

---

**PTF**

**DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ**

# **POSTĘPY FIZYKI**

**TOM 28  
ZESZYT 3  
1977**

---

**ZARZĄD**

**Prezes**

**Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI**

**Wiceprezesa**

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

**Sekretarz Generalny**

**Doc. dr JAROSŁAW PIASECKI**

**Skarbnik**

**Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI**

**Członkowie Zarządu**

**Prof. dr JULIAN AULEYTNER**  
**Prof. dr ANDRZEJ BIAŁAS**  
**Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI**  
**Mgr HENRYK KACZOREK**  
**Doc. dr ADAM KUJAWSKI**  
**Prof. dr JAN STANKOWSKI**

**oraz redaktorzy naczelnicy czasopism PTF**

**Prof. dr WIESŁAW CZYŻ**  
**Doc. dr TOMASZ HOFMOKL**  
**Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI**

**PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA**

**Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (Białystok)**  
**Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)**  
**Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (Gdańsk)**  
**Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (Gliwice)**  
**Dr MAREK ZRALEK (Katowice)**  
**Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (Koszalin)**  
**Prof. dr KAZIMIERZ GROTOŃSKI (Kraków)**  
**Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (Lublin)**  
**Doc. dr JERZY JATCZAK (Łódź)**  
**Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (Opole)**  
**Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (Poznań)**  
**Doc. dr hab. MAREK RYTEL (Rzeszów)**  
**Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)**  
**Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)**  
**Doc. dr ANIELA WOLSKA (Warszawa)**  
**Prof. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (Wrocław)**

**ADRES ZARZĄDU**

**00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69**

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

---

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 28, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1977

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

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

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)  
doc. dr hab. *Witold Waclawek* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)  
dr *Elżbieta Zipper* (Katowice)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)  
doc. dr hab. *Leszek Wojteczak* (Łódź)  
doc. dr *Mieczysław Piróg* (Opole)  
dr *Andrzej Gaj* (Poznań)  
mgr *Alina Lakner-Małowicz* (Szczecin)  
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2880 + 120 egz. Ark. wyd. 9,25. Ark. druk. 8<sup>1</sup>/<sub>16</sub> + 1 wkł. Papier  
druk. sat. kl. III. 70 × 100, 80 g. Oddano do składania w kwietniu 1977.  
Podpisano do druku w czerwcu 1977. Druk ukończono w czerwcu 1977.

Zam. 222/77. C-37. Cena 15.—

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, Kraków, Manifestu Lipcowego 13:





Leonard Sosnowski i Gerald L. Pearson

*Leonard Sosnowski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Warszawskiego  
Warszawa

## Gerald L. Pearson laureatem medalu Smoluchowskiego \*

### Gerald L. Pearson Awarded the Smoluchowski Medal

*Abstract:* The Polish Physical Society has awarded the Smoluchowski Medal for 1975 to Gerald L. Pearson. At the presentation ceremony L. Sosnowski recalled the important contribution of G. L. Pearson to the progress of solid state physics and also his cooperation with Polish physicists. In particular several young Polish physicists have worked at Stanford under his direction.

Gerald Leonard Pearson urodził się 31 marca 1905 r. w Salem (Oregon). Od 1929 r. do 1960 r. pracował w Bell Telephone Laboratories. Od 1960 r. jest profesorem w Departamencie Electrical Engineering Uniwersytetu w Stanford.

Nazwisko jego ściśle związane jest z największymi odkryciami w fizyce ciała stałego, które doprowadziły do wielkiego rozkwitu tej dziedziny wiedzy w ostatnim ćwierćwieczu oraz z początkiem rozkwitu nowoczesnej elektroniki.

Największym odkryciem dokonany przez Pearsona wspólnie z Shockleyem w 1948 r. było znalezienie efektu polowego. Odkrycie tego efektu było decydującym etapem w wynalezieniu tranzystora, którego współtwórcą był G. L. Pearson. Dzięki tym pracom kandydatura G. L. Pearsona została wysunięta do nagrody Nobla, która ostatecznie została przyznana Bardeenowi i Brattainowi. Badania Pearsona prowadzone wspólnie z Shockleyem i Haynesem nad działaniem tranzystora oraz kontrolowanym wstrzykiwaniem nośników prądu do kryształów, wykonane w 1949 r., spowodowały gwałtowny wzrost badań nad własnościami germanu i krzemu. Prace te leżą u podłoża współczesnej elektroniki i stały się wielkim stymulatorem badań podstawowych w półprzewodnikach.

\* Tekst przemówienia wygłoszonego dnia 12 X 1976 w Warszawie na uroczystości wręczenia Medalu Smoluchowskiego G. L. Pearsonowi.

Następnym wybitnym odkryciem Pearsona było zaproponowanie wykorzystania złącza p-n do „baterii słonecznej” w 1954 r. Dziś dyskutuje się nad „bateriami słonecznymi” jako przyszłym źródłem energii. W dobie początku rozkwitu fizyki półprzewodników w latach pięćdziesiątych szereg fundamentalnych prac zostało związanych z nazwiskiem Pearsona. Wymienione tu zostaną tylko najwybitniejsze.

— Badania magnetooporu w germanie, krzemie i antymonku indu doprowadziły do zrozumienia struktury pasmowej tych materiałów.

— Zaproponowanie metody badawczej bezpośredniego pomiaru ruchliwości elektronów i dziur w kryształach oraz pierwsze wyznaczenie ruchliwości nośników w Ge i Si. Pierwsze zaobserwowanie rezonansu spinowego dla stanów donorowych w krzemie. Prace nad rozpraszaniem elektronów na neutralnych domieszkach oraz dyslokacjach.

— Wprowadzenie wspólnie z W. Paulem techniki ciśnień hydrostatycznych do badań półprzewodników. Technika ta, która doprowadziła do szeregu wybitnych odkryć naukowych, rozwinięta została w latach sześćdziesiątych również w Polsce w Instytucie Fizyki PAN.

G. L. Pearson jest autorem przeszło 100 prac z dziedziny półprzewodników. Za swoje osiągnięcia naukowe został nagrodzony w 1956 r. nagrodą John Scottar miasta Filadelfii. W 1963 r. otrzymał medal Johna Price Wetherill Instytutu Franklina. W 1964 r. został odznaczony złotą odznaką Amerykańskiej Akademii (Golden Plate Award American Academy Achievement). Jest też członkiem honorowym Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego i członkiem Amerykańskiej Akademii Nauk oraz Amerykańskiej Akademii Nauk Technicznych (American Academy of Engineering).

W ostatnim dziesięcioleciu datuje się bliska współpraca z polskimi fizykami. Jej owocem jest dziewięć wspólnych publikacji.

Tematyka badań wpływu domieszek metali przejściowych na własności optyczne kryształów, intensywnie rozwijana obecnie w Zakładzie Fizyki Ciała Stałego Uniwersytetu Warszawskiego, została zainicjowana przez wspólne prace G. L. Pearsona i J. Baranowskiego. Owocem współpracy J. Gaja i G. L. Pearsona jest praca nad luminescencją GaP i GaAs. W czasie pobytu w Stanfordzie J. Langera zostały zainicjowane prace nad własnościami fizycznymi CdF<sub>2</sub> — nowego perspektywicznego materiału optoelektronicznego. Prace nad tym materiałem rozwijane następnie w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego doprowadziły do skonstruowania nowych diod świecących w obszarze widzialnym, których sposób otrzymywania został opatentowany. Wszyscy fizycy polscy w liczbie sześciu, będący na stażach naukowych w Stanfordzie, mieli zapewnioną przez G. L. Pearsona pełną opiekę naukową i możliwości aparaturowe do wykonywania prac badawczych. Przewidywana jest dalsza kontynuacja współpracy naukowej z grupą prowadzoną przez G. L. Pearsona.

*Michał Urbański*  
*Roland Wiśniewski*

Instytut Fizyki  
 Politechnika Warszawska  
 Warszawa

## Metaliczny wodór

### Metallic Hydrogen

*Abstract:* Some problems of metallic hydrogen are listed and the most common methods of calculation of the Gibbs free energy are compared. The transition pressure, molecular-metallic hydrogen, is determined on the basis of published data concerning the equations of state of molecular hydrogen. The problem of various lattice types and superconductivity of metallic hydrogen are presented as well as the difficulties of high pressure experimental methods. Finally the analysis of experimental data is made.

### Wstęp

Spośród wszystkich pierwiastków, wodór jest niewątpliwie najprostszy. Atom wodoru składa się z jądra (protonu bądź protonu i neutronów w przypadku deuteru i trytu) i tylko jednego elektronu. Taka sytuacja zachęca do badań teoretycznych, toteż ukazała się duża liczba prac omawiających właściwości stałego wodoru — zarówno molekularnego, jak i metalicznego.

Wiadomo, że każde ciało stałe przy odpowiednio dobranej stałej sieci (pod odpowiednim ciśnieniem) powinno mieć właściwości metaliczne, dlatego oprócz normalnej fazy molekularnej wodoru (kryształ Van der Waalsa) powinna istnieć faza metaliczna (stała lub ciekła). W 1935 r. Wigner i Seitz [1] stworzyli metodę pozwalającą na wyliczenie energii prostych metali (tzw. metoda komórek Wignera-Seitza). W 1935 r. Wigner i Huntington [2] zastosowali tę metodę do najprostszego z możliwych metali — hipotetycznego, metalicznego wodoru. Podstawowym zagadnieniem stało się określenie warunków, w jakich może istnieć wodór metaliczny. Z obliczeń wynika, że możliwe jest istnienie metalicznego wodoru przy ciśnieniu  $p = 0$  (stan metastabilny), ale do otrzymania go z fazy molekularnej potrzebne są bardzo wysokie ciśnienia ( $0,25 \div$

20 Mbar). Trudności eksperymentalne powodują, że wodór metaliczny jest ciągle przedmiotem badań prawie wyłącznie teoretyków.

Dalsze zainteresowanie wodorem w stanie stałym wynika z badań astronomicznych największych planet układu słonecznego: Jowisza i Saturna. Najbardziej nieoczekiwaną właściwością tych planet jest ich niezwykle mała gęstość (1,3 i 0,7 g/cm<sup>3</sup>), co sugeruje, że muszą się składać w większości z lekkich pierwiastków, takich jak wodór i hel (zgodnie z pracą de Marcusa [3] pierwszy zwrócił na to uwagę Wildt w 1938 r. [3]). We wnętrzu tych planet istnieje wysokie ciśnienie (około 300 Mbar i 10 Mbar, odpowiednio), niezbędne staje się więc wyznaczenie równania stanu wodoru (i helu) oraz znajomość ciśnienia przejścia fazowego kryształ molekularny — metal. Istnieniem metalicznego wnętrza można by wytłumaczyć istnienie silnego pola magnetycznego Jowisza oraz fakt, że ciepło promieniowane przez te planety jest dwukrotnie wyższe od pochłoniętego ciepła promieniowania Słońca [5]. Źródłem energii wewnątrz planet mogłaby być zachodząca stale przemiana stanu molekularnego w metaliczny.

Teoretyczne obliczenia wartości liczbowej ciśnienia tego przejścia fazowego dają wynik 0,25 do 20 Mbar. Tak duży rozrzut wynika z nieznajomości równania stanu wodoru molekularnego, a brak odpowiednich danych doświadczalnych [6] uniemożliwia weryfikację teorii. Ostatnie obliczenia oparte na wynikach ściskania adiabatycznego falą uderzeniową pokazują, że ciśnienie krytyczne nie powinno przekraczać 3-4 Mbar [7].

Badania teoretyczne różnych właściwości metalicznego wodoru związane są ściśle z rozwojem teorii metali prostych [8]. Trwają poszukiwania sieci, w jakiej krystalizuje metaliczny wodór: wylicza się strukturę pasmową elektronów i widmo fononów, przewodnictwo elektryczne (stwierdzono możliwość nadprzewodnictwa o temperaturze krytycznej około 100-200 K [29]) oraz właściwości temperaturowe. Większość prac dotyczy temperatury 0 K. Ciekawą możliwością jest istnienie metastabilnej fazy metalicznej przy ciśnieniu  $p = 0$  (i  $T = 0$ ). Pojawiają się w związku z tym następujące problemy:

1. dowód stabilności statycznej i dynamicznej (tzn. dla wzbudzeń długo i krótkofalowymi fononami),
2. określenie czasu życia stanu metastabilnego,
3. wyznaczenie szybkości parowania (sublimacji) metalicznego wodoru.

## 1. Teoria wodoru metalicznego

### 1.1. Równania ogólne

Metaliczny wodór składa się z elektronów i protonów, odpada więc energia oddziaływania elektronów jonów sieci. Hamiltonian można zapisać w postaci [12]:

$$H = T_i + T_e + V_{ee} + V_{ie}(R) + V_{ii}(R) \quad (1.1.1)$$

$T_i$  — energia kinetyczna protonów,  $T_e$  — energia kinetyczna elektronów,  $V_{ee}$  — energia oddziaływania elektron–elektron,  $V_{ie}$  — energia oddziaływania proton–elektron,  $V_{ii}$  — energia oddziaływania proton–proton:

$$V_{ee} = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} \quad V_{ii}(R) = \frac{1}{2} \sum_{i'} \frac{e^2}{|\bar{R}^i - \bar{R}^{i'}|} \quad (1.1.2)$$

$$V_{ie} = - \sum_i \sum_R \frac{e^2}{\bar{r}_i - \bar{R}^i}$$

gdzie:  $r_{ij} = |\bar{r}_i - \bar{r}_j|$ . Rozwiązanie równania

$$H\psi_G = E_G\psi_G \quad (1.1.3)$$

pozwołioby na wyznaczenie całkowitej energii. Jest to zadanie trudne matematycznie i należy posłużyć się szeregiem przybliżeń. Pierwszym przybliżeniem wykorzystywanym zawsze w teorii ciała stałego jest przybliżenie adiabatyczne Borna–Oppenheimera [9, 10]. Przybliżenie to pozwala rozdzielić równanie na część elektronową i sieciową (fononową). Całkowita energia jest wtedy równa sumie energii elektronów i sieci (oddziaływanie elektron–fonon prowadzi do powstania tylko elementów niediagonalnych [11]). Hamiltonian elektronowy ma postać:

$$H_e(r, R) = T_e + V_{ee}(r) + V_{ie}(R), \quad (1.1.4)$$

mamy więc zagadnienie własne:

$$H_e(r, R)\varphi_n(r, R) = E_n(R)\varphi_n(r, R), \quad (1.1.5)$$

którego rozwiązanie zależy od konkretnej konfiguracji protonów. Rozwiązanie ogólne (1.1.3) można przedstawić w postaci:

$$\psi_G = \sum_n X_{Gn}(R)\varphi_n(r, R), \quad (1.1.6)$$

gdzie  $X_{Gn}(R)$  jest współczynnikiem rozwinięcia: ma on sens funkcji falowej opisującej drgania sieci. Po wstawieniu tego równania do równania (1.1.3) i pominięciu członów związanych z oddziaływaniem elektron–fonon, otrzymamy:

$$(T_i + \Phi_n(R))X_{Gn}(R) = E_G X_{Gn}(R), \quad (1.1.7)$$

gdzie:  $\Phi_n(R) = V_{ii}(R) + E_n(R)$ .

Całkowita energia kryształu może więc być przedstawiona w postaci sumy energii elektronów, fononów oraz energii statycznej jonów sieci

$$E = \langle T_i + \Phi_n(R) \rangle = \langle T_i \rangle + \langle V_{ii} \rangle + \langle E_n \rangle = \langle T_i \rangle + E_i + E_e \quad (1.1.8)$$

$\langle T_i \rangle$  — energia drgań sieci (energia fononów),  $E_i$  — energia potencjalna sieci,  $E_e$  — energia elektronów. Teoria do tej pory jest całkiem ogólna, niestety nie ma ogólnej metody obliczeniowej, na podstawie której można by wyliczyć energię kryształu molekularnego i metalicznego ( $\langle \dots \rangle$  ozn. wartość średnią).

W kolejnych paragrafach zostały omówione różne metody, które pozwalają wyznaczyć poszczególne składniki (1.1.8) dla przypadków metalu i kryształu molekularnego.

## 1.2. Równanie stanu metalicznego wodoru

Równanie (1.1.8) należy przedstawić w postaci szeregu, ze względu na oddziaływanie elektron-proton, wykorzystując rozwiązania dla swobodnego gazu elektronowego. Energia elektronów  $E_n$  zawiera zarówno energię gazu swobodnego, jak i oddziaływanie elektron-sieć. Ponieważ siły coulombowskie są duże, oddziaływania elektron-proton nie można potraktować jako zaburzenia. Można jednak, zamiast potencjału  $V_{ie}$ , rozpatrywać potencjał równy różnicy między oddziaływaniem elektronu z protonami a jednorodnym tłem ujemnym (czyli do  $V_{ie}$  dodajemy człon oddziaływania elektron-jednorodne tło, i taki sam człon odejmujemy od  $V_{ii}$ ) i zastosować rachunek zaburzeń (rozwiniecie na fale płaskie) do takiego zmniejszonego potencjału.

W pierwszej pracy z 1935 r. Wigner i Huntington [2] zastosowali opracowaną wówczas metodę [1] komórek Wignera-Seitzza. Szukali oni rozwiązania równania Schrödingera dla elektronu w polu potencjału coulombowskiego o symetrii kulistej. Otrzymali oni sumę dwu składników: energię kinetyczną elektronów swobodnych (wszystkie energie wyrażono w Rydbergach,  $1 \text{ Ry} = 13,60 \text{ eV}$ )

$$E_K = \frac{2,21}{r_s^2} \quad (1.2.1)$$

oraz energię stanu podstawowego, czyli energię oddziaływania elektron-sieć:

$$E_\mu = -\frac{3}{r_s} - \frac{1,85}{20,2 - 2,65r_s - 6,72\mu^2(20,2 - 0,6r_s)^{-1}} - 0,0093, \quad (1.2.2)$$

gdzie:  $\mu = \frac{2\hbar p}{e^2 m}$  jest pędem w układzie jednostek atomowych,  $r_s$  — promień kuli Wignera-Seitzza w jednostkach atomowych ( $1$  — jednostka atomowa długości  $a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 0,5292 \text{ \AA}$ ),

$$\frac{4}{3} \pi r_s^3 = \frac{V}{N} \quad (1.2.3)$$

$V$  — objętość kryształu,  $N$  — liczba atomów kryształu. Rozwiązując to samo równanie, Kroning i inni [13] otrzymali:

$$E_\mu = \frac{-3}{r_s - \frac{1}{30} r_s^2 - \frac{8}{1575} r_s^3 - \dots} \quad (1.2.4)$$

Całkowita energia wg Wignera i Huntingtona jest sumą:

$$E = E_K + E_\mu + E'_w + E_{\text{kor}} + E_{\text{vib}}, \quad (1.2.5)$$

gdzie:  $E'_w$  — różnica pomiędzy energią wymiany (w przybliżeniu Hartree-Focka  $E_w = -\frac{0,916}{r_s}$ ) a energią gazu elektronowego już uwzględnioną w  $E_\mu$ , tak aby  $E_\mu + E'_w = E_{ie} + E_w + E_t$  (patrz (1.2.8)).  
 $E_{kor}$  — energia korelacji

$$E_{kor} = -\frac{0,58}{r_s + 5,1}, \quad (1.2.6)$$

$E_{vib}$  — energia drgań zerowych w przybliżeniu Debye'a

$$E_{vib} = 0,024 \sqrt{\frac{d^2 E}{dr^2}}. \quad (1.2.7)$$

W późniejszych pracach przedstawiono energię jako sumę energii elektronów swobodnych, energii jednorodnego tła (elektrony w jednorodnym tle zachowują się jak elektrony swobodne) razem z energią jonów (czyli  $V_{ii}$  ze wzoru (1.1.2)), energii wymiany i energii korelacji gazu elektronowego oraz energii oddziaływania elektron-sieć w kolejnych przybliżeniach\*, i energii drgań zerowych, tzn.

$$E = E_K + E_t + E_w + E_{kor} + E_{ei} + E_{vib}. \quad (1.2.8)$$

Poszczególne składniki otrzymali różni autorzy bądź przez rachunek zaburzeń [15, 14], bądź metodą diagramową [8]. Energia  $E_k$  określona jest wzorem (1.2.1), energia wymiany [17]

$$E_w = -\frac{0,916}{r_s}. \quad (1.2.9)$$

Dla energii korelacji różni autorzy otrzymali różne zależności. Jedno z przybliżeń przedstawia wzór (1.2.6), późniejsze przybliżenie wg tych samych autorów wynosi:

$$E_{kor} = -\frac{0,88}{r_s + 7,8}, \quad (1.2.10)$$

a na przykład w przybliżeniu Pinessa i Nozera [17]

$$E_{kor} = 0,0311 \cdot \ln r_s - 0,115. \quad (1.2.11)$$

Większość autorów [14, 16, 18, 26] przyjmuje energię korelacji w postaci jak w równaniu (1.2.11), z nieco różnymi współczynnikami liczbowymi.

Energia  $E_t$  jest energią jonów (protonów) w polu jednorodnego ujemnego tła:

$$E_t = \frac{\alpha_M}{r_s}, \quad (1.2.12)$$

\* Człon ten zawiera również oddziaływanie wymienne między jonami za pośrednictwem elektronów, będące wynikiem polaryzacji gazu elektronowego.



gdzie  $\alpha_M$  — stała Madelunga (wynosi dla przybliżenia sferycznego  $-1,8$ , a dla różnych sieci dane można znaleźć w pracach [8] i [12]).

Energia  $E_{ei}$  oddziaływania elektron-sieć została wyznaczona w różny sposób przez różnych autorów. Brovman i Kagan [8], [25] przedstawili ją w postaci szeregu (względem pseudopotencjału oddziaływania elektron jon)

$$E_{ei} = E_{ei}^{(1)} + E_{ei}^{(2)} + E_{ei}^{(3)} + \dots \quad (1.2.13)$$

$E_{ei}^{(1)}$  — energia oddziaływania elektronów z elektronami rdzenia, dla wodoru  $E_{ei}^{(1)} = 0$ . Pozostałe składniki są energią polaryzacji elektronów przez protony i energią oddziaływania z zaekranowanym protonem. Energia  $E_{ei}$  zależy od typu sieci, ale dla ustalonej struktury sieci  $E_{ei}^{(2)}$  nie zależy od  $r_s$ , a  $E_{ei}^{(3)}$  jest wprost proporcjonalna do  $r_s$ . Ostatecznie, w przybliżeniu można napisać [26]:

$$E_{ei} = E_{ei}^{(2)} + E_{ei}^{(3)} = -0,09085 + 0,0021r_s. \quad (1.2.14)$$

Carr wyznaczył tę energię rachunkiem zaburzeń (do drugiego rzędu) w postaci:

$$E_{ei} = -0,0905 - 0,018 \cdot r_s. \quad (1.2.15)$$

Ostatni składnik w równaniu (1.2.5) — energia drgań zerowych, wyznaczona jest zazwyczaj w przybliżeniu Debye'a. Prędkość fali akustycznej można wyznaczyć rozważając dynamikę sieci krystalicznej [8, 12]. Można jednak posłużyć się uproszczoną zależnością:

$$C_t \cong V \sqrt{-\frac{d^2 E'}{M dV^2}}, \quad (1.2.16)$$

gdzie  $E' = E - E_{vib}$  (wszystkie czony energii bez energii drgań sieci), oraz  $V$  — objętość na atom ( $V = \frac{4}{3}\pi r_s^3$ ). Trubitsyn [16] otrzymał:

$$E_{vib} = 0,078 \cdot r_s^{-3/2}. \quad (1.2.17)$$

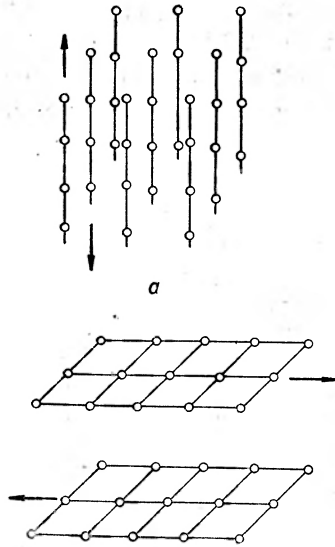
Dokładne obliczenia numeryczne dla różnego typu sieci przedstawili Brovman i Kagan [8, 22]. W obszarze wysokich ciśnień zależność ta jest tego typu, jak w równaniu (1.2.17), stała liczbowa zależy natomiast od typu sieci.

Na rys. 5 przedstawiono potencjały chemiczne obliczone przez różnych autorów. Różnice nie są duże: trzy pierwsze składniki są największe i przez wszystkich przyjęte w tej samej postaci. Mają one jednak różny znak, wobec czego wpływ pozostałych składników jest nie do pominięcia. Można z grubsza przyjąć, że trzy pierwsze składniki ( $E_k + E_t + E_w$ ) decydują o kształcie krzywej  $E(V)$  (bądź  $\mu(v)$ ), a pozostałe mają wpływ na energię przy ciśnieniu zerowym. Energia ta wynosi:  $E_0 = -1,02$  Ry Trubitsyn [16],  $-0,96$  Ry Dynin [26],  $-1,055$  Ry Carr [15],  $-1,06$  Ry Neece, Rogers i Hoover [18],  $-1$  Ry Bellemans i de Leener [14],  $-1,05$  Ry Brovman i Kagan [22].

Energję wiązania otrzymamy odejmując od energii stanu podstawowego atomu wodoru ( $-1$  Ry) energję  $E_0$ . Wartość mniejsza od zera oznacza, że stan metaliczny jest niestabilny.

## 2. Sieć krystaliczna wodoru metalicznego

Pierwszą pracą, w której uwzględniono strukturę sieci krystalicznej, jest praca T. Schneidera [12]. W pracy tej wszystkie obliczenia wykonano dla sieci heksagonalnej przestrzennie centrowanej (o gęstym upakowaniu). Autor przyjął tego typu sieć bez specjalnego uzasadnienia. Wybór sieci nie jest oczywisty i trzeba znaleźć absolutne minimum energii ze względu na wszystkie możliwe typy sieci krystalicznej. Analizę taką przeprowadzili Brovman, Kagan i Holas [8].



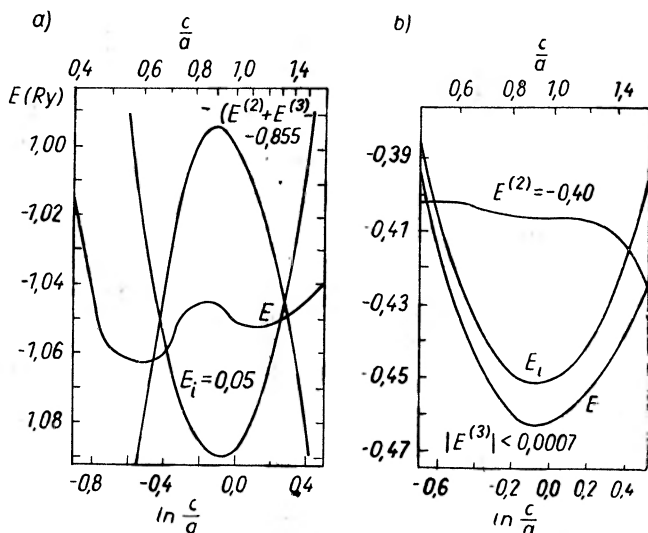
Rys. 1a. Sieć (metalicznego wodoru) o stosunku osiowym  $c/a < 1$  — rodzina nici; b. sieć o stosunku osiowym  $c/a > 1$  — rodzina płaszczyzn

Okazało się, że istnieje kilka struktur, które niewiele różnią się energią (rzędu  $10 \text{ K} = 5 \times 10^{-5} \text{ Ry}$ ), tak że możliwe jest ciągłe przechodzenie od jednej do drugiej struktury pod wpływem drgań zerowych sieci. Najbardziej korzystne energetycznie są struktury anizodesmiczne\*, tj. takie, dla których stosunek odległości płaszczyzn sieci  $c$  do odległości atomów w płaszczyźnie  $a$  nie jest równy jedności. Konsekwencją tego jest pojawienie się „miękkich” modułów sprężystości. Oznacza to, że płaszczyzny krystalograficzne, których odległość jest względnie większa, mogą łatwo (np. pod wpływem drgań sieci) przesuwać się względem siebie, tak jak ma to miejsce w ciekłych kryształach lub w graficie. Możliwe są dwa rodzaje struktur: jedna w postaci nici mogących poruszać się wzdłuż, względem siebie (przypadek  $c/a < 1$ ), druga w postaci płaszczyzn łatwo ślizgających się względem siebie ( $c/a > 1$ ), rys. 1. Energia całkowita kryształu posiada dwa minima (w funkcji  $c/a$ ), przy czym przy ciśnieniu  $p = 0$  minimum

\* Terminologia wg J. Chojnacki: *Elementy krystalografii...*

dla  $c/a < 1$  jest głębsze. Wzrost ciśnienia powoduje, że minimum dla  $c/a > 1$  staje się znacznie głębsze. Oznacza to, że przy wyższych ciśnieniach bardziej uprzywilejowana jest struktura o jednowymiarowym uporządkowaniu (płaszczyzny krystalograficzne mogą względem siebie swobodnie się poruszać, zachowując stałą odległość), a jak wiadomo [23] w temperaturach zerowych długo-fononowe fluktuacje powodują w takich strukturach zlikwidowanie periodyczności i przejście do cieczy. Możliwa jest więc hipoteza [22], że przejście z fazy molekularnej do metalicznej będzie przejściem do fazy ciekłej.

Aby znaleźć optymalną strukturę, rozpatrzmy zależność poszczególnych energii we wzorze (1.2.8) i (1.2.13) od typu struktury w przypadku wodoru metalicznego i metali alkalicznych. Energia  $E_k + E_w + E_{kor}$  nie zależy od typu struktury (przybliżenie bezstrukturalne).  $E_i$  — energia jonów ma podobny charakter dla metali alkalicznych i wodoru, i minimum jej odpowiada możliwie



Rys. 2. Energia prostej heksagonalnej sieci wodoru metalicznego ( $V = 20,8$  j at (a)) i sodu ( $V = 245$  j at (b)) w funkcji  $c/a$

„równomiernemu” rozłożeniu ładunku w przestrzeni (maksimum stałej Madelunga jest dla struktur o symetrii kulistej). Człon  $E_{ei}^{(1)}$  (który nie występuje w przypadku wodoru) związany jest z oddziaływaniem elektronów z elektronami jonu: jest to oddziaływanie podobne do sił działających na dipol indukowany, słabo więc będzie zależęć od kierunku. Zasadnicza różnica pojawia się w przypadku dalszych członów. Składniki  $E_{ei}^{(2)}$  i  $E_{ei}^{(3)}$  dla metali alkalicznych są małe ze względu na ekranowanie elektronów rdzenia. Powoduje to, że są to siły krótkiego zasięgu i słabo zależą od przestrzennego rozłożenia atomów. Ponieważ jon wodoru jest protonem, siły te są znacznie większe i mają maksimum energii dla struktur homodesmicznych (czyli energia jest mniejsza dla struktur anizodesmicznych, co jest zrozumiałe, jeżeli przyjąć, że siły te mają charakter

sił wymiany). Sieć wodoru metalicznego tworzy się więc pod wpływem działania „konkurujących sił” o odwrotnych charakterach.

Rys. 2 przedstawia zależność energii od stosunku stałych sieci przy stałej objętości dla sieci heksagonalnej (dla innych sieci jest podobnie). Jak widać, głębsze minimum odpowiada  $c/a < 1$ , czyli sytuacji, w której płaszczyzny położone są blisko siebie (rodzina nici). Odległości między atomami w płaszczyźnie podstawy są znacznie większe, należy się więc spodziewać, że zmiany ustawienia atomów w podstawie (czyli przejście np. od sieci heksagonalnej płasko-centrowanej do tetragonalnej) nie powinny zbyt dużo zmieniać energii całkowitej. Potwierdzają to w pełni dokładne obliczenia [8].

Pozostaje przeanalizowanie wpływu ciśnienia na  $E_t$  i  $E_{ei}^{(2)} + E_{ei}^{(3)}$  [22]. Wraz z maleniem objętości rośnie człon  $E_t$  energii jonów, minimum dla  $c/a > 1$  staje się głębsze i bardziej uprzywilejowana staje się struktura złożona z płaszczyzn (o względnie dużych odległościach).

### 3. Właściwości wodoru metalicznego

Przystępując do wyznaczenia struktury pasmowej bądź widma fononów, trzeba założyć typ sieci krystalicznej. Najciekawsze wydaje się założenie struktury anizodesmicznej otrzymanej przez Brovmana i innych [8], [22], ale jest to w dalszym ciągu hipoteza (patrz część 2). T. Schneider [12] wyliczył podstawowe własności metalicznego wodoru przy założeniu struktury heksagonalnej o gęstym upakowaniu. Tym niemniej istnieje szereg własności, które powinny występować niezależnie od typu struktury.

#### 3.1. Metastabilność

Już z najprostszego założenia wynika, że powinien istnieć wodór metaliczny przy ciśnieniu  $p = 0$  (metastabilny — ponieważ energia stanu metalicznego jest większa od energii stanu molekularnego). Napiszmy energię całkowitą w postaci (wzór (1.2.8) przy założeniu  $E_{et} \approx 0$ ):

$$E \cong \frac{2,21}{r_s^2} - \frac{0,916}{r_s} + \frac{\alpha_M}{r_s}. \quad (3.1)$$

Warunek  $p = 0$  prowadzi do:

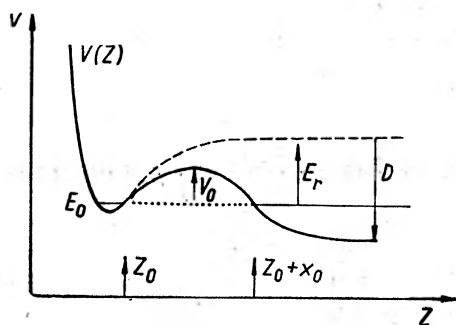
$$p = -\frac{\partial E}{\partial \Omega} = \frac{1}{4\pi a_0^3 \cdot r_s^2} \frac{\partial E}{\partial r_s} = \frac{1}{4\pi a_0^3 \cdot r_s^3} \left[ -\frac{4,42}{r_s^2} + \frac{0,916}{r_s} - \frac{\alpha_M}{r_s^2} \right] = 0, \quad (3.2)$$

z czego otrzymamy:

$$r_s^{(0)} = \frac{4,42}{0,916 - \alpha_M}.$$

Stała Madelunga w przybliżeniu sferycznym wynosi  $\alpha_M = -1,8$  i słabo zależy od typu sieci. Mamy  $r_s^{(0)} = 1,63$  (ok.  $0,83 \text{ \AA}$ ), odpowiada to gęstości  $0,5 \text{ g/cm}^3$ . Pozostałe składniki energii (1.2.8)  $E_{ei}^{(2)}$  i  $E_{ei}^{(3)}$  będą miały niewielki wpływ na objętość komórki elementarnej metastabilnego stanu metalicznego.

