru uporządkowania bliskiego zasięgu w jednym kierunku w stosunku do drugiego, wywołując tym sposobem niesprężystą relaksację.

### 6.3. Tarcie wewnętrzne w deformowanych śródwęzłowych stałych roztworach

Snoek [115] badając tarcie wewnętrzne w  $\alpha$ -Fe zauważył oprócz maksimum w temperaturze pokojowej inne maksimum około  $200^{\circ}\text{C}$  (rys. 10). Ten rodzaj tłumienia był intensywnie badany przez Köstera i jego współpracowników



Rys. 13. Zależność tarcia wewnętrznego od temperatury w stopach układu Ag—Zn [111]

[118] i stąd nosi nazwę tłumienia Köstera. Istnieje pewne podobieństwo pomiędzy tłumieniem Snoeka i Köstera, jednak tłumienie Köstera obserwuje się tylko w uprzednio deformowanych próbkach. Wzrasta ono ze zwiększeniem stopnia deformacji i znika po wyżarzeniu. Energia aktywacji procesu relaksacyjnego leżącego u podstaw tego tłumienia, zarówno dla węgla, jak i dla azotu w  $\alpha$ -Fe wynosi  $1,6\text{ eV}$ . Elementarne procesy leżące u podstaw tego rodzaju tłumienia nie są całkowicie wyjaśnione. Bezsporny jest fakt, że dominującą tutaj rolę odgrywają oddziaływania śródwęzłowych atomów stopu i fizycznych

niedoskonałości sieci krystalicznej, generowanych za pomocą plastycznej deformacji. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że mamy tu do czynienia z oddziaływaniem między dyslokacjami a atomami śródwęzłowymi stopu, przejawiającym się w dyfuzji tych atomów do dyslokacji, jak proponował Köster. Jednak taki mechanizm jest nie do przyjęcia, gdyż energia aktywacji wówczas powinna być mniejsza od energii aktywacji w nieuszkodzonej sieci. Ten typ tłumienia, wydaje się, można wyjaśnić zakładając, że w tym przypadku powstają złożone defekty sieci (dwa atomy węgla i jedna luka), które wytwarzają niesześcienną symetrię zniekształceń i w ten sposób mogą być przyczyną tłumienia [5].

## 7. Uwagi końcowe

Zagadnienie rozpraszania energii w ciałach stałych jest tak obszerne, że nie można przedstawić w jednym artykule opisu wszystkich zjawisk, jakie w nim występują. Dlatego ograniczono się tu do przedstawienia tych problemów, które wydaje się, są najbardziej interesujące i aktualne. Tym można tłumaczyć skromne omówienie zastosowań, jak również ominięcie niektórych rodzajów tarcia wewnętrznego, które występują w pewnych tylko grupach ciał stałych, albo związane są ze zjawiskami ogólnymi, niezależnymi od budowy i struktury ciała stałego lub obserwowane w bardzo specyficznych warunkach. Do nich należą zjawiska rozpraszania energii drgań w materiałach ferromagnetycznych i ferroelektrycznych, termosprężyste tłumienie oraz elektronowe osłabienie i magneto-akustyczny rezonans obserwowane poniżej  $10^{\circ}\text{K}$  i powyżej  $10\text{ MHz}$ . Informacje o tych zjawiskach i szeregu innych, pominiętych w tym artykule, zawarte są w cytowanych pracach przeglądowych.

Panu Profesorowi dr I. Adamczewskiemu dziękuję za cenne uwagi i dyskusje podczas pisania tego artykułu.

### Internal Friction in Metals

*Abstract:* In present paper main problems of phenomenological theory of the internal friction are discussed, a brief description of most important methods of measurement is given. Moreover, some applications are presented of investigations of the internal friction of metals: dislocation damping, grainboundary relaxation, damping in alloys.

### Literatura

- [1] C. Zener, *Elasticity and Anelasticity of Metals*. University of Chicago Press, Chicago 1948 oraz w zbiorze *Uprugost' i nieuprugost' metallow*, str. 9—168, I. L. Moskwa 1954.
- [2] A. S. Novick, *Uspiechi Fiziki Metallow*, **1**, 7 (1956).
- [3] C. Zener, *Proc. Phys. Soc.*, **52**, 152 (1940).

- [4] R. H. Randall, F. C. Rose, C. Zener, *Phys. Rev.*, **56**, 343 (1939).
- [5] H. G. van Bueren, *Imperfections in Crystals*, str. 348—403, North-Holland, Publishing Company — Amsterdam 1961.
- [6] K. Lücke, *J. Appl. Phys.*, **27**, 1433 (1956).
- [7] C. Zener, *J. Appl. Phys.*, **18**, 1022 (1947).
- [8] M. A. Krizstał, J. W. Piguzow, S. A. Gołowin, *Wnutrenije trenije w mietallach i sptawach*. Izd. Miedalurgija, Moskwa 1964.
- [9] A. G. Rachszadt, M. A. Sztrielmiel, *Sowremiennyje metody ispytanij materialow w maszynostrojenii*, Maszgiz 1956.
- [10] S. Weining, *Rev. Sci. Instrum.*, **26**, 31 (1955).
- [11] K. Swift, N. Richardson, *J. Appl. Phys.*, **18**, 4, 417 (1947).
- [12] P. D. Southgate, *J. Sci. Instrum.*, **36**, 284 (1959).
- [13] S. Siegel, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **16**, 26 (1944).
- [14] H. H. Rust, *Metallurgia* (GB), **8**, 681 (1954).
- [15] T. S. Kê, *Phys. Rev.*, **71**, 533 (1947).
- [16] J. Perez, P. Peguin, P. Gobin, *J. Sci. Instrum.*, **43**, 65 (1966).
- [17] J. Norton, *Rev. Sci. Instrum.*, **10**, 77 (1939).
- [18] P. Kofstad, R. A. Buter, R. S. Craig, *Rev. Sc. Instrum.*, **33**, 8 (1962).
- [19] W. Chomka, L. Nowak, *Acta Phys. Polon.*, **31**, 727 (1967).
- [20] C. Boulanger, *C. R. Acad. Sci.* (France), **233**, 722 (1951).
- [21] J. Friedel, C. Boulanger, C. Crussard, *Acta Metallurgica*, **3**, 380 (1955).
- [22] R. B. Jacobs, D. Bencroft, *Rev. Sci. Instrum.*, **9**, 279 (1938).
- [23] R. Cabarat, *Rev. Metall.*, **46**, 617 (1949).
- [24] P. G. Bordoni, *Nuovo Cimento*, **4**, 177 (1947).
- [25] W. P. Mason, *Physical Acoustics and the Properties of Solids*, Van Nostrand 1958.
- [26] D. O. Thompson, D. K. Holmes, *J. Appl. Phys.*, **27**, 713 (1956).
- [27] D. O. Thompson, D. K. Holmes, *J. Appl. Phys.*, **30**, 525 (1959).
- [28] Rh. Wegel, H. Walther, *Physics*, **6**, 141 (1935).
- [29] T. S. Kê, *J. Appl. Phys.*, **20**, 1226 (1949).
- [30] W. S. Sbitniew, G. J. Cikolin, *Izw. Leningradskowo Elektrotechniczeskowo Institutu*, **47**, 46 (1962).
- [31] S. Siegel, S. L. Quimby, *Phys. Rev.*, **49**, 663 (1936).
- [32] W. T. Cooke, *Phys. Rev.*, **50**, 1158 (1936).
- [33] J. Marx, *Rev. Sci. Instrum.*, **22**, 503 (1951).
- [34] W. Malinowski, *IBJ, Report Nr 632*, (XIV) PS (1965).
- [35] H. B. Huntington, *Phys. Rev.*, **72**, 321 (1947).
- [36] W. P. Mason, H. J. McSkimin, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **19**, 464 (1947).
- [37] W. Roth, *J. Appl. Phys.*, **19**, 901 (1948).
- [38] R. L. Roderick, R. Truell, *J. Appl. Phys.*, **23**, 267 (1952).
- [39] L. G. Mierkułow, *Żu. Tech. Fiz.*, **26**, 64 (1956).
- [40] J. L. Brewster, M. Lewy, J. Rudnick, *Phys. Rev.*, **132**, 1062 (1963).
- [41] K. Lücke, A. Granato, *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, Wiley 1957.
- [42] D. H. Niblett, J. Wilks, *Advances in Phys.*, **9**, 1 (1960).
- [43] Niblett, J. Wilks, *Uspiechi Fizycznych Nauk*, **80**, 125 (1963).
- [44] *Ultrazwukowyje metody issledowanija dislokacji*, l. L. 1963.
- [45] A. H. Cottrell, *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*, Oxford 1953.
- [46] W. T. Read, *Dislocations in Crystals*, Mc Grow-Hill 1953.
- [47] J. Friedel, *Les dislocations*, Paris 1956.
- [48] J. A. Oding, *Teoria dyslokacji w metalach i jej zastosowanie* (tłum. z j. ros. PWT), Warszawa 1961.
- [49] W. L. Indenbom, *Postepy Fizyki*, **10**, 637 (1959).
- [50] J. Kryłow, *Postepy Fizyki*, **16**, 457 (1965).
- [51] A. C. Damask, G. J. Dienes, *Tozczennyje defekty w mietallach*, Izd. „Mir“, Moskwa 1966.