O stabilności takiej struktury decydować będą drgania zerowe sieci krystalicznej. Brovman i Kagan [8] wyliczyli amplitudy drgań zerowych wzdłuż osi  $z$  (oś  $z$  skierowana jest wzdłuż nici) i doszli do wniosku, że struktura pozostaje stabilna. Ponieważ gęstości stanu metalicznego i molekularnego różnią się znacznie (ok. 10 razy), a energia przy tej samej gęstości wodoru metalicznego jest niższa niż wodoru molekularnego, należy się więc spodziewać, że gwałtowne przejście ze stanu metalicznego do molekularnego jest mało prawdopodobne [25].



Rys. 3. Energia potencjalna w funkcji odległości od powierzchni wodoru

Natomiast o trwałości stanu metalicznego decydować będzie szybkość parowania. Aby wyliczyć szybkość parowania, należy oszacować wielkość bariery potencjału pomiędzy fazą metaliczną a molekularną. Energia stanu metalicznego (zero energii jest dla swobodnych atomów wodoru) wynosi na atom  $E + I = -0,06 \text{ Ry} \cong -0,8 \text{ eV}$  ( $I = 1 \text{ Ry}$  energia jonizacji stanu wodoru) [8, 18]. Energia potrzebna do oderwania jednego atomu sieci wynosić będzie prawie dwa razy więcej (ponieważ zostaje luka po atomie). Salpeter [25] przyjmuje, że energia potrzebna na opuszczenie jednej pary atomów wynosi około  $E_r \cong 3 \text{ eV}$ . Tak więc energię w funkcji odległości od powierzchni można przedstawić jak na rys. 3 ( $D = 4,48 \text{ eV}$  — energia dysocjacji cząsteczki  $\text{H}_2$ ). Linia ciągła przedstawia przebieg energii od stanu metalicznego ( $Z_0$  — powierzchnia) do molekularnego. Linia przerywana przedstawia energię swobodnych atomów. O szybkości parowania decydować będzie wysokość potencjału  $V_0$  i jego grubość  $x_0$ . Wykorzystując przybliżenie harmoniczne i zakładając temperaturę Debye'a  $\sim 2000 \text{ K}$ , Salpeter otrzymał  $V_0 \sim 1,2 \text{ eV}$  i  $x_0 \sim 0,7 \text{ \AA}$ . W przybliżeniu WKB [25] otrzymał czas przebywania pary atomów wodoru na powierzchni metalu  $t_s \sim 4,4 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ , co dla próbki o wielkości makroskopowej daje czas życia rzędu 100 s. Obliczenia te są przybliżone i bardzo czułe na przyjęte parametry energii i temperatury Debye'a. Czas życia  $t_s$  jest odwrotnie proporcjonalny do temperatury Debye'a i zależy wykładniczo od wysokości i szerokości bariery

potencjału. Energia drgań zerowych metalicznego wodoru wg Brovmana i Kagana [8] dla struktur sieciowych wynosi:

$$E_{\text{vib}} = 0,0168 \text{ Ry} = 0,228 \text{ eV} (\Theta_D \text{ 2360 K}) \text{ dla rodziny heksagonalnej}$$

$$E_{\text{vib}} = 0,0291 \text{ Ry} = 0,393 \text{ eV} (\Theta_d \text{ 4100 K}) \text{ dla rodziny tetragonalnej.}$$

Temperatury Debye'a są więc wyższe. Duże różnice są także w wyznaczonej energii wiązania stanu metalicznego. Wynoszą one znacznie mniej niż 0,8 eV, np. wg Brovmana i Kagana po uwzględnieniu drgań zerowych otrzymano 0,68 eV [22], a Trubitsyn [16] otrzymał tylko 0,27 eV (bez uwzględnienia struktury sieci).

### 3.2. Nadprzewodnictwo

Nadprzewodnictwo występuje w metalach, w których jest silne oddziaływanie elektronów z siecią (czyli z fononami). W przypadku wodoru należy spodziewać się silnego oddziaływania protonów z elektronami, ponieważ masa protonu jest mała (wiadomo, że nadprzewodniki o małej masie jonów mają wyższą temperaturę krytyczną), a także brak jest elektronów ekranujących jądro od reszty elektronów. Na ten fakt pierwszy zwrócił uwagę Ashcroft [28]. Schneider [12, 29] wyliczył temperaturę krytyczną dla różnych ciśnień.

$p$	0	2,6 Mbar	117 Mbar
$r_s$	0,856 Å	0,683 Å	0,4 Å
$T_c$	167 K	200 K	67 K

Tak wysoka temperatura krytyczna pozwala na wielkie zastosowanie tego typu materiału. Jest to również istotny fakt dla badań pola magnetycznego Saturna i Jowisza.

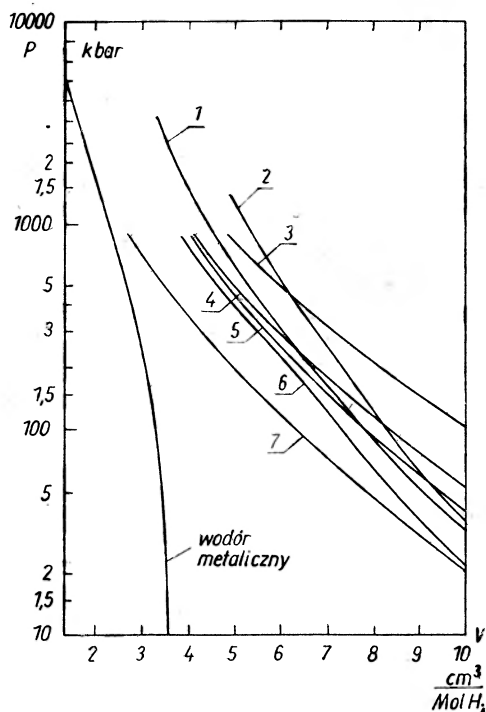
## 4. Równanie stanu wodoru molekularnego, ciśnienie przejścia fazowego

Wodór metaliczny otrzymać można z wodoru molekularnego w warunkach wysokiego ciśnienia. Aby ciśnienie przejścia określić teoretycznie, należy wyznaczyć równanie stanu wodoru molekularnego.

Teoria wodoru molekularnego jest oddzielnym, bardzo rozbudowanym zagadnieniem i poświęcono mu wiele prac. Omówione zostanie więc tylko to, co jest niezbędne do określenia równania stanu, czyli energii w funkcji objętości.

Pierwszym założeniem przyjmowanym powszechnie jest to, że wodór można potraktować jako zbiór cząstek  $\text{H}_2$ , które oddziałują ze sobą siłami typu Van der Waalsa (rys. 4). Z podobną sytuacją spotykamy się przy teorii kryształów molekularnych gazów szlachetnych (He, Ar, Ne), ale sprawę komplikuje to, że w przypadku wodoru oddziałują cząsteczki  $\text{H}_2$ , a nie atomy. Wielu autorów (np. [18, 19]) wykonało obliczenia tak, jakby atomy wodoru nie należały do jednej cząsteczki oddziaływały podobnie do atomów w kryształach helu.

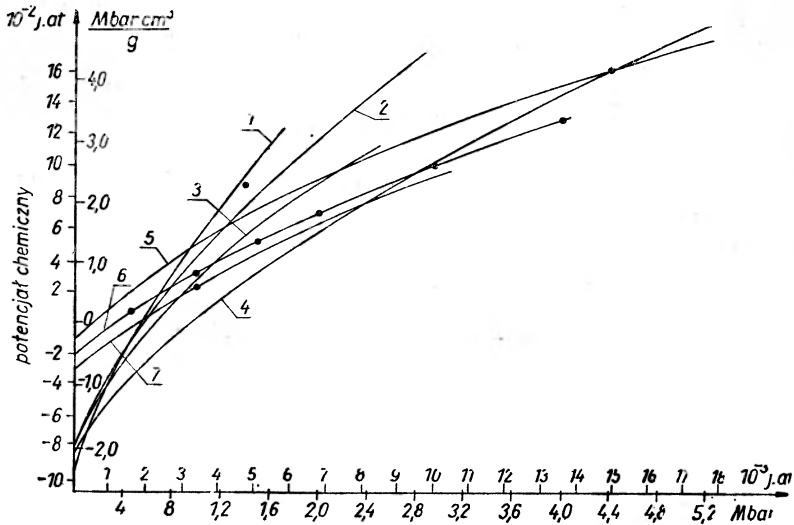
Okazuje się przy tym, że dużą rolę odgrywają drgania zerowe. Nie jest to wielkim zaskoczeniem, ponieważ, jak wiadomo, kryształ helu nie istnieje przy ciśnieniu  $p = 0$  (i  $T = 0$ ), jako że drgania zerowe tak lekkich atomów powodują rozerwanie sił wiązania. Hel tworzy tzw. kryształ kwantowy, tzn. że klasyczne potraktowanie drgań jonów jest już za dużym przybliżeniem. Miarą kwantowości jest parametr będący stosunkiem długości fali de Broglie'a do wymiarów molekuly. Dla  $\text{He}^4$   $\lambda = 2,68$ , dla  $\text{He}^3$   $\lambda = 3,08$ , a dla wodoru  $\lambda = 1,73$ . Ukazała



Rys. 4. Równanie stanu wodoru metalicznego i molekularnego (krzywe 1-7): 1 — [34], 2 — [32], 3 — [19], 4 — [18], 5 — [18] — bez energii drgań zerowych, 6 — [13], 7 — [16]

się cała seria artykułów poświęconych równaniu stanu wodoru molekularnego z uwzględnieniem efektów kwantowych [31, 32, 30]. W pracach tych przedyskutowano różnego typu potencjały międzycząsteczkowe, jako że w zasadzie nie wiadomo jakiego typu potencjałem należy się posłużyć (przegląd wszystkich potencjałów jest w pracy [30]). Ciekawe jest porównanie wyników obliczeń wielu autorów (rys. 4). Różnice są na tyle duże, że precyzyjne wyznaczenie ciśnienia, przy którym otrzymamy metaliczny wodór, jest problematyczne. Wydaje się, że błąd popełniony przy określaniu równania stanu wodoru molekularnego jest znacznie większy niż dla metalicznego [47].

Stewart [33] wyznaczył doświadczalnie równanie stanu dla ciśnień do 20 kbar (rys. 4 nie obejmuje tego zakresu). Z wynikami tymi zgadzają się równania de Marcusa [3] i Trubitsyna [16], a wyniki Ostgaard [30] i Pollocka [32] dają



Rys. 5. Potencjał chemiczny w funkcji ciśnienia wodoru metalicznego i wodoru molekularnego: 1-4 — wódor molekularny, 1 — [32] potencjał Lennarda-Jonesa, 2 — [32] potencjał Buckingham, pokrywa się z pracą [18] z uwzględnieniem tylko potencjału odpychającego, 3 — [18], 4 — [16], 5-7 — wódor metaliczny, 5 — [16], 6 — [22], 7 — [18]

nieco za duże ciśnienie. Rys. 5 przedstawia zależności potencjałów chemicznych  $\mu = E + pv$  od ciśnienia (przy  $\mu_{\text{met}} = \mu_{\text{mol}}$  zastępuje przejście fazowe). Krzywa de Marcusa pokrywa się dla fazy molekularnej z krzywą Neeca [18]. Ponieważ krzywe przecinają się pod ostrym kątem, niewielka różnica w przebiegu krzywych powoduje dużą różnicę w punkcie przecięcia. Najwyższe otrzymane tak ciśnienie wynosi 4,6 Mbar, a najniższe 0,5 Mbar.

## 5. Dane doświadczalne

Sprężanie gazowego wodoru do wysokiego ciśnienia jest znacznie utrudnione przez dwa czynniki. Pierwszy z nich to duża ściśliwość i przenikliwość wodoru — przez co powstają trudności w uzyskiwaniu znacznych objętości końcowych oraz w budowie efektywnych systemów uszczelnień wodoru, zwłaszcza ruchomych. Drugi czynnik, to tzw. kruchość wodorowa stali, w szczególności stali o wysokich parametrach wytrzymałościowych, powodująca znaczne obniżenie cech plastyczności tych stali. Niemożliwością jest więc sprężanie wodoru w aparaturze wysokociśnieniowej, w której wódor ma bezpośredni kontakt ze stałą wykazującą silny wpływ kruchości wodorowej. Z tych powodów do roku 1970 wódor w stanie gazowym przy ciśnieniach hydrostatycznych znacznie powyżej 1000 at nie był badany.

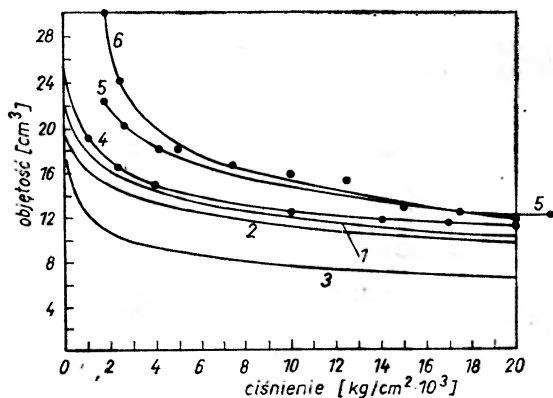
P. W. Bridgman w swoich pracach doświadczalnych pierwszy napotkał opisane wyżej trudności, opisując je dość dramatycznie w jednej ze swoich publikacji. W końcowych eksperymentach Bridgman uzyskiwał w miedzianych



kapsułach ciśnienia gazowego wodoru do 12000 at [35]. Dane jego określające ściśliwość wodoru w temperaturze 26°C pokazane są na rys. 6.

R. Wiśniewski [36] opracował technikę sprężania gazowego wodoru w aparaturze wysokociśnieniowej, składającej się z podwójnego układu tłok-cylinder.

Pierwszy układ wykonany z materiałów o średnich właściwościach mechanicznych, niewrażliwych na działanie wodoru, zawierał w sobie wodór i umieszczony był w drugim układzie, wykonanym ze stali o najwyższych parametrach wytrzymałościowych. W tej aparaturze wykonano szereg badań fizycznych i fizykochemicznych [37, 38] przy ciśnieniach dochodzących do 30 000 a



Rys. 6. Zależności objętości molowej od ciśnienia: 1 — wodor, 2 — deuter, 3 — hel, w temperaturze 4 K; 4 i 5 — krzywe teoretyczne wg prac [30], [32] — krzywa 4 (dane pokrywają się), oraz [18] — krzywa 5; 6 — wodor gazowy w temperaturze 238 K — dane eksperymentalne wg [35] do 12,5 tys. atm, dalszy ciąg zależności otrzymano przez ekstrapolację

w temperaturach pokojowych i podwyższonych. W niskich temperaturach do budowy aparatów wysokociśnieniowych można użyć stali niskowęglowych (austenicznych), które w tych warunkach wykazują znaczną wytrzymałość mechaniczną, a są jednocześnie mało wrażliwe na obniżające plastyczność działanie wodoru.

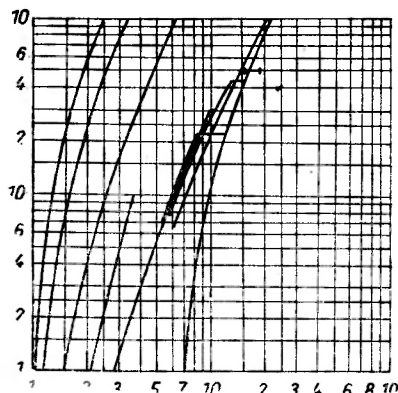
Rys. 6 podaje wyniki badań J. W. Stewarta [33] nad ściśliwością stałego wodoru i deuteru w temperaturze 4 K, w postaci zależności objętości molowej od ciśnienia  $V_m(p)$ . Na rysunku tym podana jest również zależność  $V_m(p)$  dla helu, który w tych warunkach jest najbardziej ściśliwym ciałem stałym (silne drgania zerowe).

Sprężanie wodoru do ciśnień przewidywanej przemiany fazowej (wodór molekularny — wodor metaliczny) odbywa się w chwili obecnej — pomijając eksperyment Wierieszczagina i współpracowników, o którym będzie mowa później — na drodze sprężania dynamicznego (fala uderzeniowa).

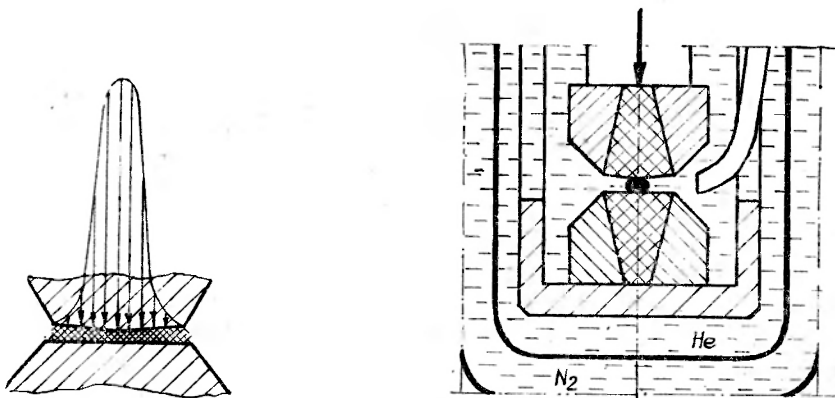
Istnieją w zasadzie dwa różne sposoby sprężania izentropowego ciał stałych i gazowych [39]. W obu przypadkach źródłem energii są generatory fal uderzeniowych w postaci odpowiednio ukształtowanych materiałów wybuchowych.

W pierwszym przypadku badany materiał styka się bezpośrednio z materiałem wybuchowym i wytwarzana w nim fala uderzeniowa przechodzi na badane środowisko.

W drugim przypadku przy pomocy materiału wybuchowego rozpędza się do dużej prędkości ( $\sim 20$  km/s) tarczę, która spręża przed sobą zamknięty gaz lub uderza bezpośrednio w swobodną powierzchnię badanego środowiska, generując w nim falę uderzeniową.



Rys. 7. Ciężnienie w funkcji gęstości względnej ( $\rho/\rho_0$ ) dla różnych materiałów wg [6]. Dane dla wodoru pochodzą z obliczeń teoretycznych, pozostałe wyniki doświadczalne otrzymano metodą dynamiczną. Poziome kreski przy wykresie dla wodoru molekularnego i metalicznego przedstawiają błędy obliczeń teoretycznych. Kolejne krzywe (od lewej) dotyczą: szafiru, Al, plexi, wodoru molekularnego i wodoru metalicznego

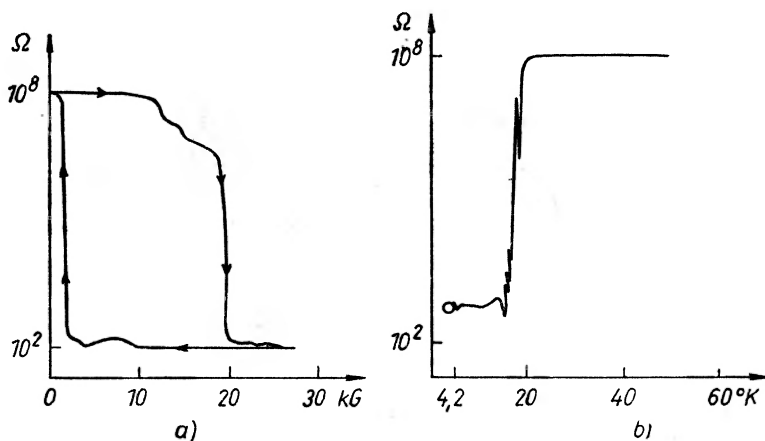


Rys. 8. Schemat aparatury Vereshchagina [40], w której uzyskano przejście do stanu przewodzącego wodoru. Na szczegóły pokazano rozkład naprężeń osiowych

Rys. 7 przedstawia dane doświadczalne adiabaty Hugonota dla wodoru i paru innych ośrodków gazowych [6].

Na początku 1975 roku ukazała się praca Wierieszczagina, Jakowlewa i Timofiejewa [40] zatytułowana *Możliwość przejścia wodoru w stan metaliczny*.

Na V Międzynarodowej Konferencji Fizyki i Techniki Wysokich Ciśnień w maju tego samego roku, prace te były ponownie przedstawione w postaci referatu Jakowlewa i Wierieszczagina. Do badań z wodorem autorzy użyli wcześniej opracowanej aparatury wysokociśnieniowej — zmodyfikowanego kowadła Bridgmana — dającego możliwości uzyskiwania ciśnień quasihydrostatycznych do 3 Mbar [41]. Na aparaturze tej, schematycznie pokazanej na rys. 8, uzyskano przejścia fazowe typu dielektryk–metal w diamencie [42], w  $\text{SiO}_2$  [43],  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [44] i w innych materiałach. Referowane wyniki dotyczyły znacznych zmian oporu elektrycznego, osadzonego na kowadłach stałego wodoru  $\pm 2$  K) o grubości  $\sim 10$  Å.



Rys. 9. Zależność oporu elektrycznego między kowadłami (opór warstwy wodoru) w zależności od siły nacisku na kowadła (a), oraz temperatury (b), przy ustalonym nacisku na kowadła

Jest ciekawe, że powyżej pewnej grubości warstwy wodoru autorzy nie stwierdzili żadnych istotnych zmian w wysokim oporze elektrycznym próbki wodorowej. Dowodziło to jednak faktu pozostawania między kowadłami wodoru, co stanowiło podstawę do dalszych eksperymentów. Podczas ściskania w kowadłach odpowiednio cienkiej warstwy wodoru, obserwuje się znaczny spadek oporu, o sześć rzędów wielkości przy ciśnieniu ocenianym przez autorów na około 1 Mbar (rys. 9). Jako dowód, że obserwowany skok oporu jest związany z przejściem fazowym w wodrze, użyto następującego doświadczenia. Po ponownym przejściu w hipotetyczny stan metaliczny, siłą naciskającą na kowadło zmniejszono do wielkości gwarantującej utrzymanie się nowej fazy, z obserwacją powstawania fazy molekularnej. Zwiększenie temperatury doprowadziło do przejścia w stan molekularny całej próbki w temperaturze około 20 K. Wyniki wykazały, że jeżeli uzyskano stan metaliczny wodoru, to, po pierwsze nie jest to stan metastabilny, a także nie jest stanem nadprzewodnictwa o temperaturze krytycznej wyższej od 4,2 K. Najbardziej niepokoi jednak fakt nie występowania przejścia w stan metaliczny przy grubszych warstwach wodoru.

Z krótkiego przeglądu wynika, że rozwiązanie doświadczalne problemu wymaga nowych technik sprężania gazowego i stałego wodoru. Takie techniki powstały, są to: sprężanie magnetyczne [45] i technika laserowa [46].

#### Literatura

- [1] E. P. Wigner, F. Seitz, *Phys. Rev.* **43**, 804 (1933); **46**, 509 (1934).
- [2] E. P. Wigner, H. B. Huntington, *J. Chem. Phys.* **3**, 764 (1935).
- [3] W. C. De Marcus, *Astron. J.* **63**, 2 (1958).
- [4] W. B. Hubbard, R. Smoluchowski, *Space Sci. Rev.* **14**, 599 (1973).
- [5] R. Smoluchowski, *Kosmochimija łuny i planet*, konferencja radziecko-amerykańska, Nauka 1975.
- [6] R. S. Hawke, *Festkorperprobleme XIV*, 1974, str. 111-118.
- [7] M. Ross, *J. Chem. Phys.* **60**, 3634 (1974).
- [8] E. G. Brovman, Yu. Kagan, A. Holas, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **61**, 2428 (1971).
- [9] J. M. Ziman, *Electrons and Phonons*, Chapter V, Oxford Press, 1960.
- [10] M. Born, *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen*, Nr 6 (1951); G. V. Chester, *Adv. Phys.* **10**, 375 (1961).
- [11] J. M. Ziman, *Principles of the Theory of Solids*, Chapter VI, Univ. Press 1972.
- [12] T. Schneider, *Helv. Phys. Acta* **42**, 957 (1969).
- [13] R. J. Kroning, J. K. De Boer, *Physica* **12**, 245 (1946).
- [14] A. Bellemans, M. De Leener, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 603 (1961).
- [15] W. J. Carr, *Phys. Rev.* **128**, 120 (1962).
- [16] V. P. Trubitsyn, *Fiz. Tver. Tela* **8**, 862 (1966).
- [17] S. Raimes, *Many Electron Theory*, Chapter 9, North-Holland 1972.
- [18] G. A. Neece, E. J. Rogers, W. G. Hoover, *J. Comp. Phys.* **7**, 621 (1971).
- [19] A. A. Abrikosow, *Astron. Zh.* **31**, 112 (1954).
- [20] E. E. Salpeter, H. S. Zapolsky, *Phys. Rev.* **158**, 876 (1967).
- [21] L. Landau, E. Lifszyc, *Fizyka statystyczna*, PWN 1962.
- [22] E. G. Brovman, Yu Kagan, A. Holas, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **62**, 1492 (1972).
- [23] E. G. Brovman, Yu Kagan, *Zh. Exp. Teor. Fiz.* **52**, 557 (1967).
- [24] E. G. Brovman, Yu Kagan, w *Dynamical Properties of Solids*, Vol I, Amsterdam, North-Holland Publ. Comp. 1974.
- [25] E. E. Salpeter, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 560 (1972).
- [26] E. A. Dynin, *Fiz. Tver. Tela* **8**, 2488 (1971).
- [27] H. M. Van Horn, E. E. Salpeter, *Phys. Rev.* **157**, 751 (1967).
- [28] N. W. Ashcroft, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1748 (1968).
- [29] T. Schneider, E. Stoll, *Physica* **55**, 702 (1971).
- [30] a) E. Ostgaard, *Physica* **252**, 95 (1972); b) E. Ostgaard, *J. Low Tem. Phys.* **8**, 479 (1972).
- [31] J. A. Krumhansl, S. Y. Wu, *Phys. Rev.* **B5**, 4155 (1972); T. A. Bruce, *Phys. Rev.* **B5**, 4170 (1972).
- [32] E. L. Pollock, T. A. Bruce, G. V. Chester, J. A. Krumhansl, *Phys. Rev.* **B5**, 4180 (1972).
- [33] J. W. Steward, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 146 (1956).
- [34] E. Ostgaard, *Phys. Lett.* **45A**, 371 (1973).
- [35] P. W. Bridgman, *Proc. Amer. Acad. Arts. Sci.* **59**, 173 (1924).
- [36] R. Wiśniewski, *Rev. Sci. Instrum.* **41**, 464 (1970).
- [37] R. Wiśniewski, *Phys. Status Solidi*, a K31 (1971).
- [38] B. Baranowski, F. A. Lewis, S. Majchrzak, R. Wiśniewski, *Chem. Soc. Faraday Trans.* **1**, **68**, 653 (1972).

- [39] *Modern Very High Pressure Techniques*, red. R. H. Wentorf, tłum. ros. Mir, Moskwa 1964.
- [40] L. F. Vereshchagin, E. N. Yakovlev, Timofeyev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **21**, 190 (1975).
- [41] L. F. Vereshchagin, E. N. Yakovlev, G. N. Stepanov, B. V. Vinogradov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma* **16**, 382 (1975).
- [42] L. F. Vereshchagin, E. N. Yakovlev, B. V. Vinogradov, V. P. Sakun, G. N. Stepanov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma* **17**, 422 (1973).
- [43] L. F. Vereshchagin, E. N. Yakovlev, B. V. Vinogradov, V. P. Sakun, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 472 (1974).
- [44] L. F. Vereshchagin, E. N. Yakovlev, B. V. Vinogradov, V. P. Sakun, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 540 (1974).
- [45] C. M. Fowler, *Science* **180**, 261 (1973).
- [46] C. M. G. Van Kessel, R. Sigel, *Bul. Amer. Phys. Soc. II.* **18**, 1316 (1973).
- [47] M. Ross, A. K. McMahan, *Phys. Rev.* **B13**, 5154 (1976).

L. M. Blinov

Naukowo-badawczy Instytut  
Półprzewodników Organicznych i Barwników  
Moskwa

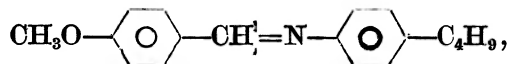
## Zjawiska elektrooptyczne w ciekłych kryształach \*

### Electrooptical Effects in Liquid Crystals

**Abstract:** The electrooptical properties of nematic, cholesteric, and smectic liquid crystals are presented. The experimental results and their theoretical explanations are given for such electrooptical effects as: Williams domains, dynamic scattering, „guest-host” effect for nematics, chevrons, electromechanical effect, piezoeffect and so on. The possibilities of applications of some electrooptical effects are discussed at the end of the paper.

#### 1. Wprowadzenie. Ogólne wiadomości o ciekłych kryształach

Ciekłe kryształy są to ciecze, w których występuje pewne orientacyjne uporządkowanie molekuł, co pociąga za sobą anizotropię własności mechanicznych, elektrycznych, magnetycznych i optycznych. Stan ciekłokrystaliczny pojawia się w określonych warunkach w substancjach organicznych mających wyraźnie anizotropowe molekuły, tzn. wydłużone w pewnym kierunku lub też spłaszczone. Dobrym przykładem takiej substancji może być n-metoksybenzylideno-p'-n-butyl-anilina (w skrócie MBBA),

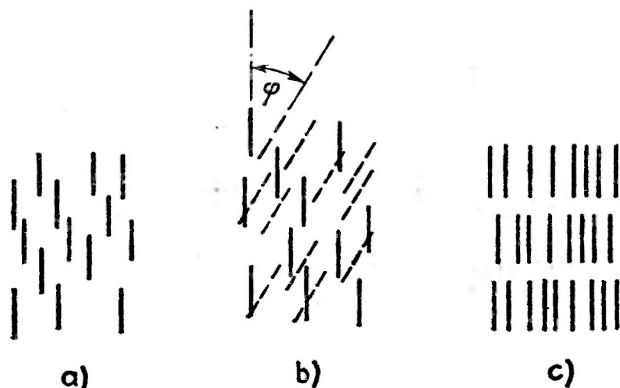


wykazująca w określonym przedziale temperatur (21—47°C) najprostszą fazę ciekłokrystaliczną — fazę nematiczną.

Ciekłe kryształy nematiczne (CKN) charakteryzują się dalekozasięgowym uporządkowaniem orientacyjnym i całkowitą swobodą przemieszczania się w przestrzeni środków ciężkości poszczególnych molekuł oraz ich rotacją wokół

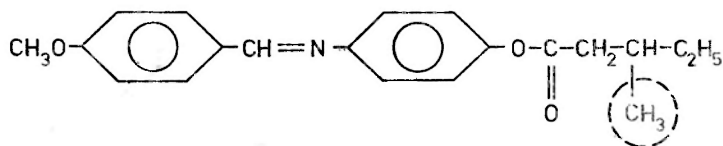
\* Artykuł, opublikowany w *Uspiechach Fizycznych Nauk* 114, 67 (1974), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy (Przyp. Red.).

długich (i niekiedy krótkich) osi (rys. 1a; kreseczkami oznaczono molekuly CKN). Modelem fazy nematycznej może być pudełko z ołówkami, którym się lekko potrząsa dla imitacji ruchów termicznych. Jeśli wstrząsy nie są zbyt silne, ołówki, przemieszczając się, pozostają względem siebie równoległe; przy silnym potrząsaniu w pudełku panuje zupełny nieporządek. Podobnie zachowują się termotropowe<sup>1</sup> ciekłe kryształy nematyczne (CKN): w niskich temperaturach są one zwyczajnymi krystalicznymi ciałami stałymi, przy podwyższeniu temperatury następuje przejście fazowe w stan nematyczny (punkt



Rys. 1. Struktury ciekłych kryształów: a) nematycznych, b) cholesterolowych i c) smektycznych

topnienia), który w dostatecznie wysokiej temperaturze przechodzi w stan cieczy izotropowej (punkt klarowności). Odmianą substancji nematycznych są ciekłe kryształy cholesterolowe (CKCh). Wykazują one także uporządkowanie orientacyjne i brak porządku translacyjnego. CKCh tworzą substancje posiadające aktywne optycznie molekuly (tj. skręcające płaszczyznę polaryzacji światła), których asymetria prowadzi do spiralnej struktury ciekłego kryształu. Na rys. 1b ciągłymi kreseczkami przedstawiono rozmieszczenie molekul w najbliższej — względem obserwatora — warstwie CKCh. W warstwie głębszej molekuly (naszkicowane kreseczkami przerywanymi) skręcone są o mały kąt  $\varphi$  względem molekul pierwszej warstwy. Dla następnych warstw kąt  $\varphi$  jest coraz większy i dlatego cała próbka tworzy spiralę o osi prostopadłej do długich osi molekul, a tym samym do płaszczyzny rysunku. Przykładami substancji tworzących CKCh mogą być etery cholesterolowe, albo optycznie aktywne izomery związków typu:



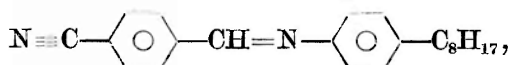
<sup>1</sup> Istnieją jeszcze ciekłe kryształy liotropowe, tworzące się w stężonych (z reguły wodnych) roztworach niektórych barwników, mydeł, preparatów biologicznych itd. Praktycznie nie badano ich elektrooptycznych własności [80] i dlatego dalej będzie mowa tylko o ciekłych kryształach termotropowych.

których optyczna aktywność wywołana jest asymetrycznym położeniem grupy  $\text{CH}_3$  w długim łańcuchu bocznym molekuly (temperaturowy zakres istnienia fazy cholesterolowej wymienionej substancji:  $35\text{--}76^\circ\text{C}$ ).

Drugą ważną klasą substancji ciekłokrystalicznych są ciekłe kryształy smektyczne (CKS), które — oprócz orientacyjnego — wykazują jeszcze jedno-wymiarowe translacyjne uporządkowanie (rys. 1c). CKS — z punktu widzenia ich struktury — są najbliższe krystalicznym ciałom stałym i dlatego też nie jest dziełem przypadku, iż w substancjach tworzących fazę nematyczną i smektyczną kolejność przemian fazowych przy obniżaniu temperatury jest następująca:

ciecz izotropowa  $\rightarrow$  CKN  $\rightarrow$  CKS  $\rightarrow$  krystaliczne ciało stałe.

Przykładem może tu być substancja:



posiadająca metastabilną fazę smektyczną w przedziale temperatur  $61\div 35^\circ\text{C}$ .

W tym miejscu nasuwa się pytanie — jakie substancje wykazują skłonności do tworzenia stanu ciekłokrystalicznego? Wielokrotnie usiłowano zbudować molekularno-statystyczną teorię ciekłych kryształów, tzn. próbowano wyjaśnić ich termodynamiczne własności w oparciu o charakterystyczne cechy struktury elektronowej molekuł. Obecnie przyjmuje się, że decydującą rolę w tworzeniu stanu ciekłokrystalicznego odgrywają dyspersyjne siły przyciągania między molekułami (siły van der Waalsa) i siły odpychania. Najważniejszym parametrem mikroskopowym, określającym zdolność danej substancji do tworzenia stanu ciekłokrystalicznego, jest anizotropia polaryzowalności elektronowej. W tym też sensie najbardziej odpowiednie są długie, pałeczkowate molekuly, zbudowane z ułożonych w szereg pierścieni benzenowych. Sprzyjającym czynnikiem jest także występowanie wzdłuż całego szkieletu drobin wielu — ułożonych na przemian — pojedynczych i podwójnych wiązań, zwiększających podłużną składową polaryzowalności molekularnej. Wydaje się, iż posiadanie przez drobinę trwałego momentu dipolowego nie jest skorelowane ze skłonnością danej substancji do tworzenia ciekłych kryształów, chociaż z drugiej strony, warunkuje ich elektryczne oraz elektrooptyczne własności. Niezwykle ważny okazuje się być kształt grup końcowych molekuly (czynnik steryczny). Na przykład, grupa butylowa,  $n\text{-C}_4\text{H}_9$ -, z reguły sprzyja otrzymywaniu ciekłych kryształów o najniższych temperaturach topnienia. Wydłużenie grupy końcowej prowadzi do obniżenia anizotropii polaryzowalności molekuly z powodu jej skręcania, natomiast krótsze grupy mocniej wiążą molekuly, podwyższając w ten sposób temperatury przejść fazowych. Bardziej szczegółowe informacje o strukturze oraz własnościach ciekłych kryształów można znaleźć w artykule [1] oraz książce [2] Czistjakowa. Chemiczne i fizykochemiczne aspekty ciekłych kryształów zostały omówione w [3, 4], a ich technologia wraz z zastosowaniami w przyrządach elektrooptycznych — w [5]. W monografii Ka-



pustina [6] opisane są dość dokładnie wyniki wcześniejszych prac z elektrooptyki ciekłych kryształów<sup>2</sup>. Zamiarem niniejszego artykułu jest przedstawienie pewnego aspektu fizycznych mechanizmów zjawisk elektrooptycznych, a na tej podstawie — wyników nowszych prac dotyczących tego zagadnienia.

## 2. Anizotropia elektrycznych i optycznych własności ciekłych kryształów

Stopień uporządkowania ciekłego kryształu określa się ilościowo — wprowadzonym przez Cwietkova [7] — parametrem orientacyjnego uporządkowania  $S$ ,

$$S = 1/2(3\overline{\cos^2\theta} - 1), \quad (1)$$

gdzie  $\theta$  jest kątem między długą osią wybranej drobiny ciekłego kryształu i wyróżnionym dla całego zespołu kierunkiem, zaś średniowanie przeprowadzono zarówno po zespole, jak i po czasie. Wyróżniony kierunek pokrywa się z osią optyczną ciekłego monokryształu i powinien on być zadany przez czynnik zewnętrzny (ścianki naczynka, pole lub prąd). Zgodnie z definicją stopnia uporządkowania,  $S = 1$  odpowiada krystalicznej fazie stałej o równoległym uporządkowaniu molekuł, a  $S = 0$  — cieczy izotropowej. W ciekłym kryształie spełniona jest relacja:  $0 < S < 1$  i  $S$  całkowicie określa anizotropię jego elektrycznych i optycznych własności. W szczególności, anizotropie podatności diamagnetycznej oraz polaryzowalności elektronowej ciekłego monokryształu dają się wyrazić przez anizotropie tych wielkości w krystalicznej fazie stałej (FK) danej substancji (np. p-azoksyanizolu):

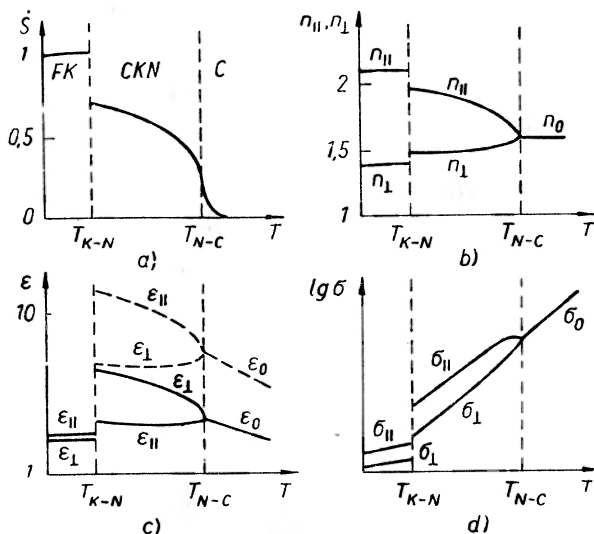
$$\begin{aligned} \Delta\chi_{\text{CKN}} &= \chi_{\parallel} - \chi_{\perp} = S \cdot \Delta\chi_{\text{FK}}, \\ \Delta\alpha_{\text{CKN}} &= \alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp} = S \cdot \Delta\alpha_{\text{FK}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Bardziej skomplikowane zależności występują w przypadku takich wielkości jak: a) anizotropia współczynnika załamania ( $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ ), związana z  $\Delta\alpha$  równaniem Lorenza-Lorentza, b) anizotropia całkowitej przenikalności elektrycznej zawierającej w sobie składową orientacyjną ( $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ ) oraz c) anizotropia przewodnictwa elektrycznego ( $\Delta\sigma = \sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}$ ). Zachowana jest jednakże ogólna prawidłowość monotonicznego zaniku tych wielkości ( $\Delta n, \Delta\varepsilon, \Delta\sigma \rightarrow 0$ ) przy  $S \rightarrow 0$ . Anizotropię wykazują także lepkość i sprężystość ciekłych kryształów.

Na rys. 2 przedstawiono typowe temperaturowe zależności: a) parametru uporządkowania, b) współczynników załamania mierzonych dla światła spolaryzowanego równolegle ( $n_{\parallel}$ ) i prostopadle ( $n_{\perp}$ ) do osi optycznej CKN, d) przewodnictwa właściwego wyznaczonego w polu elektrycznym równoległym ( $\sigma_{\parallel}$ ) i prostopadłym ( $\sigma_{\perp}$ ) do osi optycznej oraz dla c) analogicznie określonych składowych stałej dielektrycznej ( $\varepsilon_{\parallel}$  i  $\varepsilon_{\perp}$ ). Warto podkreślić, iż relacja  $\Delta n > 0$  spełniona jest — zgodnie z anizotropią polaryzowalności elektronowej molekuł — dla wszystkich znanych CKN i CKS. Tymczasem znak  $\Delta\sigma$  — zgodnie

<sup>2</sup> Literatura w języku polskim: [148-151]. Nowsze artykuły przeglądowe: [152-154].

z anizotropią lepkości, określającej anizotropię ruchliwości nośników ładunku — jest różny dla CKN i CKS. Poza nielicznymi wyjątkami [46], dla CKN spełniona jest zależność  $\Delta\sigma > 0$ , a to ze względu na ułatwiony ruch nośników ładunku w kierunku długich osi molekularnych<sup>3</sup>. W CKS sytuacja jest odwrotna: ruchliwość ładunku jest wyższa w kierunku równoległym do warstw smektycznych, tzn. prostopadłe do długich osi molekularnych, i dlatego  $\Delta\sigma < 0$ .



Rys. 2. Typowe temperaturowe zależności: a) stopnia uporządkowania, b) współczynników załamania, c) stałych dielektrycznych oraz d) składowych przewodnictwa elektrycznego CKN  $T_{K-N}$ ,  $T_{N-C}$  — temperatury przejść fazowych: kryształ — faza nematyczna oraz faza nematyczna — ciecz izotropowa

Anizotropia dielektryczna ciekłych kryształów może być zarówno dodatnia (rys. 2c; krzywe kreskowane), jak i ujemna (rys. 2c; krzywe ciągłe). Zależy to od wielkości anizotropii polaryzowalności molekuly w stosunku do trwałego momentu dipolowego<sup>4</sup> oraz od wartości kąta  $\psi$  między momentem dipolowym i długą osią molekularną. Dodatnie wartości  $\Delta\varepsilon$  charakterystyczne są dla molekuł posiadających trwały moment dipolowy równoległy do długiej osi molekularnej ( $\psi \rightarrow 0$ );  $\Delta\varepsilon < 0$  realizuje się w takich przypadkach, gdy kąt  $\psi$  jest duży, tj.  $\psi \rightarrow 90^\circ$ . Na rys. 3 przedstawiono częstościowe zależności  $\varepsilon_{||}$  i  $\varepsilon_{\perp}$  dla dwóch typowych CKN o  $\Delta\varepsilon(\omega \rightarrow 0) > 0$  (rys. 3a) oraz  $\Delta\varepsilon(\omega \rightarrow 0) < 0$  (rys. 3b). Jak widać — w obszarze częstości debajowskiej relaksacji dipolowej znak  $\Delta\varepsilon$  może ulec zmianie. Jak to będzie niżej pokazane, znak  $\Delta\varepsilon$  decyduje o charakterze elektrooptycznych własności ciekłych kryształów<sup>5</sup>.

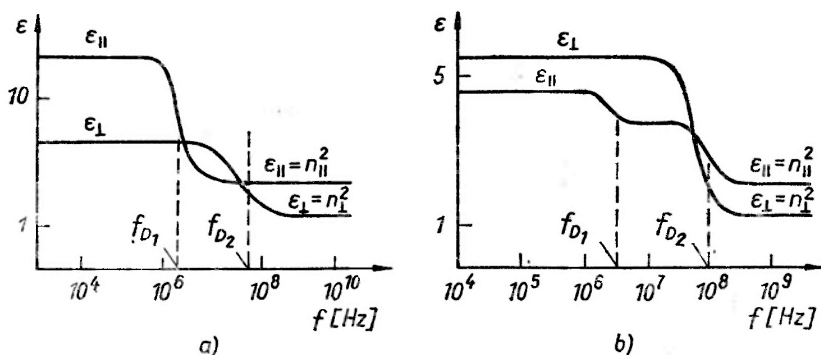
<sup>3</sup> Jako jedni z pierwszych anizotropię przewodnictwa elektrycznego CKN badali Jeżewski i Miśłowicz [160, 161].

<sup>4</sup> Chodzi tu o relację między anizotropią polaryzowalności deformacyjnej i dipolowej drobin (przyp. tłum.).

<sup>5</sup> Pionierskie prace w dziedzinie badań anizotropii dielektrycznej CKN wykonał Jeżewski [9, 156, 157].

Teraz łatwo zrozumieć, w czym tkwi specyfika elektrooptycznych efektów obserwowanych w substancjach ciekłokrystalicznych. Dowolną zmianę optycznych własności ciekłych kryształów pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego można rozłożyć na trzy etapy:

1) Dzięki anizotropii stałej dielektrycznej i przewodnictwa elektrycznego ciekły monokryształ, analogicznie jak krystaliczne ciało stałe, podlega działaniu momentu skręcającego, dążącego do obniżenia energii anizotropowego medium w polu elektrycznym. Na przykład, kryształ o  $\sigma = 0$  dąży do takiego ustalenia, żeby kierunek maksymalnej wartości stałej dielektrycznej pokrywał się z kierunkiem pola.



Rys. 3. Typowe częstościowe zależności stałej dielektrycznej CKN o  $\Delta\epsilon > 0$  (a) oraz  $\Delta\epsilon < 0$  (b). Częstości relaksacji debajowskiej są różne dla obrotu molekuł wokół krótkiej ( $f_{D1}$ ) i długiej ( $f_{D2}$ ) osi

2) Z powodu małej lepkości oraz tarcia wewnętrznego cieczy moment skręcający prowadzi w stosunkowo krótkim czasie do przeorientowania się ciekłego monokryształu; nie byłoby to możliwe w przypadku krystalicznych ciał stałych z powodu sił tarcia.

3) Dzięki dużej anizotropii wielkości optycznych (współczynników załamania oraz absorpcji) dowolna zmiana „struktury” próbki może być obserwowana optycznie — podobnie jak w przypadku krystalicznych ciał stałych.

Tak więc, cała niezwykłość elektrooptyki ciekłych kryształów uwarunkowana jest współistnieniem własności cieczy i własności kryształów. W dodatku, różnorodność struktur (CKN, CKCh, CKS), parametrów fizycznych ( $\Delta\epsilon$ ,  $\Delta\sigma$ ,  $\Delta n$ , anizotropia lepkości, sprężystości itd.), a także warunków brzegowych prowadzi do znacznej liczby różnych elektrooptycznych zjawisk.

### 3. Elektrooptyczne efekty w ciekłych kryształach nematicznych

Po raz pierwszy, badania wpływu pola elektrycznego na absorpcję światła oraz dwójłomność CKN przeprowadzono już w 1918 r. [8]. W pracy tej, jak i w następnych pracach lat dwudziestych i trzydziestych, główną uwagę po-

święcano mechanizmowi orientacji CKN w polu elektrycznym oraz interpretacji tego zjawiska na bazie, tracącej już dziś aktualność, teorii „rojów dipolowych”. W tym czasie nie dysponowano jeszcze optycznie przezroczystymi elektrodami, co znacznie utrudniało elektrooptyczne doświadczenia z cienkimi warstwami CKN. Najbardziej wiarygodne doświadczenia przeprowadzili Frederiks i Cwetkow [10-12] z zastosowaniem światła spolaryzowanego i elektrod z drucianych siatek. Niestety, w latach sześćdziesiątych i siedemdziesiątych wymienione prace były rzadko cytowane, chociaż przewidziano w nich wiele z tych zjawisk, które stały się podstawą teorii oraz zastosowań efektów elektrooptycznych. I tak na przykład, w [10] opisano gwałtowny ruch („wrzenie”) CKN p-azoksyanizolu w polach o niskich częstościach, któremu towarzyszy silne rozpraszanie światła, a przecież to jest efekt dynamicznego rozpraszania, odkryty powtórnie w 1968 r. [71, 72]. W pracy [10] wykazano też istnienie krytycznej częstości pola, powyżej której ruch CKN nie występuje, a także — niezależność progowego napięcia od grubości warstwy ciekłego kryształu. Zwracano także uwagę [10, 11] na rolę przestrzennego ładunku oraz na orientacyjne działanie prądu cieczy, w mechanizmie anomalnej orientacji CKN o ujemnej anizotropii dielektrycznej. I w końcu, a pracy [12] po raz pierwszy zostało sformułowane ważne kryterium występowania elektrohydrodynamicznej niestabilności CKN — a mianowicie  $\Delta\varepsilon < 0$ , co wykazano doświadczalnie drogą zmiany wartości oraz znaku  $\Delta\varepsilon$  poprzez dodawanie kwasu metoksykynamonowego do p-azoksyanizolu.

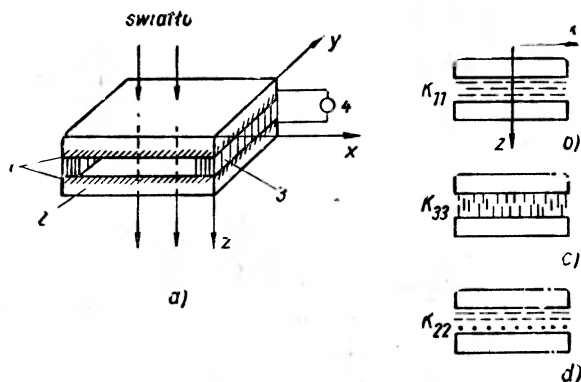
Niżej rozpatrzemy dwa przypadki najprostszych efektów elektrooptycznych w CKN, tj. deformację w polu elektrycznym oraz efekt elektromechaniczny, a następnie przejdziemy do elektrohydrodynamicznych niestabilności i dynamicznego rozpraszania.

### 3.1. Deformacja w polu elektrycznym

Podstawą prawie wszystkich badań nad elektrooptyką ciekłych kryształów (nematycznych, cholesterolowych i smektycznych) jest cienkościenna komórka (o grubości  $d = 5 \div 100 \mu\text{m}$ ) z dwoma przezroczystymi elektrodami (1) napyłonymi na szklane płytki (2), (rys. 4a). Między okładkami (elektrodami) istnieje „kapilarna” szczelina, ustalana przez dielektryczne uszczelki (3). Do elektrod można przykładać napięcia stałe, sinusoidalne lub impulsowe (4). Światło przechodzi przez taką „kanapkę” („sandwich”) wzdłuż osi  $Oz$ , tj. prostopadle do elektrod. W badaniach nad deformacjami CKN w polach elektrycznych stosuje się światło spolaryzowane, a w wielu przypadkach — monochromatyczne. W zależności od znaku anizotropii dielektrycznej CKN oraz od wyjściowej orientacji jego molekuł, można zaobserwować trzy rodzaje deformacji:

1) Załóżmy, że  $\Delta\varepsilon > 0$  i że początkowa orientacja molekuł jest taka (rys. 4b), iż oś optyczna CKN (lub „director  $L$ ”) jest w pozycji równoległej do elektrod, wzdłuż osi  $Ox$  ( $L \parallel Ox$ ). W takim przypadku warstwa CKN wykazuje dwójłomność o określonej wartości  $\Delta n$ . Pole elektryczne, działając przeciw sile sprężystości — wynikającej z oddziaływania molekuł ze ściankami, wywołuje

deformację poprzecznego wygięcia CKN (deformacja  $S$ ; od angielskiego słowa „splay”), określoną modułem sprężystości  $K_{11}$  [13]. W dostatecznie silnym polu „director” przyjmuje kierunek osi  $0z$ , a dwójłomność znika ( $\Delta n \rightarrow 0$ ). Efekt ten ma kilka nazw: dwójłomność sterowana, efekt orientacyjny [15], deformacja normalna [14], sterowana różnica dróg optycznych itd. Wydaje się, że najwygodniejsza jest nazwa efekt  $S$ , ponieważ jest krótka oraz dlatego, że litera  $S$  przypomina kształt deformacji.



Rys. 4. Komórka elektrooptyczna (a) oraz różne przypadki orientacji CKN: orientacja  $S$  (b), orientacja  $B$  (c) oraz orientacja  $T$  (d)

2) Niech w stanie wyjściowym spełnione będą warunki:  $\Delta\varepsilon < 0$  oraz  $L \parallel 0z$  (orientacja prostopadła — rys. 4c). W tym przypadku dwójłomność nie występuje, ale pojawia się po przyłożeniu pola elektrycznego do warstwy ciekłego kryształu. Pole stara się ustawić „director” prostopadle do osi  $0z$  (dzięki  $\Delta\varepsilon < 0$ ), a w niektórych przypadkach — wzdłuż danej osi  $x$  lub  $y$ . Wymaga to jednak dodatkowo przyłożenia pola magnetycznego lub specjalnej, fizykochemicznej obróbki elektrod. Powstającą w tym przypadku deformację „podłużnego wygięcia” opisuje moduł sprężystości  $K_{33}$  [13] (deformacja  $B$ ; od angielskiego słowa „bend”). Gwoli uzupełnienia przytoczonych wyżej terminów, odpowiadający omawianej deformacji efekt elektrooptyczny nazywa się jeszcze efektem DAP [29] (deformacja pionowo zorientowanej fazy). Dalej będziemy używać nazwy efekt  $B$  — zgodnie z argumentacją podaną w punkcie 1).

3) Gdy  $\Delta\varepsilon > 0$ , przy wyjściowej orientacji pokazanej na rys. 4d występuje trzeci typ deformacji. W tym przypadku na jednej z elektrod  $L \parallel 0x$ , podczas gdy na drugiej —  $L \parallel 0y$ , wskutek czego CKN przybiera postać skręconej o  $1/4$  obrotu, optycznie czynnej struktury. Struktura ta skręca płaszczyznę polaryzacji przechodzącej przez nią wiązki światła dokładnie o  $90^\circ$  [83]. Pole elektryczne stara się ustawić „director” w kierunku osi  $0z$  ( $\Delta\varepsilon > 0$ ), wywołując deformację, w której ważną rolę odgrywa moduł sprężystości na skręcenie  $K_{22}$  [13] (deformacja  $T$ ; od angielskiego słowa „twist”). Po przeorientowaniu

<sup>6</sup> Moduł ten opisuje czystą deformację skręcenia, która powstawałaby w warstwach przyściennych w rotującym wokół osi  $0z$  polu elektrycznym.

CKN jego aktywność optyczna znika. Towarzyszący omawianemu zjawisku efekt elektrooptyczny nazywa się efektem „twist” (w naszej nomenklaturze — efekt  $T$ ).

Można sobie wyobrazić odwrotny efekt — „twist” dla przypadku orientacji  $L||0z$ ,  $\Delta\varepsilon < 0$  i przy specjalnej obróbce szkieł, mającej na celu wymuszenie w polu elektrycznym takiej orientacji CKN, że wzdłuż jednej elektrody  $L||0x$ , podczas gdy na drugiej —  $L||0y$ . Jednakże, takiego efektu nie opisano w literaturze.

### 3.1.1. Teoria

Teorię deformacji CKN w polu elektrycznym wraz z obliczeniami dwój-łomności [14-16] opracowano analogicznie jak w przypadku deformacji CKN w polu magnetycznym [17]. Różnica w podejściu wynika stąd, iż nie można założyć, że anizotropia dielektryczna jest mała w porównaniu ze średnią wartością przenikalności elektrycznej, co jest spełnione w przypadku analogicznych wielkości magnetycznych. Prześledźmy kolejne etapy obliczeń. Najpierw wypisuje się wyrażenie na energię swobodną  $F$ , która zależy od orientacji „directora”  $L$  oraz od pola elektrycznego  $E$ . W układzie CGSE otrzymuje się:

$$F = 1/2 \int \left\{ K_{11}(\operatorname{div}L)^2 + K_{22}(L \cdot \operatorname{rot}L)^2 + K_{33}(L \times \operatorname{rot}L)^2 - \frac{\Delta\varepsilon}{4\pi} (E \cdot L)^2 \right\} dV, \quad (3)$$

gdzie:  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{||} - \varepsilon_{\perp}$ , a sens fizyczny stałych sprężystości  $K_{ii}$  podano wyżej.

Następnie, uwzględniając warunki brzegowe, tzn. różne przypadki orientacji wyjściowej CKN, rozwiązuje się równanie Eulera odpowiadające funkcjonałowi  $F$ . W wyniku otrzymuje się stacjonarne rozwiązanie, które wiąże kąt orientacji „directora”  $\vartheta$  (względem osi  $0z$ ; rys. 4) ze współrzędną  $z$  oraz z polem zewnętrznym  $E$ . Okazuje się przy tym, że proces przeorientowania ciekłego kryształu ma charakter progowy, a przyłożone do komórki napięcie  $U_0$ , przy którym rozpoczyna się zmiana orientacji, dane jest wzorem:

$$U_{0i} = \pi \sqrt{\frac{4\pi K_i}{\Delta\varepsilon}}, \quad (4)$$

gdzie:  $K_i = K_{11}$  dla wyjściowej orientacji  $S$  (rys. 4 b),  $K_i = K_{33}$  — w przypadku orientacji  $B$  (rys. 4 c) oraz  $K_i = K_{11} + 1/4(K_{33} - 2K_{22})$  [18] — dla orientacji  $T$  (rys. 4 d). Sens fizyczny wyrażenia (4) można zrozumieć w oparciu o proste rozumowanie: przeorientowanie rozpoczyna się przy takim napięciu ( $U_0 = E_0 d$ ;  $d$  — grubość próbki), przy którym gęstość energii elektrostatycznej  $\Delta\varepsilon E_0^2 / 8\pi$  (zysk energii przy przeorientowaniu) pokrywa straty energii  $K_i q_1^2 / 2$  na najbardziej „płynną” — z wszystkich możliwych przy zadanych w komórce warunkach brzegowych — deformację. Deformacja ta charakteryzuje się składową fourierowską o minimalnej wartości ( $m = 1$ ) wektora falowego —  $q_m = m\pi/d$ , gdzie  $m$  jest liczbą całkowitą. Niezależność progowego napięcia przeorientowania CKN od grubości komórki (4) wynika z warunku:  $\Delta\varepsilon E_0^2 / 8\pi = K_i \pi^2 / 2d^2$ .

Po znalezieniu z równania (3) wyrażenia na kąt orientacji osi optycznej  $\vartheta(z)$  w funkcji pola, można otrzymać zależność współczynnika załamania od współrzędnej  $z$ ,

$$n(z) = \frac{n_{\perp} n_{\parallel}}{\sqrt{n_{\perp}^2 \cos^2 \vartheta(z) + n_{\parallel}^2 \sin^2 \vartheta(z)}}. \quad (5)$$

Następnie znajduje się różnicę faz między promieniami: zwyczajnym i nadzwyczajnym na wyjściu komórki, zależną parametrycznie od natężenia pola poprzez  $\vartheta(z)$  [15]:

$$\Phi(E) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d n(z) dz = \frac{2\pi d \overline{\Delta n(E)}}{\lambda}. \quad (6)$$

Wielkość przesunięcia fazowego jest — jak wiadomo — miarą natężenia światła przechodzącego przez komórkę i analizator:

$$I = I_0 \sin^2 2\beta \sin^2 \left( \frac{\Phi}{2} \right), \quad (7)$$

gdzie:  $I_0$  — natężenie światła liniowo spolaryzowanego, padającego na komórkę,  $\beta$  — kąt między wektorem polaryzacji wiązki padającej i osią optyczną CKN. W zależności od natężenia stacjonarnego pola elektrycznego (stałego lub sinusoidalnego) oraz odpowiednio od przesunięcia fazowego  $\Phi(E)$ , natężenie światła na wyjściu analizatora oscyluje, przy czym maksymalna amplituda oscylacji odpowiada kątowi  $\beta = 45^\circ$ . W celu wyznaczenia rozważanych parametrów z danych doświadczalnych [14-16] zastosowano metody numeryczne.

Analiza procesów przejściowych występujących przy „włączaniu” i „wyłączaniu”<sup>7</sup> efektów deformacyjnych wymaga rozwiązania równania ruchu „directora” [20], w którym moment tarcia lepkościowego (lewa strona równania (8)) przyrównano do sumy momentów: dielektrycznego i sprężystego,

$$\gamma_i \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\Delta \varepsilon E^2}{4\pi} \vartheta + K_i \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2}, \quad (8)$$

gdzie  $K_i$  oznacza współczynnik sprężystości zależny od warunków brzegowych przy  $z = 0$  i  $z = d$  — podobnie jak w równaniu (4),  $\gamma_i$  — odpowiedni współczynnik lepkości. Równanie (8) dla przypadku  $E = 0$  rozważano w [15].

Rozwiązując równanie (8), otrzymujemy wzory na czasy „włączania” oraz „wyłączania” efektów deformacyjnych,

$$\tau_{włi} = \frac{\gamma_i}{\Delta \varepsilon E^2 / 4\pi - K_i \pi^2 / d^2} = \frac{4\pi \gamma_i d^2}{\Delta \varepsilon U^2 - 4\pi^3 K_i}, \quad (9)$$

$$\tau_{wyl i} = \frac{\gamma_i d}{\pi^2 K_i}. \quad (10)$$

<sup>7</sup> Procesy narastania oraz zaniku deformacji (przyp. tłum.).

W ten sposób czas relaksacyjnego zaniku deformacji określają tylko lepkościowo-sprężyste własności CKN oraz geometria warstwy, podczas gdy czas narastania deformacji  $\tau_{wi}$  dla  $U^2 > 4\pi^3 K_i / \Delta\varepsilon$  maleje odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu napięcia ( $U^2 = E^2 d^2$ ).

Warto podkreślić, że deformacja CKN w polu elektrycznym bez udziału przewodnictwa substancji, tzn. gdy wymuszający orientację moment dielektryczny proporcjonalny jest tylko do  $\Delta\varepsilon E^2$ , posiada swój odpowiednik w polu magnetycznym w postaci przejścia Frederiksa. Deformacja ta nie zależy od częstości aż do obszaru debajowskiej relaksacji molekuł.

### 3.1.2. Dane doświadczalne

W doświadczalnych badaniach efektów deformacyjnych najtrudniejszym etapem jest ustalenie określonej, wyjściowej orientacji CKN. Otrzymanie ciekłych monokryształów jest niezbędne przy badaniu przesunięcia fazowego, ponieważ zabezpiecza niezależność wielkości  $\Delta n$  od współrzędnych  $x$  i  $y$  (rys. 4b), a także zmniejsza rozpraszanie oraz depolaryzację światła. Jedną z najbardziej interesujących prac poświęconych metodom orientacji CKN jest [21], która zaleca stosowanie powierzchniowo czynnych, krzemoorganicznych związków dla uzyskania jednorodnej orientacji molekuł — zarówno równoległej, jak i prostopadłej do elektrod. Jednak w większości przypadków orientację równoległą otrzymuje się przez pocieranie tkaniną wewnętrznych ścianek komórki [22]. Dzięki temu uzyskuje się na elektrodzie powierzchniowej (powłokowej) tzw. „mikrorelief” w postaci grzebieni i kanalików. Taka obróbka elektrod powoduje, że molekuły ciekłego kryształu — ze względów energetycznych — układają się długimi osiami równoległe do kanalików, tj. w kierunku pocierania [23]. Ten sam mechanizm orientacji występuje w przypadku stosowania elektrod powierzchniowych, naniesionych poprzez ukośne napylenie w próżni [24]. Orientację prostopadłą otrzymuje się drogą chemicznej obróbki ścianek lub też poprzez dodawanie określonych domieszek do CKN [25].

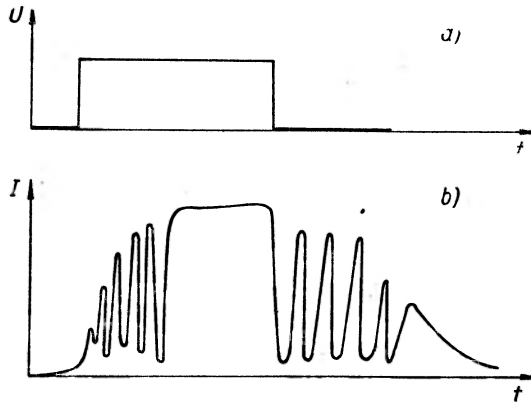
Dane doświadczalne dotyczące fazowej modulacji światła, otrzymane przy zastosowaniu efektu  $S$  dla CKN o  $\Delta\varepsilon > 0$ , przedstawiono w publikacjach [26-28]. Zgodnie z teorią, przy włączaniu i wyłączaniu impulsu napięcia, natężenie przepuszczanego przez komórkę światła oscyluje (rys. 5), ponieważ zmiany orientacji „directora” mają charakter relaksacyjny. Jak wykazano w [28], maksymalna zmiana przesunięcia fazowego może wynosić  $30\pi$ , tzn. na początku oraz na końcu interferogramu może się pojawić po 15 maksimum. W tym przypadku czułość zmiany fazy wynosi:  $\Delta\Phi/\Delta U = \pi/1$  V. Dzięki temu z zastosowaniem niektórych CKN można osiągnąć „włączanie” wiązki ze 100%-ową głębokością modulacji w czasie 3  $\mu s$  (przy czasie relaksacji 250  $\mu s$ ), wykorzystując częściowe zmiany orientacji CKN oraz zmiany przesunięcia fazowego tylko o  $\pi$ . W przypadku CKN pracujących w temperaturze pokojowej odpowiednie czasy relaksacji są od 1 do 2 rzędów wielkości większe. Warto nad-



mienić, że teoretyczne oszacowania czasów przełączania [15] są jakościowo zgodne z doświadczeniem [28, 146].

Efekt  $B$  w CKN o  $\Delta\epsilon < 0$  badano w pracach [29-31], stosując ciekły kryształ MBBA oraz jego mieszaniny. Progowe napięcia przeorientowania, będące w dobrej zgodności z wartością  $U_0$  wyznaczoną z wyrażenia (4) [30, 31], nie zależą od grubości warstwy CKN oraz od częstotliwości przyłożonego pola (aż do setek kiloherców [29b, 30]), co potwierdza przewidywania teorii.