- [52] P. G. Bordoni, *Pric. Sci.*, **19**, 851 (1949).
- [53] P. G. Bordoni, *J. Acout. Soc. Amer.*, **26**, 495 (1954).
- [54] P. G. Bordoni, *Nuovo Cimento Suppl.*, **17**, 43 (1960).
- [55] D. H. Niblett, J. Wilks, *Phil. Mag.*, **2**, 1427 (1957).
- [56] P. G. Bordoni, M. Nuovo, L. Verdini, *Nuovo Cimento*, **14**, 273 (1959).
- [57] N. G. Einspruch, R. Truell, *Phys. Rev.*, **109**, 625 (1958).
- [58] H. L. Caswell, *J. Appl. Phys.*, **29**, 1210 (1958).
- [59] H. K. Birnbaum, M. Levy, *Acta Metall.*, **4**, 84 (1956).
- [60] R. Welber, S. L. Quimby, *Acta Metall.*, **6**, 351 (1958).
- [61] L. G. Mierkułow, E. K. Gusiewa, E. R. Limszic, *Akust. Żurnal*, **9**, 484 (1963).
- [62] A. Seeger, *Phil. Mag.*, **1**, 651 (1956).
- [63] A. Seeger, P. Schiller, *Acta Metall.*, **10**, 348 (1962).
- [64] R. E. Peierls, *Proc. Phys. Soc. (GB)*, **52**, 34 (1940).
- [65] J. F. Prawdiuk, J. J. Pokrowskij, W. J. Wichrow, *Atomnaja Energija*, **10**, 34 (1961).
- [66] A. Granato, K. Lücke, *J. Appl. Phys.*, **27**, 583 (1956).
- [67] A. Granato, K. Lücke, *J. Appl. Phys.*, **27**, 789 (1956).
- [68] J. S. Koehler, *Inperfections in nearly Perfect Crystals*, J. Wiley 1952, Chap. VII, str. 197.
- [69] J. Weertman, J. S. Koehler, *J. Appl. Phys.*, **24**, 624 (1953).
- [70] S. Weinig, E. S. Machlin, *J. Appl. Phys.*, **27**, 734 (1956).
- [71] D. N. Bescher, *J. Appl. Phys.*, **30**, 252 (1959).
- [72] A. E. Roswell, A. S. Novick, *Acta Metall.* **5**, 228 (1957).
- [73] R. S. Barnes, N. H. Hancock, *Phil. Mag.*, **3**, 527 (1958).
- [74] W. Köster, *Z. Metallkde*, **32**, 282 (1940).
- [75] A. Granato, A. Hicata, K. Lücke, *Acta Metall.*, **6**, 470 (1958).
- [76] A. H. Cottrell, B. A. Bilby, *Proc. Phys. Soc. (GB)*, **A 62**, 49 (1949).
- [77] A. W. Charitonow, *Akust. Żurnal*, **9**, 80 (1963).
- [78] D. H. Niblett, J. Wilks, *Proc. Phys. Soc. (GB)*, **73**, 95 (1959).
- [79] A. W. Charitonow, *Akust. Żurnal*, **11**, 226 (1965).
- [80] A. W. Charitonow, *Proceedings of the Conference on Acoustics of Solid Media*, str. 21—28, PWN Warszawa 1966.
- [81] A. S. Novick, *Phys. Rev.*, **80**, 249 (1950).
- [82] R. W. Whitworth, *Phil. Mag.*, **5**, 425 (1960).
- [83] L. G. Mierkułow, L. A. Jakowlew, *Akust. Żurnal*, **6**, 244 (1960).
- [84] L. A. Jakowlew, *Akust. Żurnal*, **11**, 226 (1965).
- [85] J. D. Eschelby, *Proc. Roy. Soc. (GB)*, **A 197**, 396 (1949).
- [86] G. Leibfried, *Z. Phys.* **127**, 344 (1950).
- [87] J. Weertman, *J. Appl. Phys.*, **26**, 202 (1955).
- [88] D. O. Thompson, D. K. Holmes, *J. Appl. Phys.*, **27**, 191 (1956).
- [89] E. K. Gusiewa, *Akust. Żurnal*, **12**, 185 (1966).
- [90] V. K. Paré, D. O. Thompson, *Acta Metall.*, **10**, 382 (1962).
- [91] J. Lothe, *J. Appl. Phys.*, **33**, 2116 (1962).
- [92] J. S. Nadeau, *J. Appl. Phys.*, **35**, 669 (1964).
- [93] R. F. Wallis, B. J. Faraday, *Phys. Rev.*, **133 A**, 1360 (1964).
- [94] J. Deputat, Z. Pawłowski, *Proceedings of the Conference on Acoustics of Solid Media*, str. 29—35, PWN W-wa 1966.
- [95] J. Deputat, Z. Pawłowski, *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Tech.*, **14**, **15**, 581 (1966).
- [96] P. Robinson, R. Rowlings, *Iron and Steel*, **31**, Nr 1, 2, 3 (1958).
- [97] T. S. Kê, *Phys. Rev.* **72**, 41 (1947); **73**, 267 (1948); **74**, 214 (1948).
- [98] T. S. Kê, *J. Appl. Phys.*, **20**, 274 (1949).
- [99] T. S. Kê, *J. Appl. Phys.*, **19**, 285 (1948).
- [100] T. S. Kê, *Phys. Rev.*, **78**, 420 (1950).
- [101] T. S. Kê, *J. Appl. Phys.*, **21**, 414 (1950).
- [102] N. F. Mott, *Proc. Phys. Soc. (BG)*, **60**, 391 (1948).