W przypadku CKN o  $\Delta\epsilon > 0$  najbardziej interesujący — z praktycznego punktu widzenia — jest efekt  $T$  [32], ponieważ wykazuje: a) znacznie dłuższy niż efekt  $S$  czas zmiany orientacji oraz b) znacznie niższy próg przełączania w porównaniu z efektem  $B$ . Pierwsza z wymienionych zalet uwarunkowana jest faktem, że przesunięcie fazowe przy włączaniu pola zmienia się w przedziale od  $\pi/2$  do  $0$ , niezależnie od grubości warstwy oraz od długości fali świetlnej,



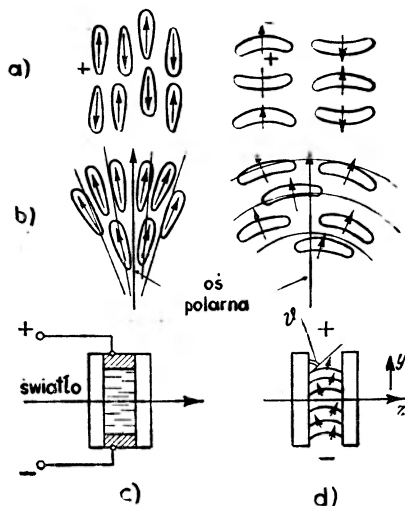
Rys. 5. a) Kształt impulsu napięcia przyłożonego do komórki z CKN o orientacji  $S$ , b) zmiany natężenia światła (wywołane impulsem a) przechodzącego przez komórkę i analizator

podczas gdy w efekcie  $S$  zależy ono zarówno od  $d$  jak i od  $\lambda$  (równ. (6)). Niskie progowe napięcia dla CKN o dodatnim  $\Delta\epsilon$  uzyskuje się natomiast kosztem dużych wartości  $\Delta\epsilon = 10 \div 20$  [33], tymczasem dla CKN o  $\Delta\epsilon < 0$  spełniona jest zwykle zależność  $|\Delta\epsilon| < 1$ ; wyjątek stanowią substancje wykazujące  $\Delta\epsilon = -2 \div -3$ , o czym ostatnio donoszono w [34]. W przypadku niskotemperaturowych mieszanin CKN o  $\Delta\epsilon > 0$  można osiągnąć  $U_0 \cong 1$  V [35] dla szerokiego zakresu częstotliwości.

Wyznaczone doświadczalnie czasy relaksacyjnych zmian orientacji „director’a” (zmiana orientacji i powrót) w efektach:  $S$ ,  $B$  i  $T$  można z dobrym przybliżeniem opisać zależnościami (9) i (10). W związku z tym wzory (9) i (10) można zastosować do wyznaczania odpowiednich współczynników sprężystości oraz lepkości [15, 20, 29, 146]. Jak już podkreślano, w przypadku efektów  $S$  i  $B$  szybkość przełączania przy fazowej modulacji światła monochromatycznego może być zwiększona 10- do 15-krotnie, jeśli  $\Delta\Phi \leq \pi$ .

### 3.2. Efekt elektromechaniczny (EME) i „ferroelektryczność”

Rozpatrywaliśmy dotąd takie efekty, w których pole elektryczne deformuje CKN dzięki jego anizotropii dielektrycznej  $\Delta\epsilon$ . Momenty dipolowe odgrywają w tych efektach rolę pośrednią, wpływając na znak  $\Delta\epsilon$ . Zasadniczo wiele wyników poprzedniego rozdziału nie traci swej słuszności przy  $\mu = 0$ . Teraz natomiast, będziemy omawiać efekty uwarunkowane niezerową wartością momentu dipolowego  $\mu \neq 0$ . Bardzo istotną rolę będzie teraz odgrywać geometryczna postać molekuly — czy molekula jest w kształcie łuku (łukowata) czy też w kształcie klina (kliniasta).



Rys. 6. Efekt elektromechaniczny: a) struktury niezdeformowanych CKN o molekułach kliniastych oraz łukowatych, b) te same CKN poddane deformacjom  $S$  oraz  $B$ , c) komórka do obserwacji EME, d) deformacja CKN wywołana EME

W literaturze wielokrotnie omawiano zagadnienie sprzeczności symetrii zwykłych CKN z ferroelektrycznością [13, 36]. Niepolarna oś symetrii wynika z przypadkowej orientacji molekuł dipolowych w ciekłym monokryształ, uwarunkowanej rotacyjnymi ruchami molekuł (rys. 6a). Jednakże — jak wykazał Meyer [37] — oś polarna może występować w ciekłym kryształ o molekułach kliniastych, który poddano deformacji poprzecznego wygięcia (deformacja  $S$ ), albo też w kryształ o molekułach łukowatych poddanym deformacji podłużnego wygięcia (deformacja  $B$ ). W tym przypadku struktura polarna odpowiada gęstszemu upakowaniu molekuł (rys. 6b). Tak więc, przy określonym kształcie molekuł zewnętrzna deformacja prowadzi do pojawienia się ładunku polaryzacyjnego na elektrodach, umieszczonych prostopadle do osi polarnej (piezoeft). Zachodzi też efekt odwrotny zwany elektromechanicznym: pole elektryczne orientujące trwałe dipole powoduje deformację warstwy CKN, którą można obserwować optycznie. Na rys. 6c przedstawiono schematycznie ustawienie elektrod oraz wyjściową orientację CKN o  $\Delta\epsilon < 0$ , a na rys. 6d

uwidoczono deformację wywołaną efektem elektromechanicznym. W tym przypadku brano pod uwagę łukowate molekuly z kierunkiem momentu dipolowego takim jak na rys. 6b.

Krzywizna zdeformowanej struktury proporcjonalna jest do pierwszej potęgi pola  $d\vartheta/dz = e_{33}E/K_{33}$ , gdzie  $e_{33}$  — współczynnik piezoelektryczny dla danej geometrii doświadczenia,  $K_{33}$  — odpowiedni współczynnik sprężystości. Zauważmy, że omawiany wcześniej efekt  $B$  w tym przypadku nie występuje, ponieważ  $E \parallel L$ , a  $\Delta\varepsilon < 0$ , co powoduje, że dielektryczny moment skrecający jest równy zeru. Widoczna na rys. 6d deformacja prowadzi do dwójłomności, którą można obserwować doświadczalnie [38, 39]. W tym przypadku przesunięcie fazowe jest także proporcjonalne do kwadratu pola i wyraża się wzorem:

$$\Delta\Phi = \left(\frac{d\vartheta}{dz}\right)^2 n_{\perp} \left(1 - \frac{n_{\perp}^2}{n_{\parallel}^2}\right) \frac{d^3}{24}. \quad (11)$$

Współczynnik  $e_{33}$  zmierzono dla MBBA [39], którego molekula ma łukowaty kształt. Znak oraz wartość  $e_{33}$  zgodne są z teorią. Istotny jest fakt, że efekt elektromechaniczny nie ma charakteru progowego i — jak się wydaje — nie ma również ograniczenia częstotściowego aż do obszaru debajowskiej relaksacji.

W wielu pracach [41, 42], wykonanych dla p-azoksyanizolu, obserwowano nieliniowe efekty elektrooptyczne wskazujące na istnienie w tym związku własności charakterystycznych dla ferroelektryków. Obserwowano takie efekty jak: a) wzrost stałej dielektrycznej przy niskich częstotściach (herce i ułamki herców), b) ferroelektryczną pętlę histerezy wg klasycznego schematu Sawyera-Towera, c) domenową strukturę w świetle spolaryzowanym i in. Przy interpretacji tych zjawisk nie można stosować teorii, w której podstawową rolę odgrywają struktury deformowane [38, 143]. W dodatku pętla histerezy pojawia się także dla fazy izotropowej wspomnianej substancji [6, 43], a nie we wszystkich przypadkach towarzyszy ona strukturze domenowej. Prawdopodobnie wydaje się, że tego typu efekty mogą się ujawniać z powodu powstawania warstwy podwójnej na granicy cieczy przewodzącej i elektrod. W tym przypadku komórka reprezentuje co najmniej dwuwarstwową strukturę [44] i zasadniczą rolę odgrywa tu nie orientacyjna lecz — związana z niejednorodnością próbki — polaryzacja Maxwella-Wagnera [45]. Mechanizm ten wyjaśnia wzrost  $\varepsilon$  z malejącą częstotścią, a także obecność pętli histerezy, jeśli się założy nieliniowość prądowo-napięciowych charakterystyk czystych próbek p-azoksyanizolu.

### 3.3. Niestabilność elektrohydrodynamiczna (EHD). Domeny i dyfrakcja światła

Omawiane efekty deformacyjne w CKN (§ 3.1) są wynikiem działania dwóch momentów skrecających: dielektrycznego ( $\sim \Delta\varepsilon E^2$ ) oraz sprężystego ( $\sim k_t q^2$ ), gdzie  $q$  jest wektorem falowym deformacji; na progu zmiany orientacji  $q \cong \pi/d$ . Efekty te zachodzą bez udziału przewodnictwa elektrycznego, chociaż

uwidoczono deformację wywołaną efektem elektromechanicznym. W tym przypadku brano pod uwagę łukowate molekuly z kierunkiem momentu dipolowego takim jak na rys. 6b.

Krzywizna zdeformowanej struktury proporcjonalna jest do pierwszej potęgi pola  $d\theta/dz = e_{33}E/K_{33}$ , gdzie  $e_{33}$  — współczynnik piezoelektryczny dla danej geometrii doświadczenia,  $K_{33}$  — odpowiedni współczynnik sprężystości. Zauważmy, że omawiany wcześniej efekt  $B$  w tym przypadku nie występuje, ponieważ  $E \parallel L$ , a  $\Delta\varepsilon < 0$ , co powoduje, że dielektryczny moment skrecający jest równy zeru. Widoczna na rys. 6d deformacja prowadzi do dwójłomności, którą można obserwować doświadczalnie [38, 39]. W tym przypadku przesunięcie fazowe jest także proporcjonalne do kwadratu pola i wyraża się wzorem:

$$\Delta\Phi = \left(\frac{d\theta}{dz}\right)^2 n_{\perp} \left(1 - \frac{n_{\perp}^2}{n_{\parallel}^2}\right) \frac{d^3}{24}. \quad (11)$$

Współczynnik  $e_{33}$  zmierzono dla MBBA [39], którego molekula ma łukowaty kształt. Znak oraz wartość  $e_{33}$  zgodne są z teorią. Istotny jest fakt, że efekt elektromechaniczny nie ma charakteru progowego i — jak się wydaje — nie ma również ograniczenia częstotściowego aż do obszaru debajowskiej relaksacji.

W wielu pracach [41, 42], wykonanych dla p-azoksyanizolu, obserwowano nieliniowe efekty elektrooptyczne wskazujące na istnienie w tym związku własności charakterystycznych dla ferroelektryków. Obserwowano takie efekty jak: a) wzrost stałej dielektrycznej przy niskich częstotściach (herce i ułamki herców), b) ferroelektryczną pętlę histerezy wg klasycznego schematu Sawyera-Towera, c) domenową strukturę w świetle spolaryzowanym i in. Przy interpretacji tych zjawisk nie można stosować teorii, w której podstawową rolę odgrywają struktury deformowane [38, 143]. W dodatku pętla histerezy pojawia się także dla fazy izotropowej wspomnianej substancji [6, 43], a nie we wszystkich przypadkach towarzyszy ona strukturze domenowej. Prawdopodobnie wydaje się, że tego typu efekty mogą się ujawniać z powodu powstawania warstwy podwójnej na granicy cieczy przewodzącej i elektrod. W tym przypadku komórka reprezentuje co najmniej dwuwarstwową strukturę [44] i zasadniczą rolę odgrywa tu nie orientacyjna lecz — związana z niejednorodnością próbki — polaryzacja Maxwella-Wagnera [45]. Mechanizm ten wyjaśnia wzrost  $\varepsilon$  z malejącą częstotścią, a także obecność pętli histerezy, jeśli się założy nieliniowość prądowo-napięciowych charakterystyk czystych próbek p-azoksyanizolu.

### 3.3. Niestabilność elektrohydrodynamiczna (EHD). Domeny i dyfrakcja światła

Omawiane efekty deformacyjne w CKN (§ 3.1) są wynikiem działania dwóch momentów skrecających: dielektrycznego ( $\sim \Delta\varepsilon E^2$ ) oraz sprężystego ( $\sim k_i q^2$ ), gdzie  $q$  jest wektorem falowym deformacji; na progu zmiany orientacji  $q \cong \pi/d$ . Efekty te zachodzą bez udziału przewodnictwa elektrycznego, chociaż

w zasadzie w wielu przypadkach (niskie częstotliwości, duże przewodnictwo elektryczne) z powodu anizotropii przewodnictwa jonowego zachodzi anomalna orientacja CKN w zewnętrznym polu elektrycznym, nie podyktowana znakiem dielektrycznej anizotropii. Taka anomalna orientacja występuje z reguły w przypadku  $\Delta\varepsilon < 0$  i  $\Delta\sigma > 0$ , jakkolwiek znane są też przypadki anomalnej orientacji w warunkach  $\Delta\varepsilon > 0$  i  $\Delta\sigma < 0$  [46]. Przyczyna anomalnej orientacji leży w oddziaływaniu ładunku przestrzennego z zewnętrznym polem elektrycznym [47].

Rozważmy za Helfrichem [48] fizyczny model pojawiania się momentu skręcającego „indukowanego” przewodnictwem elektrycznym. Na rys. 7 przedstawiono lekko zaburzony (np. pod wpływem fluktuacji) stan warstwy ciekłokrystalicznej, której „director” w stanie wyjściowym był równoległy do  $0x$ . Zewnętrzne pole elektryczne powoduje przepływ prądu, który posiada składową  $I_x$  dzięki większemu przewodnictwu<sup>8</sup> CKN w kierunku  $0x$ . Składowa prądu  $I_x$  prowadzi do częściowego rozdzielania dodatnich i ujemnych jonów w kierunku osi  $0x$  oraz do wytworzenia pola ładunku przestrzennego  $E_x$ . Jeśli teraz weźmiemy pod uwagę warstwę podwójną o współrzędnych  $x = 0$  i  $x = x_a$ , to możemy stwierdzić, że na skutek jej oddziaływania ze składową pola  $E_x$  powstaje moment skręcający  $M_\sigma$ , który powoduje zwiększenie deformacji wyjściowej. Przeciwwstawia się temu moment sprężystości CKN, a także — o ile  $\Delta\varepsilon < 0$  — moment dielektryczny. Zaburzenie równowagi momentów prowadzi w określonych warunkach do elektrohydrodynamicznej niestabilności (EHD), którą charakteryzują periodycznie rozłożone wiry cieczy wywołane rotacyjnym ruchem oddzielnych fragmentów CKN. W przypadku  $\Delta\varepsilon > 0$  moment  $M_\sigma$  sumuje się z momentem dielektrycznym i z fizycznego punktu widzenia sytuacja nieznacznie różni się od efektu  $S$  opisanego w paragrafie 3.1.

Przestrzennie periodyczne figury stacjonarnego przepływu substancji w polu elektrycznym ujawniają się w eksperymencie ze światłem spolaryzowanym w przypadku CKN o  $\Delta\varepsilon < 0$  i orientacji wyjściowej „directora”  $L \parallel 0x$  (domeny Williamsa [49]). W trakcie przepuszczania przez komórkę wiązki świetlnej spolaryzowanej równoległe do  $0x$  domeny Williamsa ujawniają się w postaci „siatki” ciemnych i jasnych smug (obraz przypomina klocki ustawione w szeregu), przy czym smugi te są prostopadłe do  $0x$ . Progowe napięcie na pojawienie się domen ( $U_0 = 5 \div 7$  V) nie zależy od grubości warstwy ( $d$ ), a stała siatki jest porównywalna z  $d$ .

### 3.3.1. Teoria niestabilności EHD

Jeśli chce się wyznaczyć próg niestabilności EHD dla CKN, zorientowanego tak jak to pokazano na rys. 7, należy rozwiązać układ czterech równań liniowych [50], opisujących nieściśliwą ciecz nematyczną. Pierwsze z tych równań jest analogiczne do równania (8) opisującego ruch „directora”, przy czym lewa strona tego równania zawiera dodatkowy człon  $a_2 \partial v_z / \partial x$ . Człon ten opisuje

<sup>8</sup> A także dzięki zaistniałej fluktuacji (przyp. tłum.).

moment tarcia lepkościowego (współczynnik tarcia  $-\alpha_2 < 0$ ,  $v_z$  —  $z$ -towa składowa prędkości cieczy). W uproszczonym modelu, w którym zakłada się warunki stacjonarne ( $d\vartheta/dt = 0$ ), oraz gdy próg efektu  $\mathcal{S}$  jest dostatecznie wysoki (co jest równoważne założeniu:  $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\perp} = \varepsilon$ ,  $\Delta\varepsilon = 0$ ) równanie (8) upraszcza się<sup>9</sup>:

$$K_{33} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = \alpha_2 \frac{\partial v_z}{\partial x}. \quad (12)$$

Drugie równanie jest równaniem Naviera–Stokesa, opisującym ruch cieczy lepkiej pod wpływem działania pola elektrycznego  $E$  na ładunek objętościowy  $\delta q$ . W uproszczonym przypadku, gdy period deformacji jest rzędu grubości warstwy CKN ( $\lambda_0 \cong d$ ), równanie to można zapisać w następujący sposób [130]:

$$2\eta \frac{2\pi}{d} \frac{\partial v_z}{\partial x} = E \delta q, \quad (13)$$

gdzie  $\eta$  — współczynnik lepkości. Trzecie równanie otrzymuje się z warunku ciągłości prądu  $\text{div} \mathbf{I}_x = 0$ , gdzie  $\mathbf{I}_x = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_x + \Delta\sigma E \vartheta$ , a  $\Delta\sigma = \sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}$  [52]. W tym przypadku otrzymujemy

$$\sigma_{\parallel} \frac{\partial E_x}{\partial x} + \Delta\sigma E \frac{\partial \vartheta}{\partial x} = 0. \quad (14)$$

I w końcu wykorzystujemy równanie Poissona

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \delta q. \quad (15)$$

Z (13) widać, że przy pewnej wartości pola  $E_0$  gradient prędkości  $\partial v_z / \partial x$  osiąga taką wartość, przy której w równaniu (12) moment sił tarcia przewyższa moment sił sprężystości. W ten sposób równoczesne rozwiązanie układu czterech równań (12) ÷ (15) daje progową wartość napięcia niestabilności. Istotnie,

$$2\eta \frac{2\pi}{d} \frac{K_{33}}{\alpha_2} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = E \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial E_x}{\partial x} = -E^2 \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial \vartheta}{\partial x}. \quad (16)$$

Zakładając, że  $\partial^2 \vartheta / \partial x^2 \cong (2\pi/d) \partial \vartheta / \partial x$  na podstawie periodyczności deformacji ( $\lambda_0 \cong d$ ) [130], otrzymujemy progowe napięcie niestabilności elektrohydrodynamicznej

$$U_0^2 = \frac{32\pi^3 K_{33} \eta \sigma_{\parallel}}{(-\alpha_2) \varepsilon \Delta\sigma}. \quad (17)$$

Wzór (17) otrzymany drogą jakościowych rozważań nie różni się zasadniczo od dokładnego wyrażenia przytoczonego w [50]. Rachunkowe oszacowania  $U_0$  dają wartość 10 V, co jest zadowalająco zgodne z doświadczeniem. Rozwiązanie tego zagadnienia, wykonane przez Helfricha [48], z uwzględnieniem anizotropii

<sup>9</sup> Rozpatruje się wyginającą deformację  $B$ .

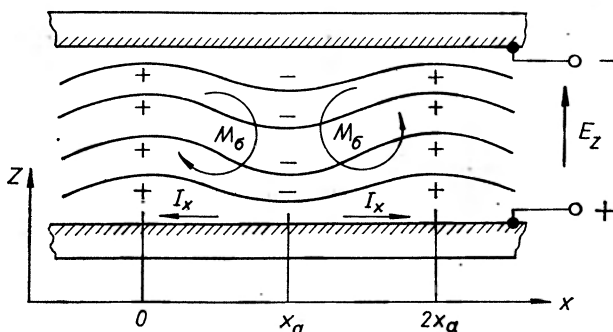
dielektrycznej CKN,  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} < 0$ , prowadzi do bardziej skomplikowanego wzoru na progowe napięcie (przypadek  $L||0x$ ; rys. 7):

$$U_0^2 = \frac{4\pi^2 K_{33}}{\Delta\varepsilon(\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}) + (k_1/\eta_1)\varepsilon_{\parallel}[(\varepsilon_{\perp}/\varepsilon_{\parallel}) - (\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel})]}, \quad (18)$$

$k_1$  oznacza tu współczynnik tarcia lepkościowego.

Dla przypadku  $L||0x$  w [48] przytoczono analogiczne wyrażenie, z tym że występują w nim inne współczynniki; odpowiednio: sprężystości —  $K_{11}$ , tarcia —  $k_2$  oraz lepkości —  $\eta_2$ . Równanie (18) formalnie sprowadza się<sup>10</sup> do (17), gdy  $\Delta\varepsilon = 0$ .

Teoria opracowana w (48) posiada istotne niedociągnięcia. Nie uwzględniono w niej warunków brzegowych oraz założono, jak już wspomniano, że wektor falowy przestrzennych deformacji w kierunku  $0x$  jest równy  $\pi/d$ . Przy uwzględnieniu warunków brzegowych zagadnienie stacjonarne rozwiązano niezależnie



Rys. 7. Model Helfricha. Ciągłe faliste linie oznaczają kierunek „directora” w lekko zdeformowanym ciekłym kryształach

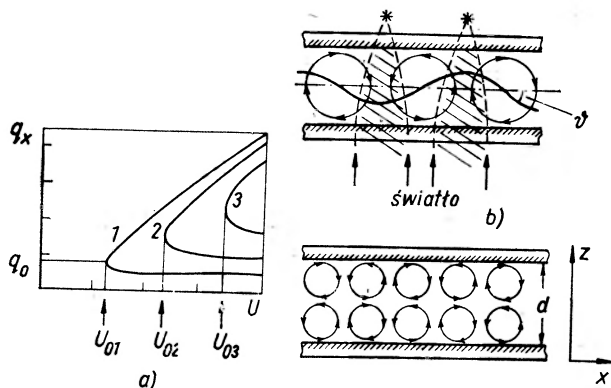
w pracach [50, 51]. W tym przypadku rozwiązanie nawet liniowego układu równań wymaga stosowania maszyny cyfrowej. Otrzymane w [51] dokładne wyrażenie na  $U_0$  jest zależne parametrycznie od stosunku wektorów falowych ( $s \equiv q_z/q_x$ ) i przy  $s = 0$  formalnie pokrywa się z równaniem (18). Sens współczynników występujących w równaniu (18) jest jednakże odmienny u różnych autorów [47, 51, 52] i wydaje się być najbardziej poprawny w [51]:  $k_1 = \alpha_2$ ,  $k_2 = \alpha_3$ ,  $\eta_2 = (-\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_5)/2$  i  $\eta_1 = (\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6)/2$ , gdzie  $\alpha_i$  są współczynnikami Leslie<sup>11</sup> [53]. Dla przypadku  $s \neq 0$  — zgodnie z dokładnymi obliczeniami [50, 51] — wektor falowy  $q_x$  jest funkcją napięcia  $U$  i to w dodatku — niejednoznacznie. Istnieje kilka krzywych dyspersji wiążących  $q_x$  z  $U$ . Na rys. 8a zilustrowano wyniki dla ciekłokrystalicznego MBBA. Przy małych napięciach ( $U < U_{01}$ ) brak jest niestabilności, ale przy  $U = U_{01}$  (dla MBBA — 6,9 V) pojawia się obraz deformacyjny o okresie  $W \cong 2d$  (rys. 8a, gałąź 1). W tych warunkach

<sup>10</sup> Z dokładnością do czynnika liczbowego.

<sup>11</sup> Wielkości  $\eta_1$ ,  $\eta_2$  oraz  $\eta_3$  („the Mięśowicz viscosities“), związane z trzema rodzajami przepływu CKN, zostały po raz pierwszy wprowadzone i zmierzone przez Mięśowicza [158, 159, 152, 155, 162].

zachodzi stacjonarny, wirowy ruch CKN przedstawiony na rys. 8b. Na gruncie rozważanej teorii otrzymuje się wyższą wartość napięcia progowego  $U_{01}$  od wartości  $U_0$  oszacowanej z wyrażenia (18), przy czym należy wyjaśnić, że dla danej orientacji „directora” ( $L \parallel 0x$  lub  $L \perp 0x$ ) do wyrażenia na  $U_{01}$  wchodzi jednocześnie wszystkie parametry:  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $K_{33}$  i  $K_{11}$ .

Przy dalszym zwiększaniu napięcia ( $U_{01} < U < U_{02}$ ) period deformacji  $W$  nie ulega zmianie. Zdaniem autora pracy [51] warunki te odpowiadają dolnej gałęzi krzywej 1 z rys. 8a (domeny Williamsa). Gdy napięcie osiąga wartość  $U = U_{02}$  (dla MBBA  $U_{02} = 13$  V), charakter ruchu wirowego ulega zmianie — period deformacji  $W$  staje się dwukrotnie mniejszy (porównaj rys. 8b z rys. 8c).



Rys. 8. Ilustracja wyników liniowej teorii niestabilności EHD w CKN: a) krzywe dyspersji  $q_x(U)$  dla przypadku  $E \perp L$  ( $q_x$  — wektor falowy deformacji,  $U$  — napięcie zewnętrzne); b) charakter ruchu wirowego CKN odpowiadający krzywej 1  $q_x(U)$  ( $\theta$  — kąt nachylenia „directora” do osi  $0x$ ; gwiazdkami oznaczono jasne linie domen przy podświetlaniu warstwy CKN od dołu), c) charakter ruchu wirowego odpowiadający krzywej 2  $q_x(U)$

Dalszy wzrost napięcia — zgodnie z przybliżeniem liniowym — prowadzi do pojawienia się trój-, czterowarstwowej struktury wirów itd. Analogiczny obraz otrzymuje się także w przypadku prostopadłej orientacji wyjściowej CKN o  $\Delta\varepsilon < 0$  (rys. 4c). Różnica jest tylko taka, że w początkowej fazie może tu wystąpić efekt  $B$  rozpatrywany w § 3.1; np. dla MBBA próg efektu  $B$  jest niższy od progu niestabilności EHD [51b].

W pracy [52] badano teoretycznie zachowanie się CKN w zmiennym polu elektrycznym ( $\omega \neq 0$ ), nie uwzględniając warunków brzegowych. Uzyskana zależność progu niestabilności od częstości pola zewnętrznego (przypadek  $\omega < \omega_c$ ) oraz od geometrii (rys. 7) dana jest następującym wyrażeniem:

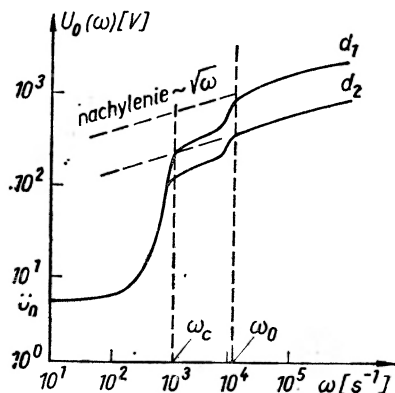
$$\overline{U_0^2(\omega)} = \frac{U_0^2(1 + \omega^2\tau_0^2)}{\xi^2 - (1 + \omega^2\tau_0^2)}, \quad (19)$$

gdzie  $\overline{U_0^2(\omega)}$  — średnia kwadratu napięcia progowego przy częstości  $\omega$ ,  $U_0$  — wyznacza się z równania (18) lub w oparciu o wyniki dokładniejszej teorii [50, 51], z kolei częstość krytyczną  $\omega_c$  określa czas dielektrycznej relaksacji



$\tau_0 = 4\pi\varepsilon_{\parallel}/\sigma_{\parallel}$  (jest to czas relaksacji ładunku przestrzennego w kierunku osi  $0x$ ), a wielkość  $(\xi^2 - 1)$  zawiera tylko stałe materiałowe (wielkości elektryczne i mechaniczne) i równa jest iloczynowi  $(-\varepsilon_{\parallel}/\Delta\varepsilon_{\perp})$  przez mianownik równania (18).

Ze wzoru (19) wynika, że przy  $\omega \rightarrow \omega_c$  progowe napięcie niestabilności EHD gwałtownie rośnie. Spróbujmy wyjaśnić fizykę tego zjawiska. Mimo, iż składowa prądu jonowego w kierunku osi  $0z$  (rys. 7) nadąża za polem elektrycznym, to proces rozdzielania ładunku przestrzennego w kierunku  $0x$  w miarę wzrostu częstości opóźnia się w fazie względem pola. Osłabia to oddziaływanie ładunku przestrzennego  $q$  z polem  $E$ , tzn. dla poszczególnych „wirów” iloczyn:  $q_m E_m \cos \omega t \cos(\omega t - \varphi)$  stają się coraz mniejsze. Moment  $M_j$  maleje i dla uzyskania niestabilności potrzebne jest coraz większe natężenie pola zewnętrznego.



Rys. 9. Częstościowe zależności progowego napięcia niestabilności EHD dla dwóch warstw ciekłego kryształu nematycznego o grubościach  $d_1$  oraz  $d_2 = 3d_1$

O ile przy częstościach  $\omega < \omega_c$  (obszar przewodnictwa) napięcie progowe nie zależy od grubości warstwy CKN, to w obszarze  $\omega > \omega_c$  realizują się warunki niestabilności, dla których progowe napięcie zależy od grubości warstwy (obszar dielektryczny). W nowych warunkach  $U_0^2 \sim d^2 \omega$ , a wektor falowy periodycznych deformacji zależy od częstości,  $q_x \sim \sqrt{\omega}$ . Jak podano w pracy [52], obliczenie progów niestabilności dla obszaru dielektrycznego jest skomplikowane i wymaga stosowania obliczeń numerycznych. W pracy [56] przyjęto proste wyrażenie na progowe natężenie pola:

$$\overline{E_0^2(\omega)} = \overline{d^{-2} U_0^2(\omega)} \cong 8a_2 \omega / \Delta\varepsilon \quad (20)$$

dla obszaru częstości  $\omega < \omega_c$  i  $\omega_0$ , gdzie  $\omega_0 \cong \beta \pi^2 / d^2 \rho$ ,  $\beta$  — kombinacja współczynników Leslie,  $\beta = (a_3 + a_4 + a_5) / 2$ ,  $\rho$  — gęstość substancji. Dla obszaru częstości  $\omega_c < \omega < \omega_0$  w [56] przytoczono dosyć prosty wzór na  $\overline{E_0^2(\omega)}$ , który jest w pewnym sensie pośredni pomiędzy wyrażeniami (19) i (20). Teoretyczne zależności  $\overline{U_0^2(\omega)}$  zilustrowano jakościowo na rys. 9 dla dwóch grubości warstwy CKN ( $d_1$  oraz  $d_2 = 3d_1$ ).

Stałe czasowe narastania niestabilności EHD (przy włączaniu pola) oraz jej zaniku (przy wyłączeniu pola) można w ogólności opisać wzorami (9) i (10), z tą jednak różnicą, że człon w (9) zawierający  $\Delta\varepsilon$  należy pomnożyć przez czynnik  $\varepsilon_{\perp}/\varepsilon_{\parallel}$  [52], zależny od poprzecznego pola  $E_x$  (rys. 7).

### 3.3.2. Dane doświadczalne

Powyżej rozważaliśmy teorię powstawania niestabilności uwarunkowanej naturą anizotropii cieczy. Podstawowe wyniki teorii zostały potwierdzone doświadczalnie [145]. Prześledźmy teraz jaka jest zgodność poszczególnych wyników teorii z doświadczeniem.

1) Domeny Williamsa (niskoczęstotściowa niestabilność EHD) rzeczywiście obserwowano tylko w CKN o  $\Delta\varepsilon < 0$  [12, 57], wykazujących dostatecznie duże przewodnictwo [58]. Jedyny wyjątek stanowią wyniki badań kwasu butyloksybenzoesowego [46 b], który w fazie nematycznej wykazuje niewielką dodatnią anizotropię. W polu zmiennym obserwowano dla fazy nematycznej wymienionej substancji domeny Williamsa oraz dynamiczne rozpraszanie! Jednym z powodów tej anomalii może być to, że kryterium  $\Delta\varepsilon < 0$  ma charakter przybliżony [59]. Mocniejszego kryterium powinno się szukać w oparciu o dokładny wzór na napięcie progowe wynikający z ulepszonej teorii [50, 51]. Praca [51 b] poświęcona jest teoretycznym rozważaniom niestabilności EHD w polu zmiennym dla CKN o  $\Delta\varepsilon > 0$ .

2) Obserwacja zawieszin tworzących się z proszków domieszkowanych do CKN, pozwoliła na doświadczalne potwierdzenie wirowego charakteru ruchu cieczy przedstawionego na rys. 8 b [60]. Zmierzone także prędkość tego ruchu (kilkadziesiąt  $\mu\text{m/s}$ ) w funkcji napięcia [61]. Wirowy ruch wpływa częściowo na orientację CKN. Wpływ jest szczególnie silny w obszarach maksymalnego gradientu prędkości, tj. w jądrach wirów. W ten sposób w kierunku osi  $0x$  lokalna orientacja „directora” zmienia się periodycznie ze współrzędną  $x$ , co zilustrowano na rys. 8 b linią ciągłą. Wiązka światła spolaryzowana równolegle do osi  $0x$  napotyka periodyczne zmiany współczynnika załamania. Mamy tu więc do czynienia z układem cylindrycznych soczewek, które ogniskują poszczególne partie wiązki w jasne smugi, zw. domenami Williamsa.

3) Period domen Williamsa zmienia się proporcjonalnie do grubości warstwy, nie jest zależny od częstotliwości, natomiast słabo zależy od amplitudy zewnętrznego napięcia [60, 62].

4) Zależność progów niestabilności od częstotliwości daje się opisać wyrażeniami (19) i (20), jednakże doświadczalne wartości częstotliwości krytycznej nie zawsze zgadzają się z obliczonymi [52 a, 58, 62]. Zmierzone wartości  $U_0(\omega \rightarrow 0)$  są w dobrej zgodności z teorią. Przykładami mogą tu być oszacowania dla MBBA i PAA [50, 51].

5) Wyznaczone doświadczalnie czasy formowania się niestabilności oraz czasy relaksacyjnego zaniku periodycznych deformacji spełniają równania (9)

i (10). W związku z tym wzory (9) i (10) można stosować do wyznaczania współczynników lepkości [58].

6) Przy częstościach  $\omega > \omega_c$  obserwuje się specyficzny typ niestabilności (tzw. „chevrons” [63], „szewrony”), których period — jak wynika z teorii — jest znacznie mniejszy od periodu domen Williama. Period „szewronów” jest niezależny od grubości warstwy i rośnie z napięciem [63b]. Periodyczne deformacje oscylują z częstością pola [64]. W cienkich próbkach o bardzo małym przewodnictwie ( $\omega_c \rightarrow 0$ ) struktura domenowa pojawia się przy niskich częstościach, a nawet — w polu statycznym [54, 55]. Jej period jest odwrotnie proporcjonalny do napięcia.

Ponieważ struktura domenowa jest swego rodzaju siatką dyfrakcyjną o periodycznej zmianie współczynnika załamania, to przy przepuszczaniu przez nią światła o długości fali  $\lambda$  i wektorze polaryzacji  $e \parallel L$ , na ekranie otrzymuje się ostry obraz dyfrakcyjny, którego maksima i minima rozdzielone są wzdłuż osi równoległej do początkowej orientacji „directora” [65, 66]. Pozycje maksimów można opisać zwykłym wzorem dla siatki dyfrakcyjnej o stałej  $W$ ,

$$W \cdot \sin \xi = m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (21)$$

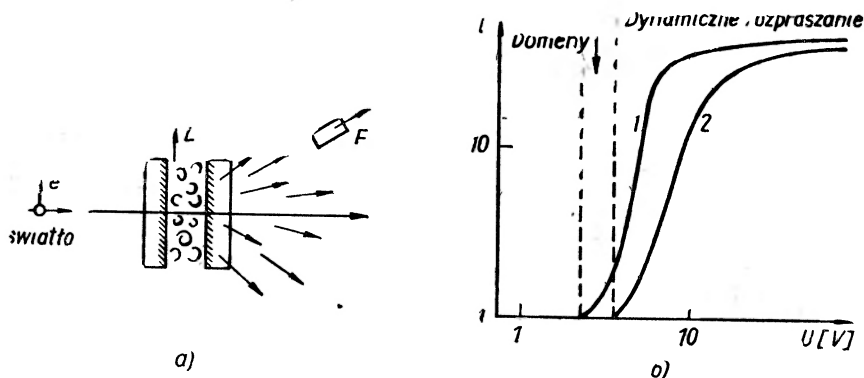
W przypadku domen Williama istnieją pewne trudności ze zmianą stałej siatki [66], ale domeny opisane w pracach [54, 55] umożliwiają płynną regulację kąta odchylenia wiązki.

W tym miejscu nasuwa się pewna uwaga. W przypadku pól zmiennych teoria niestabilności EHD, bazująca na mechanizmie Helfricha, daje z reguły dobrą zgodność z doświadczeniem. W polach statycznych, gdzie istotne są zjawiska iniekcyjne, występuje jeszcze jeden mechanizm niestabilności EHD, który nie jest czymś wyjątkowym dla ciekłych kryształów, ale pojawia się też w dowolnych słaboprzewodzących cieczach. Oczywiście jest, że ruch cieczy, związany z iniekcyjną niestabilnością EHD, najłatwiej obserwuje się w CKN dzięki anizotropii ich optycznych własności; często maskuje on niestabilność Helfricha. Dla przypadku monopolowej iniekcji teoria progów niestabilności iniekcyjnych [67, 130] daje wartości  $U_0$  zawyżone w stosunku do doświadczalnych [62, 63]. Dla mechanizmu dwupolowej iniekcji zgodność doświadczenia z teorią jest w pełni zadowalająca. Mechanizm iniekcyjny wyjaśnia dokładnie periodyczny ruch cieczy w fazie izotropowej PAA [69], zdaje także sprawę z domenowej struktury [59] oraz z dyfrakcji światła [70] w CKN o  $\Delta\varepsilon > 0$ .

### 3.4. Dynamiczne rozpraszanie światła

Zgodnie z teorią liniową Pikina–Penza [50, 51] w CKN o  $\Delta\varepsilon < 0$ , przy pewnym napięciu wyższym od progowego  $U = U_{02} > U_{01}$ , powinny się pojawić nowe warunki niestabilności, które charakteryzują się dwuwarstwowym ruchem wirowym (rys. 8c), a potem znów przy pewnej wartości  $U_{03} > U_{02}$  powinna się pojawić trzywarstwowa struktura itd. W rzeczywistych CKN, z powodu

nieliniowości deformacji, rozwarstwień takich nie obserwuje się. Powstaje natomiast turbulentny ruch cieczy, któremu towarzyszy silne rozpraszanie światła [10, 71, 72]! Efekt ten przyjęto nazywać dynamicznym rozpraszaniem (rys. 10a). Jak dotąd nie ma liniowej teorii opisującej reakcję („odповідź”) układu ciekłokrystalicznego na pole zewnętrzne, jakkolwiek w [73] przedstawiono jakościową analizę ruchu turbulentnego, a w [74] badano zależność przestrzennego rozkładu „directora” od napięcia (rys. 8b) w zakresie dużych wartości kąta  $\vartheta$  (z dokładnością do członów z  $\vartheta$  trzeciego rzędu). Wiadomo, że z fizycznego punktu widzenia przejście od periodycznego obrazu



Rys. 10. Dynamiczne rozpraszanie światła: a) schemat doświadczenia ( $F$  — licznik fotonów) b) intensywność rozproszonego światła w zależności od napięcia na komórce; krzywa 1 dla przypadku  $e \parallel L$ , krzywa 2 —  $e \perp L$  ( $e$  — wektor polaryzacji światła,  $L$  — „director” CKN)

jednowymiarowej dyfrakcji do praktycznie izotropowego stożka światła rozproszonego (głównie do przodu) polega na rozdrabnianiu regularnej, „pasiastej” struktury domenowej na rozmaite turbulentne wiry, charakteryzujące się rozmytym widmem wektorów falowych  $q_x, q_y$ .

Mniej więcej równomierny w wektorach falowych rozkład deformacji prowadzi, zgodnie z prawem zachowania pędu w teorii rozpraszania światła [75], do ciągłego widma kątów rozproszenia,

$$q = (2\omega'/c) \sin(\xi/2) \quad (22)$$

(porównaj ze wzorem (21)). W równaniu (22)  $\omega'$  i  $c$  są odpowiednio częstotliwością oraz prędkością światła padającego. Efektywność dynamicznego rozpraszania światła praktycznie nie zależy od kierunku polaryzacji światła oraz od wyjściowej orientacji warstwy CKN (rys. 10b). Ze względu na praktyczne zastosowania dynamicznego rozpraszania światła, efektowi temu poświęcono znaczną liczbę prac doświadczalnych. Charakterystyki kontrastowe tego rozpraszania badano w [76, 77], a czasowe — w [72, 77]. Okazuje się, że czasy powstawania oraz zaniku dynamicznego rozpraszania bliskie są odpowiednim czasom dla niestabilności domenowej. Wyjątek stanowi tu obszar wtórnego rozpraszania, gdzie czasy relaksacji znacznie się wydłużają [58, 78]. W pracy [79]

zastosowano mechanizm iniekcyjnej niestabilności do badania w polu statycznym zależności progu dynamicznego rozpraszania od składu domieszki CKN. W pracy [144] zaproponowano metodę znacznego podwyższenia progu rozpraszania CKN w polu zmiennym (od 5 do 9 V) kosztem obniżenia anizotropii przewodnictwa elektrycznego  $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp}$  z wartości 1,4 do 1,15. Metoda ta znalazła uzasadnienie teoretyczne, [48, 50].

Na zakończenie niniejszego rozdziału przytoczymy zestawienie najbardziej charakterystycznych dla CKN efektów elektrooptycznych (tab. 1).

Tabela 1

Elektrooptyczne efekty w CKN

Anizotropia dielektryczna	$\Delta\epsilon > 0$		$\Delta\epsilon < 0$			
	$\sigma = 0$ i $\sigma \neq 0$		$\sigma = 0$		$\sigma \neq 0$	
Przewodnictwo elektryczne						
Orientacja	$L \parallel E$	$L \perp E$	$L \perp E$	$L \parallel E$	$L \perp E$	$L \parallel E$
$\omega \neq 0$ ; kierunek wzrostu pola $E$ ↓	St lub EME dla molekuł kliniastych	Deformacje $S$ i $T$ ; fazowa modulacja światła *	St lub EME dla molekuł łukowatych	Deformacja $B$ ; fazowa modulacja światła *	Periodyczna deformacja z powodu niestabilności EHD ( $\omega < \omega_c$ — DW, $\omega > \omega_c$ — „chewrons”) dyfrakcja światła. Ruch turbulentny; dynamiczne rozpraszanie światła	Deformacja $B$ ; fazowa modulacja światła *
$\omega = 0$	Niestabilność iniekcyjna; dyfrakcja i rozpraszanie światła					

Oznaczenia: St — stabilność, EME — elektromechaniczny efekt, DW — domeny Williamsa. Gwiazdkami oznaczono efekty występujące również w polu magnetycznym.

#### 4. Elektrooptyka ciekłych kryształów cholesterolowych

Jak już wspominaliśmy (rozdz. 1), „director”  $L$  CKCh opisuje spiralę o skoku  $p$  (obrót  $L$  o  $2\pi$ ), której oś  $h$  prostopadła jest do długich osi molekularnych, tzn.  $h \perp L$ . Charakter elektrooptycznych własności CKCh w sposób istotny zależy od orientacji osi spirali względem elektrod komórki przedstawionej na rys. 4a. Można wyróżnić dwa bardzo ważne przypadki orientacji CKCh, lub, jak się zwykle mówi, dwie tekstury: planarną oraz konfokalną [1, 81].

Planarną teksturę można otrzymać przez powolne ochładzanie z fazy izotropowej odpowiedniej substancji umieszczonej między specjalnie przygotowanymi elektrodami powierzchniowymi, albo też — przy zastosowaniu pola elektrycznego lub magnetycznego [82]. W przypadku rozważanej tekstury osie molekuł są równoległe do elektrod, a oś spirali jest do nich prostopadła (tj. pole  $E \parallel h$ ). Orientacja ta jest więc analogiczna do orientacji  $T$  CKN (rys. 4d), jednakże — o ile w przypadku CKN na grubość komórki  $d$  przypada  $1/4$  skoku spirali ( $d = p/4$ ) [83] — to dla CKCh spełniony jest warunek  $d \gg p$ . Jak wynika z teorii [84] tekstura planarna jest aktywna optycznie, przy czym skrócenie płaszczyzny polaryzacji światła jest rzędu  $10^4 \div 10^5$  stopnia na mm grubości warstwy. Co więcej, tekstura ta odbija selektywnie światło spolaryzowane kołowo (o kierunku wirowania wektora polaryzacji zgodnym ze znakiem skrócenia spirali), jeśli długość fali w ośrodku spełnia warunek  $\lambda_0 \cong p/2$ . Selektowne odbicie uwarunkowane jest dyfrakcją światła na płaszczyznach równoległych CKCh o takim samym współczynniku załamania. Zjawisko to jest analogiczne do braggowskiego rozpraszania promieni rentgenowskich na siatce krystalicznej.

Stosując pole magnetyczne (a dla ciekłych kryształów o dodatniej anizotropii dielektrycznej również i pole elektryczne) w stosunkowo grubych komórkach ( $100 \mu\text{m}$  i więcej), można uzyskać taką orientację, dla której oś spirali równoległa jest do elektrod i zarazem do jednej z osi układu (np.  $x$ ; rys. 4a). Możliwa jest też taka orientacja, że w różnych obszarach warstwy osie (lokalne) ułożone są chaotycznie w płaszczyźnie  $(x, y)$ , ale zawsze prostopadłe do osi  $Oz$ . Tekstura wykazująca jedną z dwu wymienionych orientacji nazywa się konfokalną. W przeciwieństwie do planarnej tekstury rozprasza ona silnie światło, przy czym rozpraszanie ma charakter selektywny, tzn. zachodzi przy określonych długościach fali  $\lambda_c$  [86]. Istnieje także pewna zbieżność między elektrooptycznymi własnościami CKCh o teksturze konfokalnej i własnościami CKN posiadającymi początkową orientację  $B$  (rys. 4c).

Ciekłe kryształy cholesterolowe, podobnie jak nematyczne, charakteryzują się pewną anizotropią elektryczną ( $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ ,  $\Delta\sigma = \sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}$ ) oraz optyczną ( $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ ), przy czym  $\parallel$  i  $\perp$  oznaczają tu odpowiednio równoległość i prostopadłość do „directora”  $L$ , a nie do osi spirali  $h$ . W przypadku CKCh wprowadza się też wielkości  $\varepsilon_{\parallel h}$  oraz  $\varepsilon_{\perp h}$ , a dla przewodnictwa elektrycznego  $\sigma_{\parallel h}$  oraz  $\sigma_{\perp h}$ , które oznaczają odpowiednio składowe równoległe i prostopadłe do osi spirali  $h$ . Można pokazać, że spełnione są następujące związki:

$$\varepsilon_{\parallel h} = \varepsilon_{\perp}, \quad \varepsilon_{\perp h} = 1/2(\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}), \quad \sigma_{\parallel h} = \sigma_{\perp}, \quad \sigma_{\perp h} = 1/2(\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}). \quad (23)$$

Dla wszystkich znanych CKCh spełniona jest nierówność  $\sigma_{\parallel} > \sigma_{\perp}$ . Wyróżnia się natomiast substancje z dodatnią ( $\varepsilon_{\parallel} > \varepsilon_{\perp}$ ,  $\varepsilon_{\parallel h} < \varepsilon_{\perp h}$ ) oraz z ujemną ( $\varepsilon_{\parallel} < \varepsilon_{\perp}$ ,  $\varepsilon_{\parallel h} > \varepsilon_{\perp h}$ ) anizotropią dielektryczną i charakter zjawisk elektrooptycznych zależy istotnie od znaku  $\Delta\varepsilon$ .

Badania elektrooptyki CKCh rozpoczęto stosunkowo niedawno [88]. Jak dotąd nie ma ani dostatecznie ugruntowanej klasyfikacji zjawisk, ani też ustalonej terminologii. Nizej postaramy się przedstawić w miarę pełny wykaz

znanych obecnie zjawisk elektrooptycznych w CKCh. Podzielny substrangie ze względu na znak dielektrycznej anizotropii oraz na charakter tekstury wyściełowej (planarna lub kontokalna), przy czym na początku zajmujemy się chronologicznie wczesniej badanym przypadkiem eiktych kryształów o  $\Delta\epsilon < 0$ .

#### 4.1. CKCh o $\Delta\epsilon > 0$

Najprostszą sytuację mamy wtedy, gdy  $\Delta\epsilon < 0$  i gdy w stanie wyjściowym występuje kontokalna orientacja molekuł. Przekładając do próbki pole elektryczne przewyzszające odpowiedni próg  $E_{\text{Ch} \rightarrow \text{N}}^0$ , wywołujemy przejście fazowe z fazy cholesterolowej do nematycznej. Wartość progowego pola można wyliczyć, wychodząc z wyrażenia na energię swobodną substrangii w polu elektrycznym. Wyrażenie to jest analogiczne do równania (3), z tym jednak, że uwzględnia się w nim spiralną strukturę CKCh [89]. W wyniku otrzymuje się:

$$E_{\text{Ch} \rightarrow \text{N}}^0 = \frac{\pi^2}{p_0} \sqrt{\frac{4\pi K_{22}}{\Delta\epsilon}}, \quad (24)$$

gdzie  $p_0$  — skok spirali w nieobecności pola, a  $K_{22}$  — moduł sprężystości na skreślenie.

Zwrotamy uwagę na bliskie podobieństwo wyrazów (24) i (4). W przypadku zmiany orientacji CKN, progowe napięcie odpowiada sprężystej deformacji o minimalnym wektorze falowym  $q_1 = \pi/d$ , gdzie  $d$  jest grubością warstwy. Z tej też przyczyny dla rozkręcenia spirali CKCh o skoku  $p_0$  potrzebne jest takie napięcie, aby energia elektrostacyjna była wystarczająca na sprężystą deformację o wektorze falowym  $q_0 \approx \pi/p_0$ .  $U_0$  w równaniu (4) odpowiada zapożyczkowaniu deformacji warstwy, natomiast równanie (24) opisuje próg ealkowitego rozkręcenia spirali i dlatego też nie przypadkowo pojawia się w nim czynnik  $\pi/p_0$ . Przejście fazowe CKCh  $\rightarrow$  CKN, odkryte doświadczalnie w 1968 r. [90], poprzedzone jest obszarem naprężeń, w którym następuje stopniowe rozkręcanie spirali [91]. Procesowi temu towarzyszy zakresu napięcie maksimum światła rozproszonego w kierunku długofalowego zakresu widma. W polach przewyzszających próg  $E_{\text{Ch} \rightarrow \text{N}}^0$  komórka staje się zupełnie przezroczysta (przypadek CKN o orientacji prostopadłej).

Stusność wzoru (24) potwierdzono w [91], gdzie został on zastosowany do wyznaczenia współczynnika  $K_{22}$  dla mieszaniny eterów cholesterolowych. W pracy [92] wykazano, że progowe pole nie zależy od częstotści aż do obszaru debajowskiej relaksacji molekuł dipolowych. W przypadku czystych CKCh ( $p_0$  małe) progowe pola są rzędu  $E_{\text{Ch} \rightarrow \text{N}}^0 \approx 10^5$  V/cm. W mieszaninach kryształów cholesterolowych z nematycznymi, które także należą zaliczyć do CKCh, skok spirali jest znacznie większy niż w czystych CKCh i z tego też powodu mieszaniny mają niższy próg przejścia fazowego. Efekt ten ma zastosowanie praktyczne, np. ułatwia badanie charakterystycznego rozpraszania CKCh przy pomocy pola elektrycznego [93]. Nematyczno-cholesterolowe mieszaniny

znanych obecnie zjawisk elektrooptycznych w CKCh. Podzielimy substancje ze względu na znak dielektrycznej anizotropii oraz na charakter tekstury wyjściowej (planarna lub konfokalna), przy czym na początku zajmijmy się chronologicznie wcześniej badanym przypadkiem ciekłych kryształów o  $\Delta\varepsilon > 0$ .

#### 4.1. CKCh o $\Delta\varepsilon > 0$

Najprostszą sytuację mamy wtedy, gdy  $\Delta\varepsilon > 0$  i gdy w stanie wyjściowym występuje konfokalna orientacja molekuł. Przykładając do próbki pole elektryczne przewyższające odpowiedni próg  $E_0^{\text{Ch} \rightarrow \text{N}}$ , wywołujemy przejście fazowe z fazy cholesterolowej do nematycznej. Wartość progowego pola można wyliczyć, wychodząc z wyrażenia na energię swobodną substancji w polu elektrycznym. Wyrażenie to jest analogiczne do równania (3), z tym jednak, że uwzględnia się w nim spiralną strukturę CKCh [89]. W wyniku otrzymuje się:

$$E_0^{\text{Ch} \rightarrow \text{N}} = \frac{\pi^2}{p_0} \sqrt{\frac{4\pi K_{22}}{\Delta\varepsilon}}, \quad (24)$$

gdzie  $p_0$  — skok spirali w nieobecności pola, a  $K_{22}$  — moduł sprężystości na skręcenie.

Zwróćmy uwagę na bliskie podobieństwo wyrażeń (24) i (4). W przypadku zmiany orientacji CKN, progowe napięcie odpowiadało sprężystej deformacji o minimalnym wektorze falowym  $q_1 = \pi/d$ , gdzie  $d$  jest grubością warstwy. Z tej też przyczyny dla rozkręcenia spirali CKCh o skoku  $p_0$  potrzebne jest takie napięcie, aby energia elektrostatyczna była wystarczająca na sprężystą deformację o wektorze falowym  $q_0 \cong \pi/p_0$ .  $U_0$  w równaniu (4) odpowiada zapoczątkowaniu deformacji warstwy, natomiast równanie (24) opisuje próg całkowitego rozkręcenia spirali i dlatego też nie przypadkowo pojawia się w nim czynnik  $\pi/p_0$ . Przejście fazowe CKCh  $\rightarrow$  CKN, odkryte doświadczalnie w 1968 r. [90], poprzedzone jest obszarem naprężeń, w którym następuje stopniowe rozkręcanie spirali [91]. Procesowi temu towarzyszy przesunięcie maksimum światła rozproszonego w kierunku długofalowego zakresu widma. W polach przewyższających próg  $E_0^{\text{Ch} \rightarrow \text{N}}$  komórka staje się zupełnie przezroczysta (przypadek CKN o orientacji prostopadłej).

Słuszność wzoru (24) potwierdzono w [91], gdzie został on zastosowany do wyznaczenia współczynnika  $K_{22}$  dla mieszaniny eterów cholesterolowych. W pracy [92] wykazano, że progowe pole nie zależy od częstości aż do obszaru debajowskiej relaksacji molekuł dipolowych. W przypadku czystych CKCh ( $p_0$  małe) progowe pola są rzędu  $E_0^{\text{Ch} \rightarrow \text{N}} \cong 10^5$  V/cm. W mieszaninach kryształów cholesterolowych z nematycznymi, które także należy zaliczyć do CKCh, skok spirali jest znacznie większy niż w czystych CKCh i z tego też powodu mieszaniny mają niższy próg przejścia fazowego. Efekt ten ma zastosowanie praktyczne, np. ułatwia badanie charakterystycznego rozpraszania CKCh przy pomocy pola elektrycznego [93]. Nematyczno-cholesterolowe mieszaniny



o dużym dodatnim  $\Delta\varepsilon$  były badane szczegółowo w pracy [94], gdzie stwierdzono proporcjonalność napięcia progowego  $U_0^{\text{Ch} \rightarrow \text{N}}$  do grubości komórki  $d$  ( $E_0^{\text{Ch} \rightarrow \text{N}} = U_0^{\text{Ch} \rightarrow \text{N}}/d \cong 5 \cdot 10^4$  V/cm). Wyznaczono także czasy relaksacyjnego powrotu komórki od stanu przezroczystości (CKN) do stanu zmętnienia (CKCh),  $\tau_{\text{wyt}} \cong 0,1$  s. Czas relaksacji na częściowe rozkręcenie spirali — zgodnie z wynikami pracy [91] — wynosi kilka ms.

Należy nadmienić, iż przejście fazowe CKCh  $\rightarrow$ CKN zachodzi tylko w przypadkach, gdy  $\Delta\varepsilon > 0$  [95] oraz że analogiczne zjawisko zachodzi w polu magnetycznym [89, 96].

Tekstura planarna o  $\Delta\varepsilon > 0$  jest mniej stabilna niż konfokalna, co jest szczególnie widoczne w przypadku nematyczno-cholesterolowych mieszanin o dużym skoku spirali. Dla takiego przypadku teoria przewiduje występowanie przestrzennie okresowych deformacji ciekłego kryształu, dla których progowe pole zależy od geometrii komórki. Deformacje te powinny się pojawiać zarówno przy braku przewodnictwa [97], jak też w jego obecności [87]. Najprostszą z możliwych deformacji tekstury planarnej jest deformacja dielektryczna, która powstaje analogicznie jak deformacja  $S$  omawiana dla CKN o  $\Delta\varepsilon > 0$  (§ 3.1). Przy określonej wartości natężenia pola ( $E_0^e$ ) energia polaryzacji dielektrycznej staje się równa energii progowej CKCh. Kwadrat natężenia progowego zależy od skoku spirali ( $p_0$ ) oraz od grubości warstwy ( $d$ ) CKN,

$$(E_0^e)^2 \cong \frac{\varepsilon_{\perp h}}{\varepsilon_{\parallel h}(\varepsilon_{\perp h} - \varepsilon_{\parallel h})} \frac{1}{p_0 d}, \quad (25)$$

a w przypadku  $p_0 \ll d$  zależy od ich średniej geometrycznej (porównaj (25) z równ. (4) oraz (24)) [97]<sup>12</sup>. Liczbowe oszacowania napięcia progowego w mieszaninach CKN z CKCh, dla których  $p_0 \cong 0,1d$ , dają wartość  $U_0 \cong 8\sqrt{d/p_0} \cong \cong (20-30)$  V.

Jeśli CKCh wykazuje bardzo małe przewodnictwo, to nie występują w nim przepływy substancji i w związku z tym struktura deformacyjna ma charakter statyczny. Przy dostatecznie dużym przewodnictwie w ciekłym kryształcie może powstawać ładunek przestrzenny, prowadzący do wirowego ruchu cieczy oraz do towarzyszącego temu zjawisku rozpraszania światła. Jest to elektrohydrodynamiczna niestabilność bardzo podobna do niestabilności EHD, którą omawiano poprzednio dla CKN [48]. Wyrażenie na statyczne progowe pole ( $E_0^e$ ) dla niestabilności EHD w CKCh wyprowadzono w pracy [87] i jest ono analogiczne do wzoru (25), jeżeli  $\varepsilon_{\parallel h}$  i  $\varepsilon_{\perp h}$  zamieni się na odpowiednie wielkości  $\sigma_{\parallel h}$  i  $\sigma_{\perp h}$ .

Ze względu na to, że progowe pole ( $E_0^e$ ) proporcjonalne jest do czynnika  $(p_0 d)^{-1/2}$ , w mieszaninach nematyczno-cholesterolowych o dużym skoku spirali próg niestabilności będzie znacznie niższy niż w czystych CKCh.

<sup>12</sup> W pracach [48, 97] nie brano pod uwagę warunków brzegowych na elektrodach komórki, tak że wzory (25) oraz (26) i (27) powinno się traktować jako przybliżone.

Periodyczne deformacje występujące w komorze obserwowano doświadczalnie [98] w mieszaninach eterów cholesterolowych i uzyskano jakkolwiek zgodność obserwowanego obrazu deformacji z teorią Hellrieha [87]. Teoria ta daje zależność periodu struktury przestrzennej ( $W$ ) od grubości komórki (w przedziale 6 ÷ 80  $\mu\text{m}$ ) oraz od skoku spirali (w przedziale 380 ÷ 660 nm):

$$Wz = p_0 d \sqrt{\frac{2K_{33}}{K_{22}}} \quad (26)$$

W pracy [98] wyznaczono także czas relaksacji dla zaniku struktury „komórkowej” po wyłączeniu pola elektrycznego,  $\tau_{\text{wy}} \approx 50$  ms.

Zależność progowego pola od ( $p_0 d$ ) potwierdzono w [99, 147] dla nematycznie-cholesterolowych, niskotemperaturowych mieszanin. Częstościowa zależność progowego natężenia pola  $E_0^0(\omega)$  dana jest wyrażeniem (27), wyprowadzonym przez Huraulta [100] na podstawie analogii z rozważaniami dla GKN [52];

$$|E_0^0(\omega)|^2 \sim \frac{1 - \zeta^2 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_0^2} \quad (27)$$

gdzie  $\tau_0 = (\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp}) / 4\pi(\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp})$  — czas dielektrycznej relaksacji,  $\zeta^2 = 1 - [\Delta\epsilon(\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp}) / \Delta\sigma(\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp})]$ . Wzór (27) przewiduje nasycenie progowego pola przy wzroście częstotliwości w obszarze  $\omega \tau_0 \gg 1$ , co zostało potwierdzone doświadczalnie [99]. Zjawisko czysto dielektrycznej niestabilności ma swój odpowiednik realizujący się w polu magnetycznym [97, 101]; niestabilność EHD nie ma magnetycznego analogu.

Okazuje się, że rozpatrzona wyżej periodyczne obrazu deformacyjnej niestabilności. W przypadku niektórych warstw GKCh o małym skoku spirali (mały iloczyn  $p_0 d$ ) i znikomej wartości  $\Delta\epsilon$ , prog występowania tych niestabilności może być tak duży, że w początkowej fazie wzrostu pola pojawiają się inne efekty. I tak na przykład, w wielu pracach [88, 102] obserwowano znaczne przesunięcie maksimum selektywnego odbicia ku krótkofalowemu obszarowi widma. Słone przesunięcie  $\lambda_{\text{max}}$  może mieć miejsce, jeśli pod wpływem pola elektrycznego zachodzi przesunięcie spirali cholesterolowej, przepowiadane przez Meyera dla przypadku  $K_{22} > K_{33}$  [89] (tzw. deformacja stożkowa). Jednakże nie udało się pogodzić wyników eksperymentalnych z teoretycznymi [86]. W pracy [103] przedstawiono całkowite odmiennie wyliczenie „krótkofalowego przesunięcia”, przypisując go niedoskonaleściom tekstury planarnej, której poszczególne obszary mogą być różnie zorientowane i posiadają odmienny prog periodycznej niestabilności. W rezultacie — przy zwiększaniu pola — różne obszary próbki stopniowo przestają dawać swój wkład do odbicia, prowadząc do pozornego efektu „krótkofalowego przesunięcia”, a także możliwości ich zmiany i zaniku zjawiska „krótkofalowego przesunięcia”, a także możliwości ich zmiany.

Effekt „krótkofalowego przesunięcia” obserwowano w polach ( $2 \div 5$ )  $\cdot 10^4$  V/cm. Przy dalszym zwiększaniu natężenia pola następuje obrót osi spirali cholesterolo-

Periodyczne deformacje występujące w komórce obserwowano doświadczalnie [98] w mieszaninach eterów cholesterolowych i uzyskano jakościową zgodność obserwowanego obrazu deformacji z teorią Helfricha [87]. Teoria ta daje zależność periodu struktury przestrzennej ( $W$ ) od grubości komórki (w przedziale  $6 \div 80 \mu\text{m}$ ) oraz od skoku spirali (w przedziale  $380 \div 660 \text{nm}$ ):

$$W^2 = p_0 d \sqrt{\frac{2K_{33}}{K_{22}}}. \quad (26)$$

W pracy [98] wyznaczono także czas relaksacji dla zaniku struktury „komórkowej” po wyłączeniu pola elektrycznego,  $\tau_{\text{wy1}} \cong 50 \text{ms}$ .

Zależność progowego pola od ( $p_0 d$ ) potwierdzono w [99, 147] dla nematyczno-cholesterolowych, niskotemperaturowych mieszanin. Częstościowa zależność progowego natężenia pola  $E_0^c(\omega)$  dana jest wyrażeniem (27), wyprowadzonym przez Huraulta [100] na podstawie analogii z rozważaniami dla CKN [52];

$$[E_0^c(\omega)]^2 \sim \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 - \zeta^2 + \omega^2 \tau_0^2}, \quad (27)$$

gdzie  $\tau_0 = (\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp})/4\pi(\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp})$  — czas dielektrycznej relaksacji,  $\zeta^2 = 1 - [\Delta\varepsilon(\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp})/\Delta\sigma(\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp})]$ . Wzór (27) przewiduje nasycenie progowego pola przy wzroście częstości w obszarze  $\omega\tau_0 \gg 1$ , co zostało potwierdzone doświadczalnie [99]. Zjawisko czysto dielektrycznej niestabilności ma swój odpowiednik realizujący się w polu magnetycznym [97, 101]; niestabilność EHD nie ma magnetycznego analogu.

Okazuje się, że rozpatrzone wyżej periodyczne obrazy deformacyjne nie zawsze występują. W przypadku cienkich warstw CKCh o małym skoku spirali (mały iloczyn  $p_0 d$ ) i znikomej wartości  $\Delta\varepsilon$ , próg występowania tych niestabilności może być tak duży, że w początkowej fazie wzrostu pola pojawiają się inne efekty. I tak na przykład, w wielu pracach [88, 102] obserwowano znaczne przesunięcie maksimum selektywnego odbicia ku krótkofalowemu obszarowi widma. Silne przesunięcie  $\lambda_{\text{max}}$  może mieć miejsce, jeśli pod wpływem pola elektrycznego zachodzi ściśnięcie spirali cholesterolowej, przepowiedziane przez Meyera dla przypadku  $K_{22} < K_{33}$  [89] (tzw. deformacja stożkowa). Jednakże nie udało się pogodzić wyników eksperymentalnych z teoretycznymi [86]. W pracy [103] przedstawiono całkiem odmienne wytłumaczenie „krótkofalowego przesunięcia”, przypisując go niedoskonałościom tekstury planarnej, której poszczególne obszary mogą być różnie zorientowane i posiadać odmienny próg periodycznej niestabilności. W rezultacie — przy zwiększaniu pola — różne obszary próbki stopniowo przestają dawać swój wkład do odbicia, prowadząc do pozornego efektu „krótkofalowego przesunięcia”. Czasy narastania i zaniku zjawiska „krótkofalowego przesunięcia”, a także możliwości ich zmniejszenia do wartości rzędu  $0,1 \text{s}$  badano w [104].

Efekt „krótkofalowego przesunięcia” obserwowano w polach  $(2 \div 5) \cdot 10^4 \text{V/cm}$ . Przy dalszym zwiększaniu natężenia pola następuje obrót osi spirali cholesterowo-

lowej o  $90^\circ$  (zgodnie ze znakiem  $\Delta\varepsilon > 0$ ) i tekstura planarna przechodzi w konfokalną [105, 106]. I dalej CKCh zachowuje się tak, jak gdyby od początku występowała tekstura konfokalna, tzn. przy wzroście pola zachodzi przejście fazowe CKCh w CKN, dla którego progowe pole dane jest równaniem [24].

#### 4.2. CKCh o $\Delta\varepsilon < 0$

W tym przypadku tekstura konfokalna do pewnego stopnia jest analogiczna do CKN o  $\Delta\varepsilon < 0$  i prostopadłej orientacji wyjściowej. Pole elektryczne przyłożone do elektrod skręca oś spirali o  $90^\circ$  i przeprowadza teksturę konfokalną w planarną (analogicznie do efektu  $B$  w CKN). Warstwa ciekłego kryształu przechodzi przy tym od „stanu zmętnienia” do aktywnego optycznie „stanu przezroczystości”. Po raz pierwszy efekt ten (tzw. „zmywanie” rozpraszania) zaobserwowano w nematyczno-cholesterolowych mieszaninach [107], a interpretację obserwowanego zjawiska przedstawiono w [108] przy pomocy ilustracji przechodzenia jednej tekstury w drugą. W CKCh o orientacji konfokalnej przy udziale przewodnictwa możliwe są efekty EHD i dlatego przejście w strukturę planarną obserwuje się zwykle przy stosunkowo dużych częstościach ( $\omega > \omega_c \sim 10^8$  Hz) [107, 108a], przy czym próg przeorientowania nematyczno-cholesterolowych mieszanin proporcjonalny jest do częstości i do koncentracji składnika cholesterolowego, tj. do  $1/p_0$ . W pracy [109] wykazano, że krytyczna częstość, przy której „stan zmętnienia” warstwy (charakterystyczny dla tekstury konfokalnej) przechodzi w „stan przezroczystości” (tekstura planarna), proporcjonalna jest do przewodnictwa i daje się wyrazić przez czas dielektrycznej relaksacji substancji ( $\tau_0 = 4\pi\sigma/\varepsilon$ ).