- [103] J. Snoek, *Physica*, **6**, 591 (1939).
- [104] J. Snoek, *Physica*, **6**, 711 (1941).
- [105] D. Polder, *Philips Res. Report*, **1**, 1 (1945).
- [106] L. J. Dijkstra, *Philips Res. Report*, **2**, 357 (1947).
- [107] W. L. Köster, L. Bangert, R. Hahn, *Arch. Eisenh. Wesen.*, **25**, 569 (1954).
- [108] S. Harper, *Phys. Rev.*, **83**, 709 (1951).
- [109] C. A. Wert, *Acta Metall.*, **2**, 361 (1954).
- [110] C. Zener, *Phys. Rev.*, **71**, 34 (1947).
- [111] A. C. Novick, *Phys. Rev.*, **88**, 925 (1952); *Acta Metall.*, **1**, 131 (1953).
- [112] A. D. Le Claire, W. M. Lomer, *Acta Metall.*, **2**, 731 (1954).
- [113] A. C. Novick, *Wnutriennije trenije mietallow*, *Mietallurgizdat*, str. 117—128  
Moskwa 1963
- [114] A. D. Le Claire, *Uspiechi Fizyki Mietallow*, **1**, 289 (1956).

*Kazimierz Badziąg*

Katedra Fizyki  
Wyższej Szkoły Pedagogicznej  
Gdańsk

## Wczoraj, dziś i jutro układu jednostek miar

Podstawą współczesnej nauki są obserwacje i doświadczenia. Zarówno dla jednych, jak i dla drugich niezbędnym narzędziem jest pomiar. Niewiele właściwości materii i zjawisk zachodzących w przyrodzie moglibyśmy zrozumieć, gdybyśmy ich nie mierzyli. Nasze rozumienie praw przyrody i nasza zdolność wykorzystywania znajomości tych praw idą w parze z doskonałością i umiejętnością dokonywania pomiarów.