Tekstura planarna jest stabilna, jeśli chodzi o czysto dielektryczne deformacje, jednakże — podobnie jak w przypadku CKCh o  $\Delta\varepsilon > 0$  — w substancjach o ujemnej anizotropii dielektrycznej może powstawać niestabilność EHD, o ile ich przewodnictwo jest dostatecznie duże [87]. Jak wykazano w pracach [95, 110] znak  $\Delta\varepsilon$  nie ma znaczenia dla samego faktu wywołania niestabilności EHD. W przypadku  $\Delta\varepsilon < 0$  statyczne pole progowe zwiększa się z obniżaniem skoku spirali [111] i może być opisane wzorami otrzymanymi dla  $\Delta\varepsilon > 0$ . Ze wzrostem częstości napięcie progowe rośnie, i w zupełnej analogii do CKN o  $\Delta\varepsilon < 0$ , można wyróżnić dwa obszary: obszar przewodnictwa oraz obszar dielektryczny [99b]. W obszarze przewodnictwa ( $\omega < \omega_c$ ) progowe napięcie rośnie w miarę zbliżania się do krytycznej częstości  $\omega_c$ , zależnej od przewodnictwa elektrycznego (równanie (19)). Natomiast w obszarze dielektrycznym ( $\omega > \omega_c$ ) pole progowe proporcjonalne jest — jak w przypadku CKN — do  $\sqrt{\omega}$  [99b].

Niestabilność EHD w nematyczno-cholesterolowych mieszaninach prowadzi do wirowego ruchu cieczy oraz do całkowitego zaburzenia początkowej planarnej tekstury. Po odłączeniu od elektrod napięcia ta zaburzona (silnie rozpraszająca światło) struktura utrzymuje się i w ten sposób wszystkie zjawiska wyglądają jak dynamiczne rozpraszanie z „pamięcią” [107]. Analogiczne zjawiska obserwowano w czysto cholesterolowych mieszaninach [112].

Jak wykazano w [108] szcztatkowe rozpraszanie uwarunkowane jest przejściem od tekstury planarnej do konfokalnej kosztem wirowego ruchu cieczy, a nie tworzeniem się emulsji [107]. Czas występowania tekstury konfokalnej, tj. czas „pamięci”, zależy eksponencjalnie od stosunku grubości komórki od skoku cholesterolowej spirali:

$$\tau_{\text{wyj}} = A \exp(-Bd/p_0); \quad A, B = \text{const.} \quad (28)$$

Czas ten może przyjmować wartości od jednej minuty do kilku dni w przedziale  $d/p_0$  od 2 do 15 [113].

Wykaz wszystkich zjawisk elektrooptycznych w CKCh przytoczono w tabeli 2, gdzie substancje podzielono ze względu na znak dielektrycznej anizotropii oraz charakter tekstury wyjściowej: konfokalnej (KT) lub planarnej (PT).

Tabela 2

Efekty elektrooptyczne w CKCh \*

$\Delta\epsilon$	$\Delta\epsilon > 0,$ $\epsilon_{\parallel h} < \epsilon_{\perp h}$	$\Delta\epsilon < 0,$ $\epsilon_{\parallel h} > \epsilon_{\perp h}$		
Tekstura	KT, $E \perp h$	PT, $E \parallel h$	KT, $E \perp h$	PT, $E \parallel h$
E ↓	Rozkręcenie spirali * Przejście fazowe CKCh → KKN *	Periodyczne deformacje z powodu niestabilności dielektrycznej ( $\sigma = 0$ ) * lub EHD ( $\sigma \neq 0$ ). Krótkofalowe przesunięcie $\lambda_{\text{max}}^*$ . Obrót osi spirali o $90^\circ$ i przejście w KT* Przejście fazowe w KKN przy $K_{22} > K_{33}$ *	Niestabilność EHD; dynamiczne rozpraszanie światła. Obrót osi spirali i przejście do planarnej tekstury (PT) („zmywanie” rozpraszania) *	St przy $\sigma = 0$ Tworzenie się konfokalnej tekstury (KT) z powodu ruchu materii („pamięć”)

\* Oznaczenia — patrz tabela 1.

## 5. Inne przykłady zjawisk elektrooptycznych

### 5.1. Ciekłe kryształy smektyczne (CKS)

W porównaniu z nematycznymi, CKS wykazują wyższy stopień orientacyjnego uporządkowania i odpowiednio wyższą anizotropię stałej dielektrycznej, która w różnych materiałach może być zarówno dodatnia [46b, 114], jak i ujemna [115, 116]. Jednakże z powodu dużej lepkości i silnej adhezji z ograniczającymi powierzchniami, CKS z trudem orientują się w polach zewnętrznych [117]. I tak na przykład, jeśli dla pochylenia molekuł wewnątrz warstwy smektycznej (rys. 1c) wystarczy pole magnetyczne  $10 \div 15$  kGs [116, 118], to w celu przeorientowania płaszczyzn smektycznych potrzebne jest pole 60 kGs i większe [116].

Podatność CKS na orientację pod wpływem pola elektrycznego stwierdzono jeszcze w latach trzydziestych [119]. Ostatnio orientację różnych CKS w polach elektrycznych o częstościach akustycznych badał dokładnie Carr [115, 116]. Wykazał on, że przy częstościach przewyższających krytyczną częstość ( $\omega > \omega_c \sim 1/\tau_0$ , gdzie  $\tau_0$  — czas dielektrycznej relaksacji) orientacja CKS poddyktowana jest znakiem dielektrycznej anizotropii. Przy niskich częstościach ( $\omega < \omega_c$ ) często występuje orientacja anomalna, uwarunkowana anizotropią przewodnictwa elektrycznego ( $\Delta\sigma = \sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}$ ). Warto przypomnieć, że dla CKS spełniony jest z reguły warunek  $\Delta\sigma < 0$ , dzięki wyższej ruchliwości nośników ładunku wzdłuż płaszczyzn smektycznych, tzn. prostopadle do „directora”  $L$ . W ten sposób, przy dostatecznie dużym przewodnictwie pola o niskich częstościach oraz pola statyczne orientują CKS tak, że długie osie molekularne prostopadle są do pola niezależnie od znaku  $\Delta\epsilon$ .

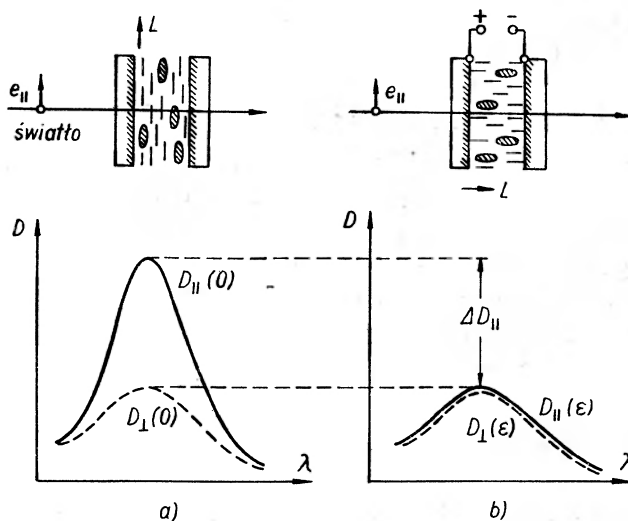
Progowe pole pojawienia się domenowej niestabilności w CKS ( $\sim 7000$  V/cm) jest w przybliżeniu o rząd wielkości wyższe od progu niestabilności tegoż ciekłego kryształu w fazie nematicznej, a period domen jest znacznie mniejszy. Przy podwyższaniu napięcia, w CKS obserwuje się turbulentny ruch, któremu towarzyszy intensywne rozpraszanie światła [120]. W pracy [121] doniesiono o zmniejszaniu się transmisji światła przechodzącego przez CKS w polu elektrycznym, efekcie utrzymującym się także po odłączeniu napięcia od elektrod.

Elektrohydrodynamiczna niestabilność CKS rozpatrywana była [122] w ramach teorii Helfricha [48], ale przy założeniu nierówności  $\Delta\sigma < 0$  oraz silnej więzi „directora” z warstwami smektycznymi. Otrzymano częstościową zależność progu pojawiania się niestabilności, podobną do wyniku otrzymanego dla CKN [52] o dużych wartościach  $\gamma_1$  ( $\gamma_1 \rightarrow \infty$ ), gdzie  $\gamma_1$  — współczynnik lepkości. Porównanie teorii z doświadczeniem wydaje się na razie bardzo trudne, ponieważ nie przeprowadzono jeszcze systematycznych badań CKS w zależności od częstości pola elektrycznego, a oprócz tego brak jest dostatecznej liczby danych o fizycznych parametrach tych substancji (takich jak lepkość, sprężystość, stałe dielektryczne, przewodnictwo elektryczne i in.). Poważną trudność stanowi także otrzymanie jednorodnej orientacji CKS w komórce elektrooptycznej. Ukazała się tylko jedna praca [123], gdzie badano elektro- oraz termoptyczne własności warstw CKS, zorientowanych jednorodnie przy pomocy powierzchniowo czynnych substancji, a także wskazano na możliwość praktycznego wykorzystania takich warstw w urządzeniach odbioru informacji.

## 5.2. Efekt „gość-gospodarz” w mieszaninach CKN

Już od dawna zdolność orientowania przez CKN molekuł domieszkowanych substancji wykorzystywano, jak to obecnie też się czyni, w badaniach spektroskopowych [124]. Efekt „gość-gospodarz” można obserwować, działając polem elektrycznym na CKN („gospodarz”), zawierający w charakterze domieszki („gość”) — anizotropowo pochłaniające światło (pleochroiczne) molekuly barwników. Jeśli molekula domieszki ma wydłużony kształt, to orientuje się

swą długą osią wzdłuż molekuł („directora”) CKN. Mamy tu na myśli średnią w czasie wyróżnioną orientację, ponieważ zachowuje się ruch rotacyjny molekuł domieszki w ciekłym kryształcie (podobnie jak i rotacja molekuł samego CKN). Z powodu uporządkowania molekuł barwnika, roztwór ciekłokrystaliczny wykazuje dichroizm absorpcji optycznej w widzialnym obszarze widma, który może być zarówno dodatni ( $D_{\parallel} > D_{\perp}$ ), jak i ujemny ( $D_{\parallel} < D_{\perp}$ ) [125]. Zależy to od położenia momentu przejścia dipolowego  $m$  względem dłuższej osi domieszkowanej drobiny ( $D_{\parallel}$  i  $D_{\perp}$  — optyczne gęstości roztworu dla wektora polaryzacji światła  $e$  równoległego i prostopadłego do „directora” CKN). Na



Rys. 11. Efekt „gość-gospodarz” w CKN: a) orientacja molekuł barwnika oraz widma absorpcji w świetle spolaryzowanym w nieobecności pola; b) to samo — przy włączonym polu (molekuły barwnika zakreskowano)

rys. 11a przedstawiona jest zwykła elektrooptyczna komórka z CKN o orientacji  $S$ , mającym dodatnią anizotropię dielektryczną. W ciekłym kryształcie rozpuszczony jest barwnik, którego molekuły mają wydłużony kształt, a moment przejścia jest równoległy do dłuższej osi drobiny (jest to przypadek typowy dla barwników). W nieobecności pola gęstość optyczna komórki jest różna dla polaryzacji światła  $e_{\parallel} L$  ( $D_{\parallel}$ ) i  $e_{\perp} L$  ( $D_{\perp}$ ). Po przyłożeniu do komórki napięcia elektrycznego, przewyższającego próg efektu  $S$  (§ 3.1), „director” ciekłego kryształu przeorientuje się w kierunku pola, pociągając za sobą molekuły barwnika (rys. 11b). Przy dostatecznie silnym polu, optyczne gęstości dla światła o dowolnej polaryzacji stają się jednakowe  $D_{\parallel}(E) = D_{\perp}(E) = D_{\perp}(E=0)$  i w ten sposób zachodzi zmiana gęstości optycznej  $\Delta D_{\parallel}(E) = D_{\parallel}(0) - D_{\parallel}(E)$  dla światła spolaryzowanego wzdłuż wyjściowego kierunku „directora”. Po raz pierwszy efekt ten obserwowano w [126], a badano dokładnie w [127], gdzie zdejmowano elektrooptyczne charakterystyki komórek w funkcji koncentracji barwnika oraz napięcia (np. maksymalna wartość  $\Delta D_{\parallel}$  była równa 1,5).

Parametry czasowe efektu „gość-gospodarz” podlegają tym samym równaniom (9) i (10), co przypadek deformacji CKN w polu elektrycznym. W pracy [128] opisano zmianę koloru komórki o wyjściowej orientacji  $B$  „directora” (rys. 4b), a w pracy [129] badano anizotropię luminescencji molekuł rozpuszczonych w CKN.

### 5.3. Efekt Kerra

W temperaturach znacznie przewyższających temperaturę przejścia fazowego w stan cieczy izotropowej ( $T_{N-C}$ ), substancje tworzące ciekłe kryształy zachowują się w polu elektrycznym jak zwykle (polarne lub niepolarne) ciecze, wykazując zjawisko Kerra. Jednakże przy obniżaniu temperatury, w miarę zbliżania się do  $T_{N-C}$ , stała Kerra w pewnych przypadkach [131] zmienia znak, a w innych [132, 133] — gwałtownie rośnie, osiągając wartości 200 razy większe od stałej Kerra nitrobenzenu [134]. Anomalie te można wyjaśnić obecnością w cieczy izotropowej zarodków fazy ciekłokrystalicznej, tj. molekularnych agregatów o lokalnym orientacyjnym porządku [131, 134], które znacznie obniżają „półfalowe napięcie” komórki Kerra, wydłużając równocześnie jej szybkość działania do wartości  $10^{-7} \div 10^{-6}$  s. W fazie nematycznej zjawisko Kerra jest całkowicie maskowane innymi, znacznie silniejszymi zjawiskami orientacyjnymi rozpatrywanymi w rozdz. 3.

## 6. Zakończenie. O możliwościach zastosowania różnych zjawisk elektrooptycznych

Podstawową zaletą cienkich warstw ciekłokrystalicznych jest ich zdolność do zmiany optycznych własności pod wpływem niskich napięć (wolty) przy niezwykle małych poborach mocy ( $10^{-6} \div 10^{-4}$  W/cm<sup>2</sup>). Dlatego też różne elektrooptyczne efekty, oparte na przedstawionych wyżej fizycznych zjawiskach, znajdują obecnie, lub też znajdą w najbliższych latach szerokie praktyczne zastosowania [135]. Już teraz prowadzi się intensywnie przemysłowe opracowania miniaturowych przyrządów (elektronowych zegarków na rękę i kalkulatorów) z zastosowaniem ciekłokrystalicznych substancji w ich „monitorach” (wskaźnikach informacji cyfrowej i literowej) [5, 136, 137]. W urządzeniach tych, a także w analogowych skalach elektrycznych przyrządów pomiarowych [138] najbardziej użyteczne okazują się ciekłe kryształy nematyczne, wykazujące efekt  $T$  lub dynamiczne rozpraszenie światła. Intensywnie bada się możliwość wyprodukowania płaskich ciekłokrystalicznych ekranów (typu ekranów telewizyjnych) do odbierania informacji w dogodnej skali czasowej z zastosowaniem takich zjawisk jak efekt dynamicznego rozpraszenia (a w szczególności z „pamięcią”), przejście fazowe CKCh  $\rightarrow$  CKN itd. [137].

Dzięki wspomnianej szybkości działania fazowe modulatory światła, wykorzystujące efekt  $S$  w CKN, mogą mieć zastosowanie w urządzeniach obróbki informacji optycznej, technice holograficznej, deflektorach światła itd. [139]. W kombinacji z fotopółprzewodnikowymi cienkimi warstwami, warstwy ciekło-



krystaliczne mogą służyć jako wzmacniacze lub przetworniki obrazów, albo też jako środowiska do fotografii podczerwonej [140].

Przy pomocy cholesterolowych oraz nematycznych ciekłych kryształów udaje się przedstawiać wizualnie rozkład potencjału elektrycznego (test niezaburzający) układów scalonych i innych obiektów [141]. Efekt „gość-gospodarz” w mieszaninach CKN proponuje się stosować w produkcji kolorowych wskaźników informacji [127, 142]. Można także przypuszczać, iż anomalnie duże stałe Kerr'a uporządkowanych cieczy [134] pozwolą na opracowanie szybkich modulatorów światła o obniżonym „półfalowym napięciu”<sup>13</sup>.

Tłumaczył Stanisław Wróbel

#### Literatura

- [1] J. G. Chistyakov, *Usp. Fiz. Nauk* **89**, 563 (1966).
- [2] J. G. Chistyakov, *Zhidkiye kristally*, Nauka, Moskwa 1970.
- [3] G. W. Gray, *Molecular Structure and Properties of Liquid Crystals*, N. Y., Academic Press 1962.
- [4] G. H. Brown, J. W. Doane, V. D. Neff, *A Review of the Structure and Physical Properties of Liquid Crystals*, L., Butterworths 1971.
- [5] J. Castellano, *RCA Rev.* **33**, 296 (1972); A. Sussman, *IEEE Trans. Parts, Hybrids and Packaging* PHP-8, 24 (1972); L. Creagh, *Proc. IEEE* **61**, 814 (1973).
- [6] A. P. Kapustin, *Elektroopticheskiye i akusticheskiye svoystva zhidkikh kristallov*, Nauka, Moskwa 1973.
- [7] W. Zwetkoff, *Acta Physicochim. URSS* **16**, 132 (1942).
- [8] I. Björnstaahl, *Ann. Phys.* **56**, 161 (1918).
- [9] G. Friedel, *Ann. Phys.* **19**, 273 (1922); H. Zocher, V. Birstein, *Z. Phys. Chem.* **A142**, 186 (1929); M. Jeżewski, *Z. Phys.* **51**, 159 (1928); W. Kast, *Z. Kristallogr.* **79**, 146 (1931).
- [10] V. K. Frederiks, V. N. Cvetkov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **9** (4), 123 (1935); *Acta Physicochim. URSS* **3**, 880 (1935).
- [11] V. N. Cvetkov, *Ucz. Zapiski Leningrad. Pedagog. Instituta* **10**, 5 (1938).
- [12] W. N. Zwetkoff, *Acta Physicochim. URSS* **6**, 885 (1937).
- [13] F. C. Frank, *Disc. Faraday Soc.* **25**, 19 (1958).
- [14] H. Gruler, T. J. Scheffer, G. Meier, *Z. Naturforsch.* **27a**, 966 (1972).
- [15] P. D. Bieriezin, J. N. Kompaniec, V. N. Nikitin, S. A. Pikin, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **64**, 599 (1972).
- [16] H. J. Deuling, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **19**, 123 (1972).
- [17] A. Saupe, *Z. Naturforsch.* **15a**, 815 (1960); P. Pincus, *J. Appl. Phys.* **41**, 974 (1970).
- [18] F. M. Leslie, *Mol. Cryst. and Liquid Cryst.* **12**, 57 (1970).
- [19] H. Gruler, *Z. Naturforsch.* **28a**, 474 (1973).
- [20] E. Jakeman, E. P. Raynes, *Phys. Lett.* **A39**, 69 (1972); Orsay Liquid Crystal Group, *J. Chem. Phys.* **51**, 816 (1969).
- [21] F. J. Kahn, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 386 (1973); E. J. Kahn, G. N. Taylor, H. Shonhorn, *Proc. IEEE* **61**, 823 (1973).
- [22] P. Chatelain, *Bull. Soc. Franc. Mineral. Crist.* **66**, 105 (1943).

<sup>13</sup> Tzn. stosunkowo małe napięcia powodują przesunięcie fazowe między promieniami: zwykłym i nadzwyczajnym o  $\pi$  (tj. o połowę długości fali) (przyp. tłum.).

- [23] D. Berreman, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1683 (1972).
- [24] J. L. Janning, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 173 (1972).
- [25] J. E. Proust, L. Ter-Minassian-Saraga, E. Guyon, *Solid State Comm.* **11**, 1227 (1972); I. Haller, *J. Chem. Phys.* **57**, 1400 (1972); T. Uchida, H. Watanabe, *Jap. J. Appl. Phys.* **11**, 1559 (1972).
- [26] V. Neff, L. Gulrich, G. Brown, *Mol. Cryst.* **1**, 225 (1966).
- [27] T. Ohtsuka, M. Tsukamoto, *Jap. J. Appl. Phys.* **10**, 1046 (1973).
- [28] I. G. Basov, P. D. Bieriezin, L. M. Blinov, I. N. Kompaniec, V. N. Morozov, V. V. Nikitin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma* **15**, 200 (1972); P. D. Bieriezin, L. M. Blinov, I. N. Kompaniec, V. V. Nikitin, *Sbornik Kvantovaya elektronika*, vypusk 1 (13), Sov. Radio, Moskva 1973, str. 127.
- [29] a) M. F. Schiekel, K. Fahrenschon, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 391 (1971); b) R. A. Soref, M. J. Rafuse, *J. Appl. Phys.* **43**, 2029 (1971).
- [30] H. Gruler, G. Meier, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **16**, 299 (1972).
- [31] M. Hareng, E. Leiba, G. Assouline, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **17**, 361; *Appl. Opt.* **11**, 2920 (1972).
- [32] M. Schadt, W. Helfrich, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 127 (1971).
- [33] M. Schadt, *J. Chem. Phys.* **56**, 1494 (1972); C. J. Alder, E. P. Raynes, *J. Phys.* **D6**, L33 (1973).
- [34] G. Elliot, D. Harvey, M. Williams, *Electron. Lett.* **9**, 399 (1973).
- [35] A. Boller, H. Scheffer, M. Schadt, P. Wild, *Proc. IEEE* **60**, 1002 (1972); G. W. Gray, K. J. Harrison, J. A. Nash, *Electron. Lett.* **9**, 130 (1973); A. Ashford, J. Constant, J. Kirton, E. P. Raynes, *Electron Lett.* **9**, 118 (1973).
- [36] A. Saupe, *Angew. Chem. J.* **80**, 99 (1968); N. D. Samodurova, A. S. Sonin, *Ucz. Zapiski Ivanovsk. Pedagog. Instituta* **99**, 89 (1972).
- [37] R. Meyer, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 918 (1969); R. Meyer, P. Pershan, *Solid State Comm.* **13**, 989 (1973).
- [38] W. Haas, J. Adams, J. Flannery, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1326 (1970).
- [39] D. Schmidt, M. Schadt, W. Helfrich, *Z. Naturforsch.* **27a**, 277 (1972).
- [40] W. Helfrich, *Z. Naturforsch.* **26a**, 833 (1971).
- [41] A. P. Kapustin, L. K. Vistin, *Kristallografiya* **10**, 118 (1965); L. K. Vistin, *Kristallografiya* **17**, 842 (1972).
- [42] R. Williams, G. Heilmeyer, *J. Chem. Phys.* **44**, 638 (1966).
- [43] H. Gruler, G. Meier, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **12**, 289 (1971).
- [44] G. I. Sprokel, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **22**, 249 (1973).
- [45] A. R. Hippel, *Dielektriki i volny*, IL, Moskva 1960, § 31.
- [46] a) D. McLemore, E. F. Carr, *J. Chem. Phys.* **57**, 3245 (1972); F. Rondelez, *Solid State Comm.* **11**, 1675 (1972); b) W. Flint, E. F. Carr, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **22**, 1 (1973).
- [47] V. N. Cvetkov, G. M. Michailov, *Acta Physicochim. URSS* **8**, 77 (1938); E. F. Carr, *J. Chem. Phys.* **39**, 1979 (1963).
- [48] W. Helfrich, *J. Chem. Phys.* **51**, 4092 (1969).
- [49] R. Williams, *J. Chem. Phys.* **39**, 384 (1963); A. P. Kapustin, L. S. Larinova, *Kristallografiya* **9**, 297 (1964); L. K. Vistin, A. P. Kapustin, *Kristallografiya* **14**, 741 (1969).
- [50] S. A. Pikin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **60**, 1185 (1971); *Kristallografiya* **18**, 445 (1973).
- [51] a) P. A. Penz, G. W. Ford, *Phys. Rev.* **A6**, 414, 1676 (1972); b) P. A. Penz, 4th Intern. Conference on Liquid Crystals, Kent, USA, 1972, Rept. No. 108.
- [52] a) Orsay Liquid Crystal Group, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1642 (1970); b) E. Dubois-Violette, P. G. de Gennes, O. Parodi, *J. Phys. (France)* **32**, 305 (1971).
- [53] F. M. Leslie, *Quart. J. Mech. Appl. Math.* **19**, 357 (1966).
- [54] L. K. Vistin, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **194**, 1318 (1970); *Kristallografiya* **15**, 594 (1970).
- [55] W. Greubel, V. Wolff, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 213 (1971).

- [56] S. A. Pikin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **61**, 2133 (1971).
- [57] W. H. de Jeu, C. J. Gerritsma, *J. Chem. Phys.* **56**, 4752 (1972); W. H. de Jeu, C. J. Gerritsma, P. Van Zanten, W. J. A. Goossens, *Phys. Lett.* **A39**, 355 (1972).
- [58] M. F. Grebekin, G. S. Chilaya, V. T. Lazarieva, K. V. Roytman, L. M. Blinov, V. V. Titov, *Sbornik Dokladov II Wsjesojuznoj Naucznoj Konfiereneji po Židkim, Kristallam, Iwanovo*, 27-29 czerwca 1972 r., Iwanovo, IK AN SSSR — IGPI, 1973, str. 179.
- [59] W. H. de Jeu, C. J. Gerritsma, A. M. Van Boxtel, *Phys. Lett.* **34**, 203 (1971).
- [60] P. A. Penz, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1405 (1970).
- [61] M. Bertolotti, S. Lagomarsino, F. Scudieri, D. Sette, *J. Phys.* **C6**, L177 (1973).
- [62] D. Meyerhofer, A. Sussman, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 337 (1972).
- [63] a) Orsay Liquid Crystal Group, *Liquid Crystals* **3**, Ed. G. Brown and M. Labes, pt. II, L.-N. Y.-P., Gordon and Breach, Sci. Publ., 1973, p. 711; b) Y. Galerne, G. Durand, M. Veyssie, *Phys. Rev.* **A6**, 484 (1972).
- [64] G. H. Heilmeyer, W. Helfrich, *Appl. Phys. Lett.* **16**, 155 (1970).
- [65] C. Deutch, P. Keating, *J. Appl. Phys.* **40**, 4069 (1969); E. W. Aslaksen, B. Ineichen, *J. Appl. Phys.* **42**, 882 (1971).
- [66] T. O. Carrol, *J. Appl. Phys.* **43**, 767 (1972).
- [67] N. Felici, *Rev. Gen. Electronique* **78**, 17 (1969); N. Felici, R. Tobazeon et al., *Proc. IEEE* **60**, 241 (1972).
- [68] R. Turnbull, *J. Phys.* **D6**, 1745 (1973).
- [69] H. Koelmans, A. M. Van Boxtel, *Phys. Lett.* **A32**, 32 (1970).
- [70] A. Takase, S. Sakagami, M. Nakamizo, *Jap. J. Appl. Phys.* **12**, 1255 (1973).
- [71] L. K. Vistin, A. P. Kapustin, *Optika i Spektrosk.* **24**, 650 (1968).
- [72] G. H. Heilmeyer, L. A. Zanoni, L. A. Barton, *Proc. IEEE* **56**, 1162 (1968); *IEEE Trans Electron Dev.* **ED-17**, 22 (1970).
- [73] S. A. Pikin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **63**, 1115 (1972).
- [74] T. O. Carrol, *J. Appl. Phys.* **43**, 1342 (1972).
- [75] L. D. Landau, E. M. Lifszic, *Elektrodinamika sploshnykh sred*, par. 14, Fizmatgiz, Moskwa 1959 (in Russian).
- [76] D. Jones, L. Greagh, S. Lu, *Appl. Phys. Lett.* **16**, 61 (1970); G. Assouline, E. Leiba, *Rev. Tech. CFTH* **1**, 483 (1969).
- [77] L. T. Creagh, A. R. Kmetz, R. A. Reynolds, *IEEE Trans Electron Devices* **ED-18**, 672 (1971); L. S. Cosentino, *IEEE Trans Electron Devices* **ED-18**, 1192 (1971); C. H. Cooch, H. A. Tarry, *J. Phys.* **D5**, 125 (1972); M. F. Griebieskin et al., *Kristallografiya* **18**, 429 (1973).
- [78] A. Sussman, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 269 (1972); J. Nehring, M. S. Petty, *Phys. Lett.* **A40**, 307 (1972); R. Chang, *J. Appl. Phys.* **44**, 1885 (1973).
- [79] A. I. Baise, I. Teucher, M. Labes, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 142 (1972); F. E. Wargoeki, A. Lord, *J. Appl. Phys.* **44**, 531 (1973).
- [80] P. A. Winsor, *J. Colloid Sci.* **10**, 101 (1955); T. Tachibana, M. Tanaka, *Bull. Chem. Soc. Jap.* **44**, 116 (1971).
- [81] I. G. Chistyakov, V. N. Aleksandrov, *Ucz. Zapiski Iwanovskovo Piedagog. Instituta* **77**, 34 (1970).
- [82] F. Rondelez, H. Arnould, C. J. Gerritsma, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 735 (1972).
- [83] C. Mauguin, *Bull. Soc. Franc. Mineral Crist.* **34**, 71 (1911).
- [84] H. J. de Vrie, *Acta Cryst.* **4**, 215 (1951).
- [85] R. B. Meyer, *Appl. Phys. Lett.* **14**, 208 (1969).
- [86] C. J. Gerritsma, P. van Zanten, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **15**, 257 (1971).
- [87] W. Helfrich, *J. Chem. Phys.* **55**, 839 (1971).
- [88] J. H. Muller, *Z. Naturforsch.* **20a**, 849 (1965); *Mol. Cryst.* **2**, 167 (1966); W. J. Harper, *Mol. Cryst.* **2**, 325 (1966).

- [89] P. G. de Gennes, *Solid State Comm.* **6**, 163 (1968); R. Meyer, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 281 (1968).
- [90] J. J. Wysocki, J. Adams, W. Haas, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1024 (1968).
- [91] H. Baessler, M. Labes, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1791; F. J. Kahn, **24**, 209 (1970).
- [92] H. Baessler, M. Labes, *J. Chem. Phys.* **51**, 5397 (1969).
- [93] a) G. H. Heilmeyer, J. E. Goldmacher, *J. Chem. Phys.* **51**, 1258 (1969); b) G. H. Heilmeyer, L. A. Zanon, J. E. Goldmacher, *Liquid Crystal and Ordered Fluids*, Ed. J. Johnson, R. Porter, Plenum Press, 1970, p. 215.
- [94] T. Ohtsuka, M. Tsukamoto, *Jap. J. Appl. Phys.* **12**, 22 (1973); R. A. Kashnow, J. E. Bigelow, H. E. Cole, C. R. Stein, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 290 (1973).
- [95] C. J. Gerritsma, P. van Zanten, *Phys. Lett.* **A42**, 127 (1972).
- [96] E. Sackmann, S. Meiboom, L. Snyder, *J. Am. Chem. Soc.* **89**, 5981 (1967); R. B. Meyer, *Appl. Phys. Lett.* **14**, 208 (1968); C. Durand, L. Leger, F. Rondelez, M. Veyssie, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 227 (1969).
- [97] W. Helfrich, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 531 (1970).
- [98] C. J. Gerritsma, P. van Zanten, *Phys. Lett.* **A37**, 47 (1971).
- [99] a) T. J. Scheffer, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 593 (1972); b) F. Rondelez, H. Arnould, C. J. Gerritsma, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 735 (1972).
- [100] J. P. Hurault, *J. Chem. Phys.* **59**, 2068 (1973).
- [101] F. Rondelez, J. P. Hulin, *Solid State Comm.* **10**, 1009 (1972).
- [102] H. Baessler, M. Labes, *J. Chem. Phys.* **51**, 1846 (1969); H. Baessler, T. M. Laronge, M. Labes, *J. Chem. Phys.* **51**, 3213 (1969).
- [103] C. J. Gerritsma, P. van Zanten, *Phys. Lett.* **A42**, 329 (1972).
- [104] N. Oron, M. Labes, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 243 (1972).
- [105] J. Wysocki, J. Adams, W. Haas, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **8**, 471 (1969).
- [106] C. J. Gerritsma, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **15**, 257 (1971).
- [107] G. H. Heilmeyer, J. E. Goldmacher, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 132 (1969); *Proc. IEEE* **57**, 34 (1969).
- [108] a) W. Haas, J. Adams, J. B. Flannery, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 577 (1970); b) W. Haas, J. Adams, G. Dir, *Chem. Phys. Lett.* **14**, 95 (1972).
- [109] G. S. Chilaya, V. T. Lazaryeva, L. M. Blinov, *Kristallografiya* **18**, 203 (1973).
- [110] F. Rondelez, A. Arnould, *CR Acad. Sci.* **B273**, 549 (1971).
- [111] B. Kerllenevich, A. Coche, *J. Appl. Phys.* **42**, 5313 (1971).
- [112] L. Melamid, D. Rubin, *Appl. Phys. Lett.* **16**, 149 (1969); J. Wysocki, J. Adams, W. Haas, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **8**, 471 (1969); W. Haas, J. Adams, *J. Electrochem. Soc.* **118**, 1372 (1969).
- [113] J. P. Hulin, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 455 (1972).
- [114] W. Maier, G. Meier, *Z. Phys. Chem.* **13**, 251 (1957).
- [115] E. F. Carr, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 807 (1970); cytat w [63a], p. 727.
- [116] L. Chou, E. F. Carr, *Phys. Rev.*, **A7**, 1639 (1973).
- [117] I. G. Chistyakov, I. V. Sushkin, V. M. Czaykovski, E. A. Kosterin, *Ucz. Zapiski Iwanovskovo Pedagog. Instituta* **77**, 3 (1970).
- [118] R. Wise, D. Smith, J. Doane, 4th Intern. Conference on Liquid Crystals, Kent, USA, 1972, Rept. No. 30.
- [119] V. Freedericksh, A. Repeva, *Acta Physicochim. URSS* **4**, 91 (1936).
- [120] L. K. Vistin, A. P. Kapustin, *Kristallografiya* **13**, 349 (1968).
- [121] R. A. Soref, *The Physics of Opto-Electronic Materials*, Ed. A. Walter, New York — London, Plenum Press, 1971, p. 207, C. Tani, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 241 (1971).
- [122] J. A. Geurst, W. J. A. Goossens, *Phys. Lett.* **A41**, 369 (1972).
- [123] F. J. Kahn, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 111 (1973).
- [124] A. Saupe, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **16**, 87 (1972).
- [125] E. Sackmann, *J. Am. Chem. Soc.* **90**, 3569 (1968); L. Pohl, *Kontakte Merck*, Nr 1, 33 (1973).

- [126] G. H. Heilmeyer, L. A. Zanoni, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 91 (1968).
- [127] J. A. Castellano, *Electronics* **43**, 64 (1970).
- [128] J. A. Castellano, w [93b], p. 293.
- [129] E. Sackmann, *Chem. Phys. Lett.* **4**, 537 (1970); G. Bauer, A. Stieb, G. Meier, *J. Appl. Phys.* **44**, 1905 (1973).
- [130] P. G. de Gennes, *Comm. Solid State Phys.* **3**, 35 (1968).
- [131] V. N. Cvetkov, E. I. Riumcev, *Kristallografiya* **13**, 290 (1968).
- [132] J. C. Filippini, *CR Acad. Sci.* **B275**, 349 (1972).
- [133] A. R. Johnston, *J. Appl. Phys.* **44**, 2971 (1973).
- [134] M. Schadt, W. Helfrich, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **17**, 355 (1972).
- [135] *Liquid Crystals and Their Applications*, ed. T. Kallard, Optosonic Press, New York 1970.
- [136] G. H. Heilmeyer, *Sci. Amer.* **222** (4), 100 (1970), N. A. Luce, *Electronics* **45**, 93 (1972).
- [137] L. A. Goodman, *J. Vacuum Sci. Technol.* **10**, 804 (1973).
- [138] R. A. Soref, *Appl. Opt.* **9**, 1323 (1970); *Proc. IEEE* **61**, 384 (1973).
- [139] I. G. Kompaniec, P. D. Bieriezin, A. A. Wasiliev, V. V. Nikitin, L. M. Blinov, cytat w [58] Sbornik, str. 274.
- [140] J. D. Margerum, J. Nimoy, S. Y. Wong, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 51 (1970); G. Assouline, M. Hareng, E. Leiba, *Proc. IEEE* **59**, 1355 (1971); M. I. Barnik, L. M. Blinov, Tiezisy I Wsjesojuznoj Konfierencji po Bessieriebrjannym i Nieobczym Fotograficzieskim Prociesam, cz. 2, Kijów, KGU, 1972, str. 45.
- [141] K. Thiessen, T. Le Tuyen, *Phys. Stat. Sol.* **a13**, 73 (1972).
- [142] E. Gordon, L. Anderson, *Proc. IEEE* **61**, 807 (1973).
- [143] S. G. Dmitriev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **61**, 2049 (1971).
- [144] M. F. Gribionkin, M. I. Barnik, L. M. Blinov, V. V. Titov, Tiezisy I Wsjesojuznoj Nauczno-Tiechniczieskoj konfierencji „Fotometriczieskije Izmierenija i Ich Mietrologoczieskoje Obiespiczenije”, str. 86, Moskwa 1974.
- [145] I. G. Chistyakov, L. K. Vistin, *Kristallografiya* **19**, 195 (1974).
- [146] G. Labrunie, J. Robert, *J. Appl. Phys.* **44**, 4869 (1973).
- [147] H. Hervet, J. P. Hurault, F. Rondelez, *Phys. Rev.* **A8**, 3055 (1973).

#### Literatura uzupełniająca:

- [148] A. Adamczyk, Z. Strugalski, *Ciekłe kryształy*, WNT, Warszawa 1976.
- [149] J. A. Janik, *Postępy Fizyki* **11**, 551 (1960).
- [150] M. Mięśowicz, *Postępy Fizyki* **26**, 129 (1975).
- [151] K. Rościszewski, *Postępy Fizyki* **24**, 393 (1973).
- [152] M. J. Stephen, J. P. Straley, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 617 (1974).
- [153] G. H. Brown, J. W. Doane, *Appl. Phys.* **4**, 1 (1974).
- [154] S. Chandrasekhar, *Rep. Progr. Phys.* **39**, 619 (1976).
- [155] G. H. Brown, W. G. Shaw, *J. Chem. Phys.* **57**, 1049 (1957).
- [156] M. Jeżewski, *J. Phys. Radium* **5**, 59 (1924).
- [157] M. Jeżewski, *Z. Phys.* **40**, 445 (1926).
- [158] M. Mięśowicz, *Bull. Intern. Acad. Pol. Ser.* **4**, 228 (1936).
- [159] M. Mięśowicz, *Nature* **158**, 27 (1946).
- [160] M. Jeżewski, M. Mięśowicz, *Acta Phys. Pol.* **IV**, 97 (1935).
- [161] M. Mięśowicz, M. Jeżewski, *Phys. Z.* **36**, 107 (1935).
- [162] A. Rapini, *Progr. Solid State Chem.* **8**, 337 (1973).

*Marian Kupczyński*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Odkrycie powabu

### A Discovery of Charm

*Abstract:* A short history of the development of the theoretical ideas leading to the hypothesis of the existence of the charmed particles is reviewed. The expected properties of these particles and the experimental data seeming to confirm their existence are discussed.

#### 1. Wstęp

Wiele danych doświadczalnych zdaje się świadczyć o tym, że zostały odkryte cząstki powabne, to znaczy hadrony, które są scharakteryzowane przez nową liczbę kwantową  $C$ , zwaną powabem (ang. charm). W modelu kwarkowym Gell-Manna [1, 2] mezony są zbudowane z pary kwark-antykwar, a bariony z trzech kwarków. Cząstki powabne różnią się od zwyczajnych tym, że zawierają co najmniej jeden kwark lub antykwark powabny. Istnienie takiego kwarku powabnego zostało założone w pracy Glashowa, Iliopoulosa i Maiani [3] w roku 1970.

Obecnie nie ma wątpliwości co do istnienia cząstek powabnych, mogą istnieć jeszcze wątpliwości co do ich ostatecznej interpretacji teoretycznej. Ale jeśli by nawet ta ostateczna interpretacja teoretyczna nie zawierała pojęcia powabu (co wydaje się wątpliwe), to i tak odkrycie tych cząstek jest jednym z największych odkryć w dziedzinie cząstek elementarnych od czasu odkrycia symetrii  $SU(3)$  przez Gell-Manna i Ne'mana w roku 1961, a hipoteza istnienia powabu jedną z najbardziej płodnych.

Znaczenie odkrycia cząstek powabnych jest tym większe, że dostarcza ono dodatkowych argumentów za słusnością zuniifikowanej teorii słabych i elektromagnetycznych oddziaływań oraz za słusnością modelu kwarków. Nie dziwnego, że odkrycie w roku 1974 pierwszej nowej cząstki  $\psi$  przez grupy doświad-

czalne prowadzone przez Tinga i Richtera, już w roku 1976 zostało uhonorowane przyznaniem nagrody Nobla w dziedzinie fizyki Tingowi i Richterowi.

Wprawdzie przez długi czas po odkryciu cząstki  $\psi$  i pokrewnych jej cząstek ich interpretacja teoretyczna była wielce niejednoznaczna [4], to jednak odkrycie w roku 1976 mezonu i barionu powabnego spowodowało, że obecnie cząstki  $\psi$  uważa się za różne stany charmonium (czytaj: czarmonium) — stanu związanego kwarku powabnego z antykwarkiem powabnym.

W tym artykule w § 2 omówię bardzo krótko historię wprowadzenia liczby kwantowej powabu i symetrii SU(4), w § 3 przedyskutuję w miarę dokładnie mechanizm GIM i związane z nim istnienie kwarku powabnego, w § 4 przedstawię oczekiwane własności cząstek powabnych, a w § 5 omówię moim zdaniem najbardziej przekonujące fakty doświadczalne.

## 2. Historia powabu

Można śmiało powiedzieć, że łamana symetria SU(4) i powab zostały wprowadzone do świata hadronów dzięki słabym oddziaływaniom.

W latach 60. dobrze były już znane własności słabych rozpadów i oddziaływań 4 leptonów  $e$ ,  $\mu$ ,  $\nu_e$  i  $\nu_\mu$  z hadronami. Poszukiwano najbardziej elementarnych składników materii, z których można by zbudować wszystkie znane hadrony. Istnienie tylko czterech elementarnych hadronów stanowiłoby piękną analogię do świata leptonów. Ci, których ta analogia urzekła, doszli do symetrii SU(4). Wpierw jednak została odkryta symetria SU(3). Zgodnie z tą symetrią stany hadronów reprezentowane są przez niektóre bazy w przestrzeniach, w których działają nieprzywiedlne reprezentacje tej grupy. Bazy te nazywa się multipletami. W ustalonym multiplecie wszystkie stany hadronów dają się rozróżnić przez podanie wartości dwóch liczb kwantowych, hiperładunku  $Y$  i trzeciej składowej izospinu  $I_3$ , związanych z istnieniem dwóch komutujących operatorów w algebrze Liego grupy SU(3).

W roku 1963 niezależnie od siebie Królikowski [5], Tarjanne oraz Teplitz [6] zaproponowali rozszerzyć łamaną symetrię SU(3) do łamanej symetrii SU(4). W algebrze Liego grupy SU(4) jest o jeden komutujący operator więcej i stany określonego multipletu SU(4) można rozróżniać przez podanie trzech liczb zamiast dwóch. Tą nową pojawiającą się liczbą kwantową jest powab, tylko nie była ona tak od razu nazwana. Królikowski [5] próbował powiązać ją z liczbą leptonową i stworzyć jednolitą klasyfikację hadronów i leptonów. Tarjanne i Teplitz [6] traktowali grupę SU(4) czysto hadronowo, wprowadzając 4 fundamentalne\* pola  $p$ ,  $n$ ,  $\Lambda$ ,  $X^+$  stanowiące bazę w podstawowej czterowymiarowej reprezentacji nieprzywiedlnej grupy SU(4). Trochę później inne 4 pola kwarkowe wprowadził Hara [7] i Amati, Bacry, Nuyts i Prentki [8]. Ci ostatni autorzy przeprowadzili obszerną analizę różnych możliwości wyboru

\* Od tego miejsca fundamentalne pola będziemy nazywać kwarkowymi, chociaż nazwa kwarki została wprowadzona przez Gell-Manna [1] trochę później.

zbioru czterech kwarków o całkowitych ładunkach elektrycznych i różnych możliwościach łamania SU(4). Porównanie ich przewidywań z danymi doświadczalnymi okazało się niepomysłne. Nie udało się odtworzyć dobrze mas mezonów wektorowych.

Więcej sukcesów fenomenologicznych miał model Björkena i Glashowa z roku 1964 [9]. W modelu tym pojawiła się po raz pierwszy nazwa „charm” (po polsku: powab [4]). Poprzednie nazwy takie jak „supercharge”, „hypercharge center”, „peculiariness” nie przyjęły się. Björkenowi i Glashowowi udało się dobrze odtworzyć widmo mas obserwowanych hadronów, z tym że ich model przewidywał istnienie wielu nowych cząstek powabnych o masach mniejszych od 1 GeV/c<sup>2</sup>. Cząstek tych nie zaobserwowano i model poszedł w zapomnienie. Nie zapomniał jednak o nim Glashow, który przywrócił go do życia w odmłodzonej formie w roku 1970 [3]. Ponieważ nowy model ma dużo cech podobnych do starego, podajemy w tabeli 1 przyporządkowanie liczb kwantowych kwarkom w modelu Björkena-Glashowa.

Tabela 1

Liczby kwantowe kwarków w modelu Björkena-Glashowa

	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>Q</i>	<i>S</i>	<i>I</i>	<i>I<sub>3</sub></i>
<i>Z</i> <sup>+</sup>	1	1	1	0	0	0
<i>X</i> <sup>+</sup>	1	1	1	-1	1/2	1/2
<i>X</i> <sup>0</sup>	1	1	0	-1	1/2	-1/2
<i>Y</i> <sup>0</sup>	1	0	0	-1	0	0

gdzie *B*, *C*, *Q*, *S*, *I*, *I<sub>3</sub>* oznaczają kolejno ładunek barionowy, powab, ładunek, hiperładunek, izospin i trzecią składową izospinu.

Analogie między leptonami i kwarkami są następujące:

$$\mu^+ \leftrightarrow Z^+, \quad (1)$$

$$e^+ \leftrightarrow X^+, \quad (2)$$

$$\nu \leftrightarrow X^0 \cos \theta - Y^0 \sin \theta = X', \quad (3)$$

$$\nu' \leftrightarrow Y^0 \cos \theta - X^0 \sin \theta = Y'. \quad (4)$$

Przez analogię należy rozumieć, co następuje. Słaby prąd leptonowy ma dobrze znaną postać

$$j_\lambda = \bar{\nu}_e \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) e + \bar{\nu}_\mu \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \mu, \quad (5)$$

gdzie *e* i *μ*, *ν<sub>e</sub>* i *ν<sub>μ</sub>* oznaczają odpowiednio pole elektronu, mionu i ich neutrin. W związku z (1)-(4) mutatis mutandis otrzymuje się z (5) odpowiednią postać prądu kwarkowego.

Jak się przekonamy w następnym paragrafie, dalszy rozwój teorii słabych oddziaływań doprowadził do odkrycia nowego powabu.



### 3. Mechanizm GIM

W latach 1964-1970 rozwijała się intensywnie teoria słabych oddziaływań. Poszukiwano renormalizowalnej teorii pola, która w rachunku zaburzeń pozwalałaby otrzymać fenomenologiczny lagranżian Fermiego, i która pozwoliłaby na obliczenie procesów w wyższych rzędach rachunku zaburzeń. Teorię taką udało się otrzymać. Jest nią teoria Weinberga-Salama (W-S) [10]. Omówienie rozwoju i ostatecznej formy teorii W-S przekracza ramy tego artykułu. Powołamy się tylko na pewne wyniki i wskażemy trudności, jakie pojawiają się w teorii po włączeniu oddziaływań z kwarkami.

Teoria Weinberga-Salama jest pewną minimalną teorią, w której występują pola  $e$ ,  $\mu$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ ,  $\gamma$ ,  $\Phi$ , oznaczające odpowiednio pola elektronu, mionu, neutrina elektronowego, neutrina mionowego, naładowanych masywnych cząstek wektorowych, neutralnego masywnego bozonu, fotonu, neutralnej masywnej cząstki skalarnej Higgosa. Sprężenia są tak dobrane, że spełnione są konieczne warunki renormalizowalności, tzn. dobre zachowanie amplitud  $2 \rightarrow 2$  przy dużych energiach\*. Sprężenia te można otrzymać również konstruując teorię opartą na grupie cechowania  $SU(2)^L \otimes U(1)$  ze spontanicznie łamaną symetrią. Nowością teorii W-S i jej największym sukcesem jest przewidzenie istnienia neutralnego prądu słabego odpowiedzialnego np. za reakcję

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-, \quad (6)$$

ściśle zabronioną w konwencjonalnej teorii. Reakcję tę zaobserwowano w roku 1973. W teorii W-S sprzężenie leptonów z bozonami  $W^+$ ,  $W^-$  i  $Z^0$  jest dane przez następujący człon w lagranżianie

$$2^{-1/2} g(j_\lambda^+ W^\lambda + j_\lambda^- W_\lambda^-) + g' j_\lambda^z Z^\lambda, \quad (7)$$

gdzie stałe sprzężenia  $g$  i  $g'$  są tego samego rzędu, a  $j_\lambda^+$  i  $j_\lambda^z$  oznaczają odpowiednio naładowany i neutralny słaby prąd leptonowy. Prąd naładowany ma postać (5), a postać leptonowego prądu neutralnego nie będzie nam potrzebna.

Aby opisać słabe oddziaływania hadronów, wprowadza się w modelu W-S oddziaływania kwarków z bozonami w pełnej analogii do oddziaływań leptonów, pamiętając, że rolę  $e$  przejmuje kwark  $u$ , rolę  $\nu_e$  przejmuje kwark  $d'$ , gdzie

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c, \quad (8)$$

a  $u$ ,  $d$ ,  $s$  są ostatnio często używanymi oznaczeniami kwarków Gell-Manna  $p$ ,  $n$ ,  $\lambda$ . Odpowiedniość ta wiąże się z postacią słabego naładowanego prądu hadronowego  $J^\lambda$  w teorii Cabibbo

$$J^\lambda = \bar{u} \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) d'. \quad (9)$$

Liczby kwantowe kwarków  $u$ ,  $d$ ,  $s$  i  $c$  zamieszczamy w tabeli 2. Powabny kwark  $c$  wprowadzony będzie niebawem.

\* Elementarna i przejrzysta dyskusja tych problemów jest zawarta np. w [11].

Tabela 2

Liczby kwantowe kwarków  $u, d, s, c$ 

	$B$	$C$	$Q$	$S$	$I$	$I_3$
$u$	1/3	0	2/3	0	1/2	1/2
$d$	1/3	0	-1/3	0	1/2	-1/2
$s$	1/3	0	-1/3	-1	0	0
$c$	1/3	1	2/3	0	0	0

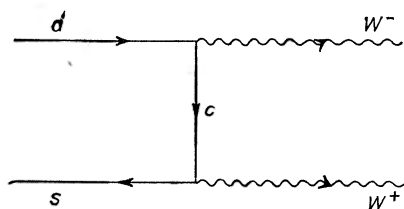
Podobnie jak dla leptonów teoria W-S daje nam automatycznie hadronowy prąd neutralny

$$J_\lambda^z = \frac{1}{2}(\bar{u}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)u - \bar{d}'\gamma_\lambda(1-\gamma_5)d') - \sin^2\theta_W J_\lambda^{em}, \quad (10)$$

gdzie  $\theta_W$  jest kątem Weinberga, a  $J_\lambda^{em}$  hadronowym prądem elektromagnetycznym [10]. Zajmiemy się teraz podkreśloną częścią tego prądu. Podstawiając (8) zamiast  $d'$ , otrzymamy

$$\begin{aligned} \bar{d}'\gamma_\lambda(1-\gamma_5)d' = & \cos^2\theta_c \bar{d}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)d + \sin^2\theta_c \bar{s}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)s + \\ & + \cos\theta_c \sin\theta_c (\bar{d}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)s + \bar{s}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)d). \end{aligned} \quad (11)$$

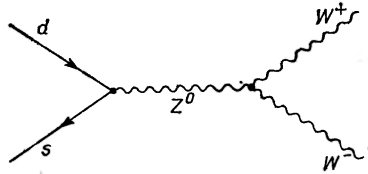
Widać, że wyrażenie w nawiasie jest prądem neutralnym zmieniającym dziwność. Ponieważ sprzęga się on podobnie jak prądy naładowane (7) i wiemy z doświadczenia, że rozpady z  $\Delta Q = 0$  i  $\Delta S \neq 0$  są silnie wzbronione, napotykamy dużą trudność. Poza tym w modelu W-S wszystkie stałe sprzężenia są ściśle powiązane i nie można osłabić sprzężenia prądu neutralnego z bozonem  $Z$ , gdyż wtedy amplituda procesu przedstawionego na rysunku 1 będzie źle za-

Rys. 1. Graf Feynmana dający wkład do amplitudy  $d + \bar{s} \rightarrow W^+ + W^-$ 

chowywać się, jeśli energia w środku masy par  $d\bar{s}$  dąży do nieskończoności, a bozony  $W^+$  i  $W^-$  są podłużnie spolaryzowane. Złe zachowanie grafu Feynmana na rys. 1 w teorii W-S kompensowane jest przez złe zachowanie grafu przedstawionego na rysunku 2. Jeśli zmienilibyśmy sprzężenie tak, aby graf na rys. 3, dający wkład do rzadkiego procesu rozpadu  $K_L \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ , był mały to wtedy graf na rys. 2 nie może skompensować złego zachowania grafu na rys. 1.

Powstaje więc sprzeczność nie do usunięcia bez modyfikacji teorii. Mechanizm Glashowa-Iliopoulosa-Maianiiego [3] pozwala na uniknięcie tej sprzeczności przez wprowadzenie do teorii W-S obok pary kwarków  $u$  i  $d'$  pary kwarków  $c$  i  $s'$ , gdzie  $c$  może różnić się od  $u$  tylko masą, a  $s'$  jest dane wzorem

$$s' = -\bar{d}\sin\theta_c + s\cos\theta_c \quad (12)$$



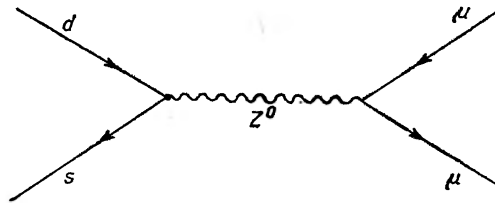
Rys. 2. Graf Feynmana dający wkład do amplitudy  $d + \bar{s} \rightarrow W^+ + W^-$

i sprzężenia pary  $(c, s')$  są takie same, jak pary  $(u, d')$ . Po wprowadzeniu  $c$  i  $s'$  w prądzie  $J_\lambda^z$  pojawiają się dodatkowe człony

$$\frac{1}{2}(\bar{c}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)c - \bar{s}'\gamma_\lambda(1-\gamma_5)s'). \quad (13)$$

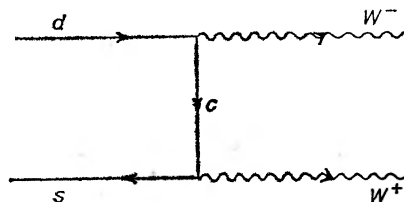
Ponieważ  $s' = d'[\theta_c \rightarrow \frac{\pi}{2} + \theta_c]$ , to bez rachunku widać ze wzoru (1), że

$$\bar{d}'\gamma_\lambda(1-\gamma_5)d' + \bar{s}'\gamma_\lambda(1-\gamma_5)s' = \bar{d}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)d + \bar{s}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)s, \quad (14)$$



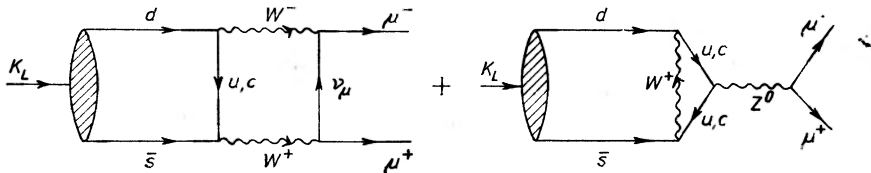
Rys. 3. Graf Feynmana dający wkład do amplitudy  $d + \bar{s} \rightarrow \mu^+ + \mu^-$

czyli prąd neutralny zmieniający dziwność znikł. Tak więc w drugim rzędzie rachunku zaburzeń ze względu na stałą  $g$  grafy przedstawione na rys. 2 i 3 znikają. Jednocześnie wprowadzenie kwarku  $c$  daje nam możliwość kompensacji grafu 1 przez nowy graf pokazany na rys. 4. Jawna sprzeczność z doświadczeniem w teorii W-S jest usunięta.



Rys. 4. Graf Feynmana z wymianą kwarku powabnego dla procesu  $d + \bar{s} \rightarrow W^+ + W^-$

Aby sprawdzić, czy GIM działa efektywnie, trzeba pokazać, że przeprowadzając ścisły rachunek w czwartym rzędzie względem stałej  $g$  można, dobierając masę kwarku  $c$ , otrzymać przewidywania zgodne z doświadczeniem. Nie chodzi tu o ścisłe wyliczenie amplitud rozpadów hadronowych, co jest niemożliwe w związku z nieznaną siłymi oddziaływaniami, ale o oszacowanie względnych częstości różnych rozpadów. Dla przykładu dla rozpadu  $K_L \rightarrow \mu^+ + \mu^-$  należy policzyć w teorii W-S grafy przedstawione na rysunku 5.



Rys. 5. Grafy opisujące rozpad kaonu  $K_L \rightarrow \mu^+ + \mu^-$  w czwartym rzędzie ze względu na stałą sprzężenia  $g$

Rachunek pokazuje, że amplituda na rys. 5 jest proporcjonalna do  $m_c^2 - m_u^2$ , gdzie  $m_c$  i  $m_u$  są masami odpowiednich kwarków. Aby móc odtworzyć dane doświadczalne  $m_c$  musi spełnić dwie nierówności

$$m_u^2 \ll m_c^2 \ll m_W^2. \quad (15)$$

Zachęteni skutecznością GIM i tym, że  $m_c$  powinna wynosić najwyżej kilka  $\text{GeV}/c^2$ , B. W. Lee, Gaillard i Rosner podjęli się trudu wyznaczenia własności cząstek powabnych w zależności od jednego parametru, a mianowicie masy kwarku powabnego [14]. W obliczeniach swych opierali się oni na metodach, które zdały pomyślny egzamin przy opisie łamania symetrii  $SU(3)$ , w modelu kwarków i w algebrze prądów. W następnym paragrafie przedstawimy kilka przewidywań dotyczących własności cząstek powabnych.

#### 4. Własności cząstek powabnych

Jak już wspominaliśmy cząstki powabne możemy otrzymywać ze zwyczajnych przez zastępowanie w nich kwarków  $u$  kwarkami  $c$ . Otrzymane w ten sposób cząstki powabne tworzą razem z cząstkami zwyczajnymi multiplety  $SU(4)$  o określonych wartościach spinu i parzystości. Różnice mas między członkami tego samego multipletu w związku z dużą masą kwarku  $c$  są znaczne, tak więc symetria  $SU(4)$  jest dużo silniej łamana niż symetria  $SU(3)$ . Odpowiednikiem oktetu  $\frac{1}{2}^+$  w  $SU(3)$  jest wigintiplet  $\frac{1}{2}^+$  w  $SU(4)$ , a odpowiednikami oktetów  $0^-$  i  $1^-$  są kwindikuplety  $0^-$  i  $1^-$  w  $SU(4)$  [14, 4]. Wiele wniosków można wyciągnąć ze składu kwarkowego cząstek powabnych. Skład kwarkowy podstawowych cząstek powabnych podajemy w tabelach 3, 4 i 5.

Tak więc pierwszym przewidywaniem hipotezy GIM jest istnienie wielu nowych cząstek ciężkich o masach  $< 10 \text{ GeV}/c^2$ . Cząstki te nie mogą być za ciężkie, gdyż mechanizm GIM nie będzie efektywny w wyższych rzędach.

Powabne bariony  $\frac{1}{2}^+$ 

Nazwa	Skład	Izospin	Dziwność
$C = 1$ $C_1^{++}$	$cuv$	$I = 1, I_3 = \begin{cases} 1 \\ 0 \\ -1 \end{cases}$	$S = 0$
$C_1^+$	$c(ud)_{\text{sym}}$		
$C_1^0$	$cdd$		
$C_0^+$	$c(ud)_{\text{anty}}$	$I = 0$	$S = 0$
$S^+$	$c(su)_{\text{sym}}$	$I = \frac{1}{2}, I_3 = \begin{cases} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{cases}$	$S = -1$
$S^0$	$c(sd)_{\text{sym}}$		
$A^+$	$c(su)_{\text{anty}}$	$I = \frac{1}{2}, I_3 = \begin{cases} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{cases}$	$S = -1$
$A^0$	$c(sd)_{\text{anty}}$		
$T^0$	$css$	$I = 0$	$S = -2$
$C = 2$ $X_u^{++}$	$ccu$	$I = \frac{1}{2}, I_3 = \begin{cases} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{cases}$	$S = 0$
$X_d^+$	$ccd$		
$X_s^+$	$ccs$	$I = 0$	$S = -1$

Symbole  $(ab)_{\text{sym}}$  i  $(ab)_{\text{anty}}$  oznaczają symetryczną lub antysymetryczną kombinację  $ab$ .

Powabne mezony  $0^-$ 

Nazwa	Skład	Izospin	Dziwność
$C = 1$ $D^+$	$c\bar{d}$	$I = \frac{1}{2}, I_3 = \begin{cases} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{cases}$	$S = 0$
$D^0$	$c\bar{u}$		
$F^+$	$c\bar{s}$	$I = 0$	$S = +1$
$C = 0$ $\eta$	$(6)^{-1/2}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$ ,	$I = 0$	$S = 0$
$\eta'$	$\frac{1}{2}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s} + c\bar{c})$ ,	$I = 0$	$S = 0$
$\eta'_c$	$(12)^{-1/2}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s} - 3c\bar{c})$	$I = 0$	$S = 0$
$C = -1$ $\bar{D}^0$	$\bar{c}u$	$I = \frac{1}{2}, I_3 = \begin{cases} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{cases}$	$S = 0$
$D^-$	$\bar{c}d$		
$F^-$	$\bar{c}s$	$I = 0$	$S = -1$

Reakcje, w których są produkowane cząstki powabne, lub kanały rozpadów tych cząstek, mają pewne nowe charakterystyki i prawa wyboru, co umożliwia odróżnienie ich od zwykłych ciężkich rezonansów. Wiążą się one z nowym

## Powabne mezony 1-

$C = 1$	$D^{*+}$
	$D^{*0}$
	$F^{*+}$
$C = 0$	$\omega \simeq (2)^{-1/2}(u\bar{u} - d\bar{d})$
	$\Phi \simeq s\bar{s}$
	$\Phi_8 \simeq c\bar{c}$
$C = -1$	$\bar{D}^{*0}$
	$D^{*-}$
	$F^{*-}$

wkładem do prądu naładowanego (9) pochodzącym od pary  $(c, s')$ . Wkład ten ma postać

$$\bar{c}\gamma^\lambda(1-\gamma_5)s', \quad (16)$$

czyli po rozpisaniu

$$-\bar{c}\gamma^\lambda(1-\gamma_5)\bar{d}\sin\theta_c + \bar{c}\gamma^\lambda(1-\gamma_5)s\cos\theta_c. \quad (17)$$

Pierwszy wyraz w (17) daje wkład do rozpadów leptonowych z  $\Delta S = 0$  i  $\Delta C = \Delta Q = 2\Delta I_3$ , drugi do rozpadów leptonowych z  $\Delta S = \Delta Q = \Delta C = \pm 1$  i  $\Delta I = 0$ . Tak więc rozpady leptonowe cząstek powabnych ze zmianą dziwności są około 20 razy bardziej prawdopodobne od rozpadów z  $\Delta S = 0$  ( $\sin^2\theta_c \simeq 0,05$ ). Z rozpadów nieleptonowych najbardziej prawdopodobne są te odpowiadające przejściu  $c \rightarrow s + u + \bar{d}$  czyli z  $\Delta C = \Delta S = -\Delta I_3 = \pm 1$  i  $\Delta I = 1$ . Tak więc najbardziej prawdopodobny jest rozpad cząstki powabnej z  $\Delta C = \Delta S$ . Od razu widzimy, że nieleptonowy rozpad tego typu dla cząstki o  $Q = C = \pm 1$  i  $S = 0$  prowadzi do egzotycznego stanu końcowego o liczbach  $Q = +1$  i  $S = -1$  lub  $Q = -1$  i  $S = +1$ . Przez stan egzotyczny rozumie się stan, którego nie można zbudować z pary kwark-antykwarck lub z 3 kwarków używając tylko trzech kwarków  $u, d, s$ .

Patrząc na tablicę 4 i 5 widzimy, że poszukiwanie egzotycznych rezonansów w kanałach  $B = 0, S = \pm 1$ , może doprowadzić do odkrycia mezonów powabnych  $D^\pm, D^0, \bar{D}^0, D^{*\pm}, D^{*0}$  i  $\bar{D}^{*0}$ . Cząstki powabne mogą być produkowane w oddziaływaniach neutrinowych odpowiadających przejściom

$$\nu_\mu + \bar{d} \rightarrow \mu^- + c, \quad (18)$$

$$\nu_\mu + s \rightarrow \mu^- + c. \quad (19)$$

Proces (19), chociaż faworyzowany przez kąt Cabibbo, występuje rzadko, ponieważ w zwykłych tarczach kwarki dziwne istnieją w hadronach tylko jako składnik morza [2], a wkład morza do procesu oddziaływań  $\nu N$  jest niewielki, przypuszcza się więc, że procesy (18) i (19) dają wkłady mniej więcej tego samego rzędu do reakcji:

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + P + \text{cokolwiek}, \quad (20)$$

gdzie  $P$  — cząstka powabna. Dla reakcji (20) przewiduje się możliwe następujące dwa dominujące warianty zgodne z rozpadem  $P$  (spełniającym  $\Delta S = \Delta C$ ):

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + h(S \neq 0) + h(S = 0) \quad (\Delta S = -\Delta Q) \quad (21)$$

i

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + l^{+} + \nu_l + 2h(S \neq 0) + h(S = 0), \quad (22)$$

gdzie  $h(S = 0)$  oznacza hadron o  $S = 0$ .

Reakcja ( $\Delta S = -\Delta Q$ ) jest ściśle wzbroniona w teorii Cabbibo. Poza tym, gdy powabu nie ma, hadrony dziwne pojawiają się rzadko. Analogiczne reakcje mają miejsce dla  $\bar{\nu}_{\mu}$ . Cząstki powabne mogą być również produkowane w procesie fotoprodukcji oraz w reakcji  $e^{+} + e^{-} \rightarrow$  hadrony. Można oczekiwać, że cząstki powabne pojawiają się także w reakcji

$$p + p \rightarrow l^{\pm} + \text{cokolwiek}, \quad (23)$$

gdzie lepton  $l^{\pm}$  jest produkowany bezpośrednio.

Rozpady słabe cząstek powabnych różnią się od rozpadów cząstek zwykłych, ale różnice te poza przypadkami produkcji stanów egzotycznych nie są tak ogromne. Tak więc czasy życia cząstek powabnych powinny być dość długie. W związku z tym oczekuje się w eksperymencie wąskich ciężkich rezonansów. W istocie pierwsza cząstka zbudowana z kwarków powabnych pojawiła się jako ciężki wąski rezonans w kanale  $e^{+} + e^{-} \rightarrow e^{+} + e^{-}$ .