Wielu z nas, mierząc i wykorzystując pomiary dokonane przez innych, często zastanawia się nad tym, skąd wzięły się wzorce miar, techniki mierzenia, dane tablicowe itp. składniki naszej wiedzy, które czynią możliwym porozumiewanie się zainteresowanych tym ludzi i które są niezbędne do postępu naszej nauki i techniki? Zajęci jednak innymi sprawami przechodzimy nad tym pytaniem do porządku i nie zastanawiamy się głębiej w jaki sposób powstał nasz układ miar, jakie były drogi jego rozwoju oraz jak ten rozwój będzie się w przyszłości kształtował. Wystarcza nam na ogół bardzo pobieżna znajomość historii metra i kilograma. Wiemy natomiast doskonale, iż wynik każdego pomiaru należy przedstawiać za pomocą liczby odpowiednich jednostek w określonym układzie miar. Niniejsze rozważania pragnę poświęcić wewnętrznej strukturze i drogom rozwoju układów miar.

W obrębie naszego kraju odpowiedzialność za utrzymywanie zasadniczej podstawy kompletnego systemu pomiarów spoczywa na *Głównym Urzędzie Miar (GUM)*. Jako centralny urząd polskiej administracji miar powstał on w 1919 roku. Do jego zadań należy przechowywanie państwowych wzorców miar podstawowych, cechowanie tych wzorców w oparciu o prototypy międzynarodowe, badanie i uwierzytelnianie wzorców miar i wzorcowych przyrządów mierniczych, badanie własności metrologicznych narzędzi mierniczych przed dopuszczeniem ich do stosowania w kraju, legalizowanie i uwierzytelnianie narzędzi mierniczych, wykonywanie prac naukowo-badawczych i opracowywanie dokumentacji z dziedziny metrologii, przygotowywanie kadr metrologów i legalizatorów [1].



## I. 1. Wczoraj (historia naszego układu jednostek)

Historia stosowania jednostek miar sięga zamierzonej starożytności. Już w roku 4241 p.n.e. ustalono w Egipcie czas trwania roku kalendarzowego na 365 dni. Długość mierzono pierwotnie rozmiarami części ciała ludzkiego. Najczęściej — łokciem i stopą lub też sprawnością człowieka — rzut kamieniem, rzut oszczepem. W średniowieczu wielu władców ustalało jednostki miar dla rządzonych przez siebie terenów opierając się o wymiary własnego ciała. W Anglii, w 1101 roku Henryk I ustalił jako legalną wartość łokcia długość przedramienia własnej ręki, a jako jednostkę masy — penny, równą masie 32 wysuszonych ziaren jęczmienia [2].

Nasz współczesny układ miar stanowi rezultat postępującego na całym świecie wzrostu zasobu doświadczeń z zakresu pomiarów. Aby móc zrozumieć drogę rozwoju naszego układu jednostek, należy przez chwilę przyjrzeć się rozwojowi samego procesu mierzenia.

Mierzenie u ludzi zaczyna się od chwili zauważenia faktu istnienia wielkości fizycznych takich jak długość, masa, czas, prędkość itp., które można nazwać i zdefiniować. Ludzie szybko spostrzegli, że w otaczającym nas świecie można porównywać różnego rodzaju ciała z punktu widzenia tych samych lub podobnych wielkości. W ten sposób można np. mówić, iż jeden pręt jest dłuższy względnie krótszy od drugiego lub że woda w jednym pojemniku jest bardziej gorąca aniżeli w innym. Następnym krokiem było ustalenie dla każdej wielkości fizycznej pewnej skali wymiarowej, z którą dane wielkości fizyczne i wartość liczbowa wielkości danego obiektu mogłyby być porównywane. Skala taka mogła być ustanowiona przez wybranie dogodnej, dobrze zdefiniowanej, wzorcowej dla każdej wielkości — jednostki miary.

Od tego momentu zaczęliśmy tworzyć jednostki miar, tj. umownie przyjęte i dokładnie określone wartości jakiejś wielkości, służące do porównywania z nią innych wartości tej samej wielkości. Zaczęliśmy również tworzyć wzorce tych jednostek. Rozróżniamy tu „sztuczne“ i „naturalne“ wzorce. Mogliśmy np. rozwinąć taki kompletny układ jednostek opartych na wzorcach jednostek, w którym jednostka długości jest definiowana jako długość określonego pręta mierniczego, jednostka masy jako masa określonego kawałka metalu itp. Nasz współczesny układ miar powstał w ten właśnie sposób i dotąd zachowuje ślady takiego początku. Dokonywane w najdawniejszych czasach całkowicie dowolne próby stworzenia systemu wzorców jednostek cierpiały na brak jednolitego podejścia do tego zagadnienia. Z drugiej strony wzorce takie, które stanowiły podstawę całego układu, mogły w każdej chwili zostać zniszczone. A takiego przypadku wymagałoby natychmiastowego odtwarzania wzorców. Zajście to już sprawa nie tak łatwa w wypadku, gdy istniał tylko jeden wzorec (np. przedramię ręki Henryka I). Ludzkość bardzo szybko zdała sobie sprawę z istnienia takiej sytuacji i osiągając drugi stopień doświadczenia życiowego w zakresie rozwoju naszego układu miar, odkryła wzorce naturalne, przy których reprodukcji nie trzeba ich specjalnie wytwarzać, lecz które są związane

z jakimś ciałem lub zjawiskiem występującym w przyrodzie. Od tego momentu strata wzorca nie oznacza już straty podstawy całego systemu miar, jak to miałyby miejsce w systemie opartym na wzorcach sztucznych. Wczesnym przykładem takiej próby była definicja jednostki czasu — sekundy, jako określonej części doby słonecznej. Naturalnie można było sekundę definiować również i na podstawie wzorca jednostek takiego, jak klepsydra, zegar lub jakieś inne urządzenie do pomiaru czasu. Definicja słoneczna sekundy przetrwała jednak najdłużej, aż do tej chwili, kiedy potrzeba większej dokładności pomiaru czasu wpłynęła na jej zmianę.

W chwili, gdy nastąpił większy rozwój metrologii, zostały wytyczone ogólne założenia wpływające obecnie na rozwój każdego układu miar. Niektóre z nich sformułowano w następujący sposób:

1. *Do pomiaru każdej wielkości fizycznej należy utworzyć jedną jednostkę z jej wielokrotnościami i podkrotnościami.* Tak więc do pomiaru długości mamy metr łącznie z milimetrem, centymetrem, kilometrem itd. Założenie żądania tylko jednej jednostki dla każdej wielkości fizycznej wydaje się logiczne, ale, jak to za chwilę zobaczymy, rozważania praktyczne przemawiają za omijaniem tej zasady w niektórych wypadkach.

2. *Wszyscy, którzy zajmują się mierzaniem i ustalaniem danych pomiarowych, winni w odniesieniu do tych samych wielkości używać tej samej jednostki.*

3. *Wybrana jednostka winna mieć takie rozmiary, aby w danym czasie pozwalała na możliwie najbardziej dokładne porównywanie.*

4. *Gdy starsza jednostka jest zastępowana przez jednostkę doskonalszą, o mniejszej nieokreśloności, wtedy nowa jednostka winna być definiowana w obrębie strefy nieostrości dawnej jednostki. To znaczy, iż każda zmiana w rozmiarach jednostki winna być mniejsza aniżeli wynosi nieokreśloność mierzenia w obrębie dawnej jednostki. W ten sposób wszystkie wyniki uzyskane w poprzednich pomiarach utrzymują swoją ważność w granicach zasięgu tej nieokreśloności.*

5. *Wzorzec każdej jednostki winien być niezmienny w czasie. W innym wypadku pomiary tych samych przedmiotów lub zjawisk dokonywane w różnym czasie będą różne.*

## 2. Zgodność układu jednostek miar z równaniami fizycznymi

Jak dotąd niewiele powiedzieliśmy o wzajemnej zależności pomiędzy układem jednostek miar a nauką lub techniką, w których ten układ jest stosowany. Winniśmy tu zauważyć, iż ważną cechą układu miar opartego zarówno na wzorcach jednostek „sztucznych“, jak i „naturalnych“ jest to, że każda jednostka może być definiowana i urzeczywistniana na dowolnej podstawie, bez powiązania z innymi jednostkami. Moglibyśmy w taki sposób ustanowić pełny układ takich jednostek. Niedoskonałość takiego układu ujawniłaby się w mo-