## 5. Powab odkryty

Jeszcze praca [14] była w druku, kiedy w listopadzie 1974 roku dwie grupy doświadczalne doniosły o odkryciu nowej, ciężkiej i bardzo wąskiej cząstki elementarnej o masie  $3,1 \text{ GeV}/c^2$  i szerokości zgodnej ze zdolnością rozdzielczą aparatury. Cząstkę tę nazwano  $J/\psi$ . Odkryto ją najpierw w dwóch reakcjach

$$e^{+} + e^{-} \rightarrow e^{+} + e^{-} \quad (24)$$

i

$$p + \text{Be} \rightarrow e^{+} + e^{-} + \text{cokolwiek}. \quad (25)$$

Następnie odkryto dalsze cząstki. Interpretacja ich była przez długi czas niejednoznaczna. Odkrycie dalszych cząstek powabnych wydaje się jednak wskazywać na to, że rodzina cząstek  $\psi$  jest rodziną stanów układu związanego kwark powabny–antykwarik powabny. Cząstki te są obecnie już dobrze znane. Ponieważ własności ich były ostatnio dokładnie omówione w artykule [4], ograniczymy się tylko do krótkiego zestawienia ich mas i liczb kwantowych w tabeli 7.

Dla wyznawców powabu odkrycie cząstki  $\psi$  było odkryciem układu  $c-\bar{c}$ . Ze znajomości jej masy można było oszacować masę  $m_c$  i poczynić bardziej szczegółowe przewidywania; zrobili to autorzy pracy [14], A. De Rujula, H. Georgi, S. Glashow [15] i inni. W [14] przewidziano, że najlżejszy mezon

Tabela 6

Rodzina cząstek neutralnych o składzie  $c\bar{c}$ 

Nazwa	Masa (MeV/c <sup>2</sup> )	$J^{PC}$	$2S+1L_J$
$\chi$ (2800)	2800	0 <sup>-+</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>
$\psi$ (3100)	3100	1 <sup>--</sup>	<sup>3</sup> S <sub>1</sub>
$\chi$ (3410)	3410	0 <sup>++</sup>	<sup>3</sup> P <sub>0</sub>
$\chi$ (3455)	3455	$C = +1$	<sup>1</sup> P <sub>1</sub>
$\chi$ (3505)	3505	$J \neq 0 \quad C = +1$	<sup>3</sup> P <sub>1</sub>
$\chi$ (3545)	3545	$J \neq 0 \quad C = +1$	<sup>3</sup> P <sub>2</sub>
$\psi$ (3700)	3700	1 <sup>--</sup>	<sup>3</sup> S <sub>1</sub>

W tej tabeli  $C$  oznacza parzystość adunkową cząstki. Wartości  $J^{PC}$  są wartościami wyznaczonymi doświadczalnie, zaś wartości  $2S+1L_J$  są przewidywaniami teoretycznymi w modelu charmonium.

powabny ma masę 2,16 GeV/c<sup>2</sup>, a barion 2,6 GeV/c<sup>2</sup>. W [15] odpowiednie masy wynoszą (1,80–1,86) GeV/c<sup>2</sup> i 2,2 GeV/c<sup>2</sup>.

Masę kwarku można ocenić opierając się na naiwnym modelu kwarkowym, w którym masy kwarków używanych przy opisie rozpadów hadronów są ułamkami mas hadronów. Średnia masa kwarków  $u$  i  $d$  oceniana w ten sposób wynosi 300 MeV/c<sup>2</sup>, a masa kwarku  $s$  wynosi 450 MeV/c<sup>2</sup>. Podobnie rozumując, masę kwarku  $c$  otrzymuje się równą 1,55 GeV/c<sup>2</sup>. Tak więc najniższych powabnych mezonów należy oczekiwać w okolicy 1,85 GeV/c<sup>2</sup>, a barionów w okolicy 2,15 GeV/c<sup>2</sup>. Masy odkrytych cząstek powabnych nie odbiegają dużo od tych oszacowań. Jest to duży sukces prostego rozumowania, którego słuszności nie można udowodnić bez stworzenia konsekwentnej teorii silnych oddziaływań. Oczywiście oszacowania mas hadronów powabnych w pracach [14] były bardziej subtelne, ale miały one też charakter fenomenologiczny.

Nie wszystkim jednak udzielił się entuzjazm zwolenników powabu. Dla cząstek  $\psi(3100)$  i  $\psi(3700)$  znalazło się miejsce w wielu innych modelach teoretycznych [4]. Odkrycie mezonu powabnego  $D^0$ , a później mezonów  $D^\pm$  i  $D^{*\pm}$ , przekonało największych sceptyków.

Wstępne dane na temat odkrycia mezonu  $D^0$  były przedstawione na konferencjach w Aachen i Tbilisi w czerwcu i lipcu 1976 roku. Odkrycia dokonała grupa fizyków amerykańskich ze SLAC, LBL i Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley [16]. Przy analizie danych, pochodzących z elektronowo-pozytonowych pierścieni akumulujących (SPEAR) w Stanford, dotyczących wielohadronowej anihilacji, zaobserwowali oni wąskie maksima w rozkładach masy niezmienniczej układów  $K^\pm\pi^\mp$  i  $K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$ , zgodne z hipotezą, że pochodzą one z rozpadu tej samej cząstki o masie  $(1865 \pm 15)$  MeV/c<sup>2</sup>. Pełna szerokość połówkowa tego rozpadu jest mniejsza od 40 MeV/c<sup>2</sup> na poziomie ufności 90%. Masa odkrytej cząstki zdumiewająco dobrze zgadza się z masą przewidywaną dla  $D^0$  w [15].

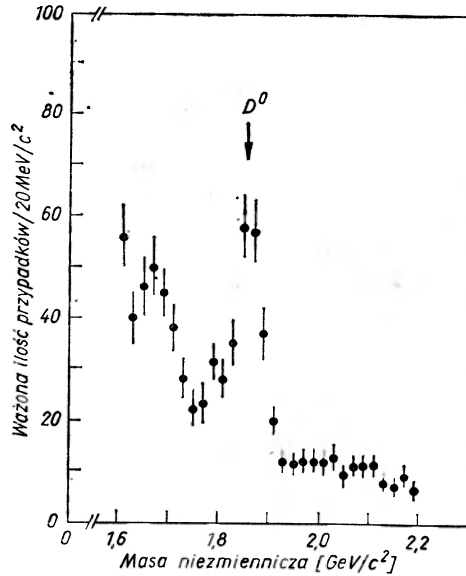
Ta sama grupa zebrała dodatkowe dane (19000 przypadków) przy ustalonej energii w środku masy 4,03 GeV [17]. Z tych danych pochodzą dowody istnienia



mezonów  $D^0$  i  $\bar{D}^{*0}$  (2020) przedstawione na rysunkach 6 i 7. Rys. 6 i 7 dostarczają również dowodu istnienia reakcji



Dokładna analiza masy odrzutu do układu  $K^\pm \pi^\mp$  wskazuje, że zachodzi również, choć rzadziej, reakcja



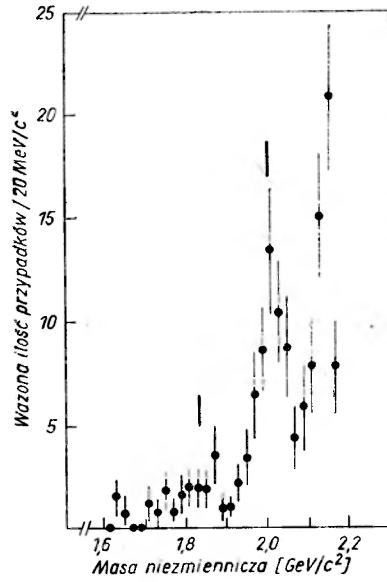
Rys. 6. Powabny mezon  $D^0$  obserwowany w rozkładzie masy niezmienniczej par  $K^\pm \pi^\mp$  wybranych z 19000 wielohadronowych przypadków przy energii w środku masy 4,03 GeV

Dalsza analiza danych przy tej samej energii wskazuje na wystąpienie reakcji

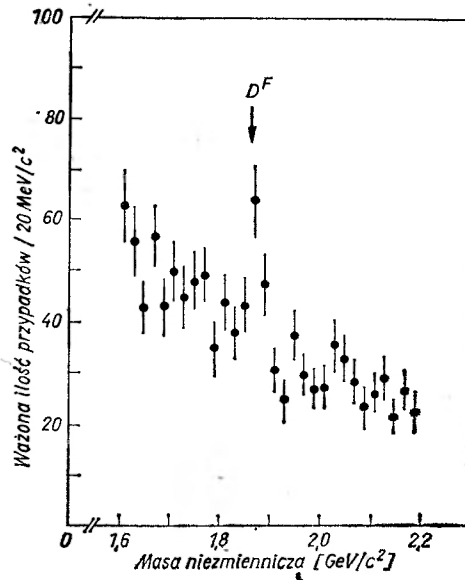


gdzie masa hadronu  $D^\pm$  wynosi  $(1876 \pm 15) \text{ MeV}/c^2$ , a masa  $D^{*\mp}$  tyle samo co masa  $D^{*0}$ , a mianowicie  $2,01 \text{ GeV}/c^2$ .

Dowód jest zilustrowany rysunkami 8, 9 i 10. Mezon  $D^\pm$  pojawia się tylko w kanałach egzotycznych  $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ , a  $D^{*\mp}$  w odpowiadających im kanałach odrzutu. Takie zachowanie mezonów  $D^\pm$  było przewidziane. Na rys. 9 widać brak sygnału  $D^\pm$  w kanałach nieegzotycznych  $K^\mp \pi^- \pi^+$ . W pracach [16] i [17] wykorzystano po raz pierwszy w SPEAR-ze informacje o czasie przelotu cząstek naładowanych od momentu anihilacji pary  $e^+e^-$ . Znajomość czasu przelotu umożliwia przypisanie każdej naładowanej cząstce określonego prawdopodobieństwa bycia pionem lub kaonem. Prawdopodobieństwa te są wykorzystane przy wyliczaniu ważonej ilości przypadków odkładanej na pionowej osi na rysunkach 6-10.

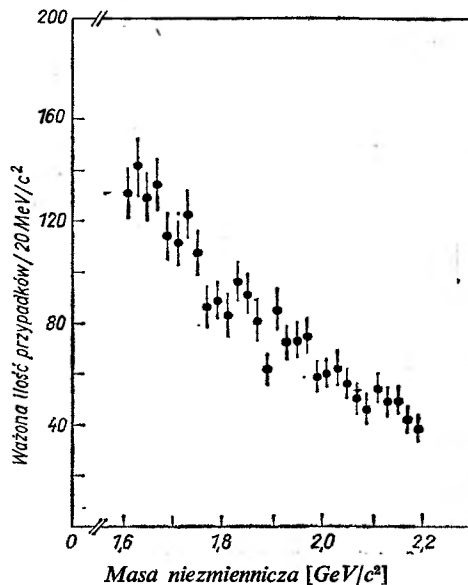


Rys. 7. Powabny mezon  $\bar{D}^{0*}$  obserwowany w masie odrzutu stowarzyszonej z masą niezmienniczą par  $K^{\pm}\pi^{\mp}$  w okolicy rezonansu  $D^0$  dla energii w środku masy 4,03 GeV



Rys. 8. Rozkład masy niezmienniczej trójek (egzotycznych)  $K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\mp}$  otrzymanych z 19000-wielohadronowych przypadków przy energii w środku masy 4,03 GeV

Nie upłynął miesiąc od odkrycia  $D^\pm$ , kiedy na początku października 1976 roku ukazała się praca [18], w której donoszono o odkryciu najlżejszego antybarionu powabnego  $\overline{C}_0^+$ . Odkrycia dokonała grupa fizyków z Uniwersytetu Columbia, Uniwersytetu w Urbana, Uniwersytetu w Honolulu na Hawajach oraz z FNAL-u. Analizując wielohadronowe stany końcowe produkowane przez



Rys. 9. Rozkład masy niezmienniczej trójek (nieegzotycznych)  $K^\pm\pi^+\pi^-$  otrzymanych z 19000 wielohadronowych przypadków przy energii w środku masy 4,03 GeV

szeroką (energetycznie) wiązkę fotonów we FNAL-u zaobserwowali oni wąski rezonans przy 2,26 GeV/c<sup>2</sup> w rozkładzie masy niezmienniczej układu  $\overline{\Lambda}\pi^-\pi^+\pi^+$ . Obserwowane maksimum jest rzędu siedmiu odchyżeń standardowych. Ponieważ nie zauważyli oni rezonansu w kanale  $\overline{\Lambda}\pi^+\pi^+\pi^-$  i szerokość zaobserwowanego stanu jest zgodna z zerem, wygląda na to, że obserwowany rezonans jest przewidywanym antybarionem  $\overline{C}_0^+$ . Znowu zgodność z masą  $C_0^+$  wyliczoną w [15] jest uderzająca. Analiza rozkładu różnic mas układów  $\overline{\Lambda}(4\pi)^0$  i  $\overline{\Lambda}(3\pi)^-$  dostarczyła dowodu na wystąpienie procesu kaskadowego:

$$\gamma + N \rightarrow \overline{C}_1^0 (\sim 2,5) + \text{cokolwiek}, \quad (29)$$

$$\overline{C}_1^0 \rightarrow \pi^+ + \overline{C}_0^+ (2,26). \quad (30)$$

Po tym odkryciu stało się oczywiste, że barion powabny  $C^+$  został zaobserwowany już w roku 1975 [19]. W czasie analizy danych z oddziaływań neutron w kriogenicznej komorze pęcherzykowej na 120 000 zdjęć znaleziono 335 przypadków oddziaływania neutron, z tego jeden niezwykle

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \Lambda + 3\pi^+ + \pi^-, \quad (31)$$

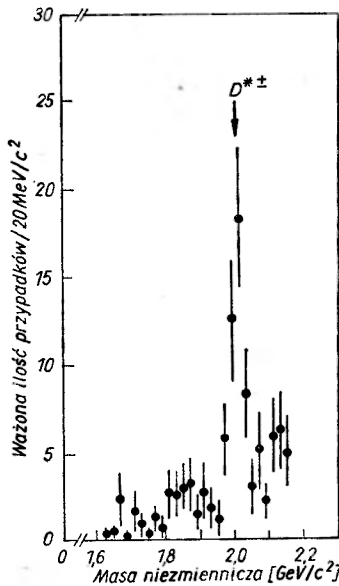
wydający się pochodzić z procesu kaskadowego

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + C_1^{++} (2,43), \quad (32)$$

$$C_1^{++} \rightarrow \pi^{+} + C_0^{+} (2,26), \quad (33)$$

$$C_0^{+} \rightarrow \Lambda \pi^{+} \pi^{+} \pi^{-}. \quad (34)$$

Biorąc pod uwagę to, że reakcja (31) jest reakcją typu  $\Delta S = -\Delta Q = -1$  oraz że powstaje pojedynczy  $\mu^{-}$ , można dojść do przekonania, że w [19] zaobserwowano typowy nieleptonowy rozpad  $C_0^{+}$ . Zgodność z wynikami pracy [18] jest tego najlepszym dowodem.



Rys. 10. Rozkład masy odrzutu stowarzyszony z rozkładem na rys. 8

Na zakończenie tego przeglądu danych należałoby wspomnieć o zaobserwowaniu dużej ilości kaonów skorelowanych z parą przeciwnie naładowanych leptonów w reakcji  $\nu N$  [20].

## 6. Zakończenie

Wszystko wskazuje na to, że powab został odkryty. Niedługo powinniśmy otrzymać wieści o produkcji innych powabnych mezonów i barionów.

Nie zmienia to faktu, że istnieje jeszcze wiele niezbyt dobrze zrozumianych danych i trudnych, nierozwiązanych problemów teoretycznych związanych z modelem kwarków i teorią W-S. Niektóre z nich omówimy poniżej.

a) Dla reakcji ( $e^+ + e^- \rightarrow$  cokolwiek) stosunek

$$R = \frac{\sigma(e^+ + e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-)} \quad (33)$$

po gwałtownym wzroście przy rezonansie  $\psi$  ustalił się w przedziale energii 5—8 GeV na poziomie 5,5. W modelu partonów z czterema kwarkami  $u, d, s, c$  w trzech kolorach asymptotyczna wartość  $R$  dla energii dążącej do nieskończoności wynosi 10/3, czyli za mało. Można uniknąć tej niezgodności wprowadzając np. dwa dodatkowe kwarki, ale wtedy widmo cząstek powinno być dużo bogatsze i to w obszarze już dostępnym, bo tam, gdzie  $R = 5,5$ . Zwolennicy czystego powabu argumentują, że w rzeczywistości  $R$  może być mniejsze, a mierzona wartość jest wyższa w związku z produkcją tzw. ciężkiego leptonu. Jednak wprowadzenie jednego ciężkiego leptonu nie jest bezkarne, gdyż prowadzi do konieczności wprowadzenia jeszcze innych fermionów o ładunkach tak dobranych, aby skracały się anomalie Bella-Jackiwa [10].

b) Klasyfikacja cząstek neutralnych (patrz tabela 7) napotyka pewne trudności. Nie obserwuje się w SLAC-u cząstki  $\chi$  (2800), którą można interpretować jako podstawowy stan pseudoskalarny  $\eta'_c$  (patrz tabela 4). Cząstka  $\chi$  (3450), która najprawdopodobniej jest radialnym wzbudzeniem stanu  $\chi$  (2800), powinna mieć hadronowe kanały rozpadu. Rozpadów tych dotychczas nie zaobserwowano.

c) Podstawowym problemem w teorii jest zrozumienie mechanizmu uwięzienia kwarków, znalezienie głębszego uzasadnienia sukcesów naiwnego modelu kwarkowego i partonowego przy niezbyt wysokich energiach.

d) Innym problemem jest uwzględnienie łamania CP w zunifikowanej teorii słabych i elektromagnetycznych oddziaływań, w sposób nie psujący dobrych przewidywań teorii W-S, która jest teorią zachowującą CP.

Dużo jest do zrobienia, ale śmiało można powiedzieć, że sukcesy teorii W-S i hipotezy powabu zapoczątkowały nowy etap rozwoju fizyki cząstek elementarnych.

#### Literatura

- [1] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964); J. J. J. Kokkedee, *The Quark Model*, Benjamin, New York 1969.
- [2] W. Gajewski, M. Świącki, *Postępy Fizyki* **27**, 323 (1976).
- [3] S. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev. D* **2**, 1285 (1970).
- [4] G. Białkowski, *Postępy Fizyki* **27**, 575 (1976).
- [5] W. Królikowski, *Nucl. Phys.* **52**, 342 (1964).
- [6] R. Tarjanne, V. Teplitz, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 447 (1963).
- [7] Y. Hara, *Phys. Rev.* **B134**, 701 (1964).
- [8] D. Amati, H. Baerly, J. Nuyts, J. Prentki, *Phys. Lett.* **11**, 190 (1964).
- [9] B. J. Björken, S. L. Glashow, *Phys. Lett.* **11**, 255 (1964).

- [10] J. C. Taylor, *Gauge Theories of Weak Interactions*, Cambridge University Press, London 1976.
- [11] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* **27**, 117 (1976).
- [12] J. M. Cornwall, D. N. Levin, G. Tiktopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1268 (1973);  
C. H. Llewellyn Smith, *Phys. Lett.* **B46**, 233 (1973).
- [13] M. K. Gaillard, B. W. Lee, *Phys. Rev.* **D10**, 897 (1974).
- [14] M. K. Gaillard, B. W. Lee, J. L. Rosner, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 277 (1975).
- [15] A. De Rujula, H. Georgi, S. L. Glashow, *Phys. Rev.* **D12**, 147 (1975).
- [16] G. Goldhaber et al., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 255 (1976).
- [17] I. Peruzzi et al., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 569 (1976).
- [18] B. Knapp et al., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 882 (1976).
- [19] E. G. Cazzoli et al., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1125 (1975).
- [20] J. von Krogh et al., *Phys. Rev. Lett.* **36**, 710 (1976) i prace przedstawione przez J. von Krogha w Aachen i przez M. L. Stevensona na XVIII Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokiej Energii w Tbilisi (1976).

# NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA PÓMIARÓW

*Siegmund Brandt*

Wydział Fizyki  
Uniwersytet w Siegen

*Hermann Schneider*

Instytut Fizyki Wysokich Energii  
Uniwersytet w Heidelbergu

## Komputerowe modelowanie eksperymentów \*

### Simulation of Experiments on a Computer

*Abstract:* We discuss some experiments from the classical mechanics which cannot be performed in a laboratory and are simulated on a computer.

#### 1. Wstęp

Modelowanie (niewykonalnych) eksperymentów rozwinęło się w ostatnich latach jako ważna dziedzina w naukach przyrodniczych i technice. W technice modelowanie eksperymentów może w pewnym zakresie skrócić długotrwałe prace doświadczalne. Modelowanie eksperymentów określa się często jako „computerunterstütztes Entwerfen”. Inne zastosowanie stanowi modelowanie procesów astrofizycznych, np. rozwoju gwiazdy w długich przedziałach czasu. Przez porównanie z obserwacjami astronomicznymi (a nie eksperymentami) można sprawdzać w ten sposób różne modele rozwoju gwiazdy. Symulacja może w końcu służyć do uwidocznienia lub głębszego zrozumienia procesów fizycznych, w których można śledzić wszystkie szczegóły, a nie tylko nieliczne wielkości mierzone. Odnosi się to szczególnie do procesów odległych od doświadczeń życia codziennego, np. ruchu z prędkościami relatywistycznymi. W zjawiskach jedynie postulowanych można dzięki symulacji przeprowadzać eksperymenty, dowodzące prawdziwości tych zjawisk.

---

\* Artykuł, opublikowany w czasopiśmie *Physik in unserer Zeit* 7, 16 (1976), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy (Przyp. Red.).

W tym artykule przedyskutujemy szereg eksperymentów, modelowanych przy użyciu programu komputerowego, przygotowanego jako pomoc naukowa dla szkół wyższych [1, 2, 3]. Będziemy zajmować się jednak nie stroną dydaktyczną, lecz symulacją eksperymentów niewykonalnych w laboratorium.

## 2. Równania ruchu

Niech będzie danych  $n$  punktów materialnych o masach  $m_i$  oddziałujących wzajemnie oraz z polami zewnętrznymi siłami  $K_i$ , które uważamy za znane. Jeżeli przez  $x_i$  oznaczymy położenie  $i$ -tego punktu, przez  $\dot{x}_i = v_i$  jego prędkość i  $p_i = m_i v_i$  jego pęd, wtedy pochodna pędu po czasie wynosi:

$$\dot{p}_i = \frac{d}{dt}(m_i \dot{x}_i) = K_i(x_1, x_2, \dots, x_n, \dot{x}_1, \dot{x}_2, \dots, \dot{x}_n, t). \quad (1)$$

Jeśli masy  $m_i$  nie ulegają zmianie w czasie ruchu, wtedy (1) upraszcza się do postaci:

$$\dot{p}_i = m_i \ddot{x}_i = K_i.$$

Przyspieszenie  $\ddot{x}_i = b_i$   $i$ -tego punktu jest dane w każdej chwili jako iloraz działającej siły i masy

$$b_i(t) = \ddot{x}_i(t) = \frac{1}{m_i} K_i(x_1, x_2, \dots, x_n, \dot{x}_1, \dots, \dot{x}_n, t). \quad (2)$$

Eksperyment jest więc opisywany przez układ  $3n$  sprzężonych równań różniczkowych drugiego rzędu. Jeśli znane są warunki początkowe w pewnej chwili  $t_0$ , tzn. położenia  $x_i(t_0)$  i prędkości  $\dot{x}_i(t_0)$ , wtedy możemy przez całkowanie znaleźć położenia  $x_i(t)$  w dowolnej chwili wcześniejszej lub późniejszej.

## 3. Sposób przeprowadzenia rachunków

Aby uprościć zagadnienie rozpatrzmy prosty przypadek pojedynczego punktu materialnego w polu sił, np. ruch pojedynczej planety w polu grawitacyjnym nieruchomego słońca. W pewnej chwili  $t_0$  musimy znać położenie planety  $x_0$  i jej prędkość  $v_0 = \dot{x}_0$ . Przyspieszenie  $b_0$  wynosi wtedy:

$$b_0 = K(x_0, v_0, t_0)/m.$$

W chwili nieco późniejszej  $t_{1/2} = t_0 + \frac{\Delta t}{2}$ , prędkość  $v_0$  zmieni się o wielkość  $b_0 \frac{\Delta t}{2}$  (rys. 1):

$$v_{1/2} = v_0 + b_0 \cdot \frac{\Delta t}{2},$$

ponieważ przyspieszenie jest zmianą prędkości w jednostce czasu. Załóżmy teraz, że w przybliżeniu  $v_{1/2}$  jest prędkością średnią planety w przedziale czasu od  $t_0$  do  $t_1 = t_0 + \Delta t$ . Otrzymujemy wtedy, że położenie w chwili  $t_1$  dane jest przez:

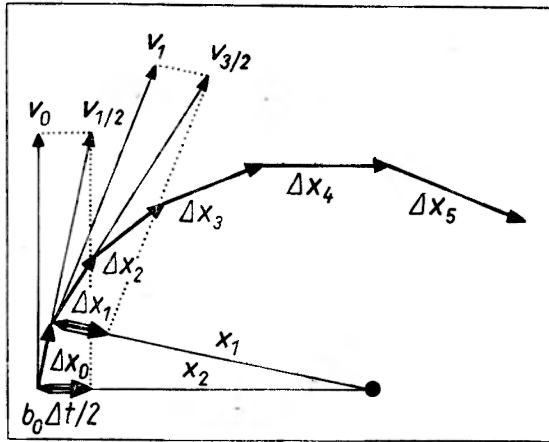
$$x_1 = x_0 + v_{1/2} \Delta t = x_0 + \Delta x_0.$$

Wychodząc z punktu  $x_1$  można wyliczyć prędkość  $v_{3/2}$ , współrzędną następnego punktu  $x_2$  itd. Tę procedurę można dowolnie przedłużać. Polega ona na całkowaniu numerycznym równań różniczkowych. Procedura jest tym dokładniejsza, im mniejsze są kroki  $\Delta t$ . Aby rozwiązać problem, wykonując niezbyt dużo rachunków, należy oczywiście wykonywać duże kroki. Czy dokładność jest wystarczająca, można stwierdzić przez porównanie wyników, które otrzy-



muje się wykonując najpierw jeden krok o wielkości  $\Delta t$  oraz dwa kroki o wielkości  $\frac{\Delta t}{2}$ . Przy całkowaniu numerycznym w komputerze wielkość kroku dopasowana jest automatycznie. Poza tym stosowana jest procedura, dzięki której otrzymuje się średnią prędkość przez ważone średniowanie prędkości w chwilach  $t_0$ ,  $t_{1/2}$  i  $t_1$ .

Przeciętny komputer wykonuje 1000 kroków w ciągu sekundy, podczas gdy człowiek potrzebuje na jeden krok około 1000 sekund. Za pomocą komputera jest więc względnie łatwo

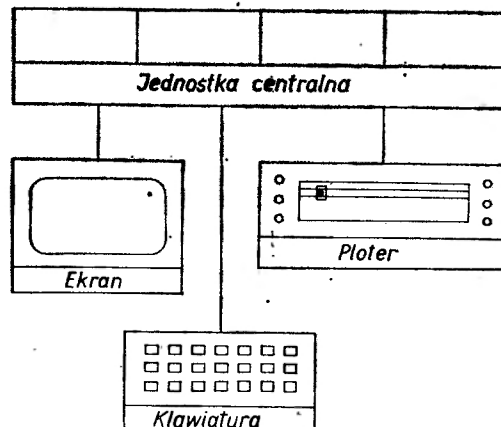


Rys. 1. Równanie toru punktu materialnego w polu przyciągania grawitacyjnego o centrum w  $Z$

zastosować omawianą procedurę do ruchu wielu punktów materialnych. Dla każdego pojedynczego punktu materialnego procedura przebiega jak opisano to powyżej. Aby wyliczyć siłę  $K_i$  działającą na  $i$ -ty punkt materialny, trzeba znać położenia i prędkości wszystkich punktów.

#### 4. System komputerowy

Każdy system komputerowy składa się z przynajmniej jednej jednostki centralnej, która przeprowadza operacje arytmetyczne, i pojedynczych jednostek wprowadzania danych i otrzymywania wyników. Wprowadzanie danych następuje z klawiatury monitora, znajdującej się

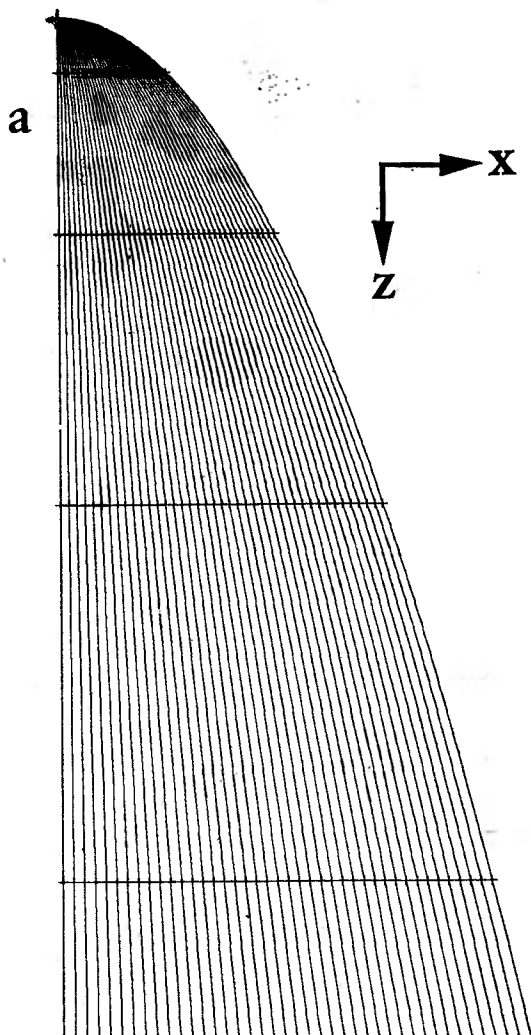


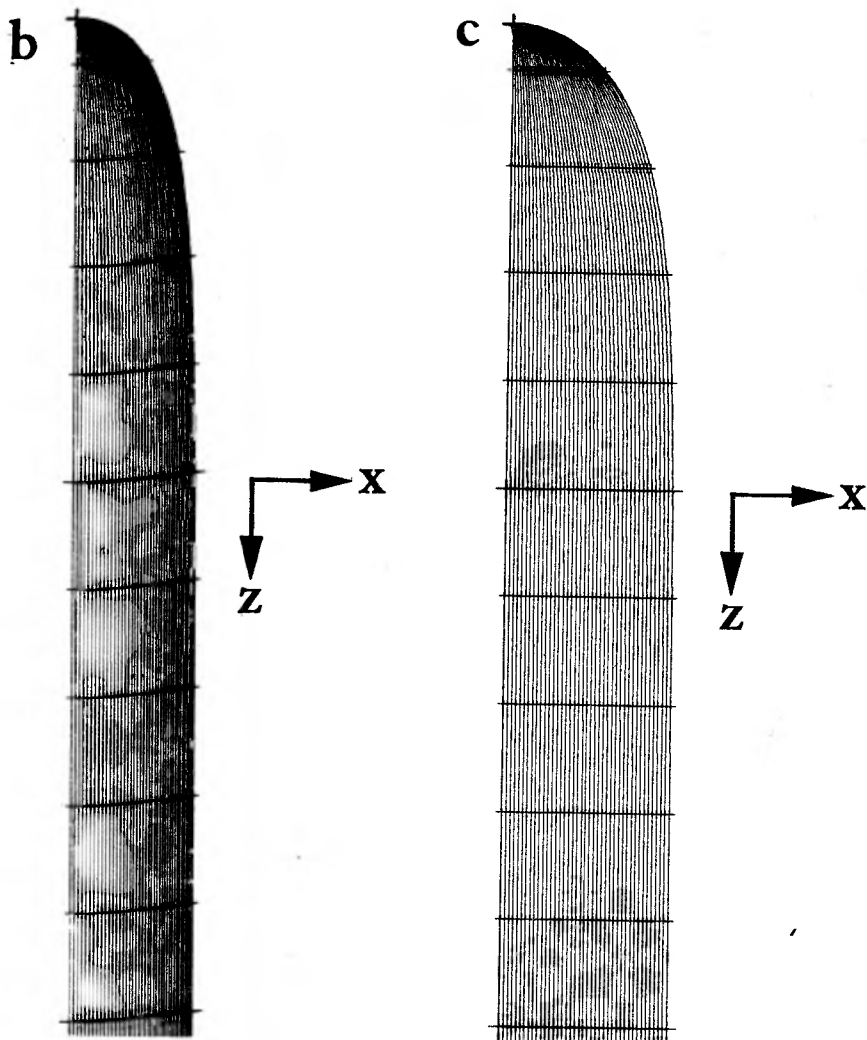
Rys. 2. Schemat blokowy komputera

bezpośrednio pod ekranem, na którym ukazują się tory punktów materialnych. W ten sposób możliwy jest bezpośredni dialog pomiędzy komputerem i użytkownikiem. Przebiega on na ogół w ten sposób, że użytkownik wprowadza za pomocą klawiszy pod ekranem pewien zespół danych, określający modelowany eksperyment. Komputer odpowiada graficznym przedstawieniem na ekranie. Użytkownik musi zinterpretować ten wynik i zadać nowe pytania, tzn. zmienia on parametry wejściowe i otrzymuje dalsze rezultaty. Wykresy mogą być również wykonywane przez plotery. Schemat blokowy przedstawiony jest na rys. 2. Poza tym potrzebny jest również czytnik kart (do wprowadzenia programu), taśmy magnetyczne i płyty magnetyczne (do przechowywania programów i danych) oraz drukarka (do drukowania wyników).

### 5. Cząstka w jednorodnym polu

Jako trywialny przykład mogą służyć prawa spadania. Punkt materialny porusza się pod działaniem jednorodnego pola siły ciężkości w kierunku osi  $z$ . Jeżeli jest on początkowo w spoczynku, to torom jego jest prosta pokazana z lewej strony rys. 3a. Na torze odłożono

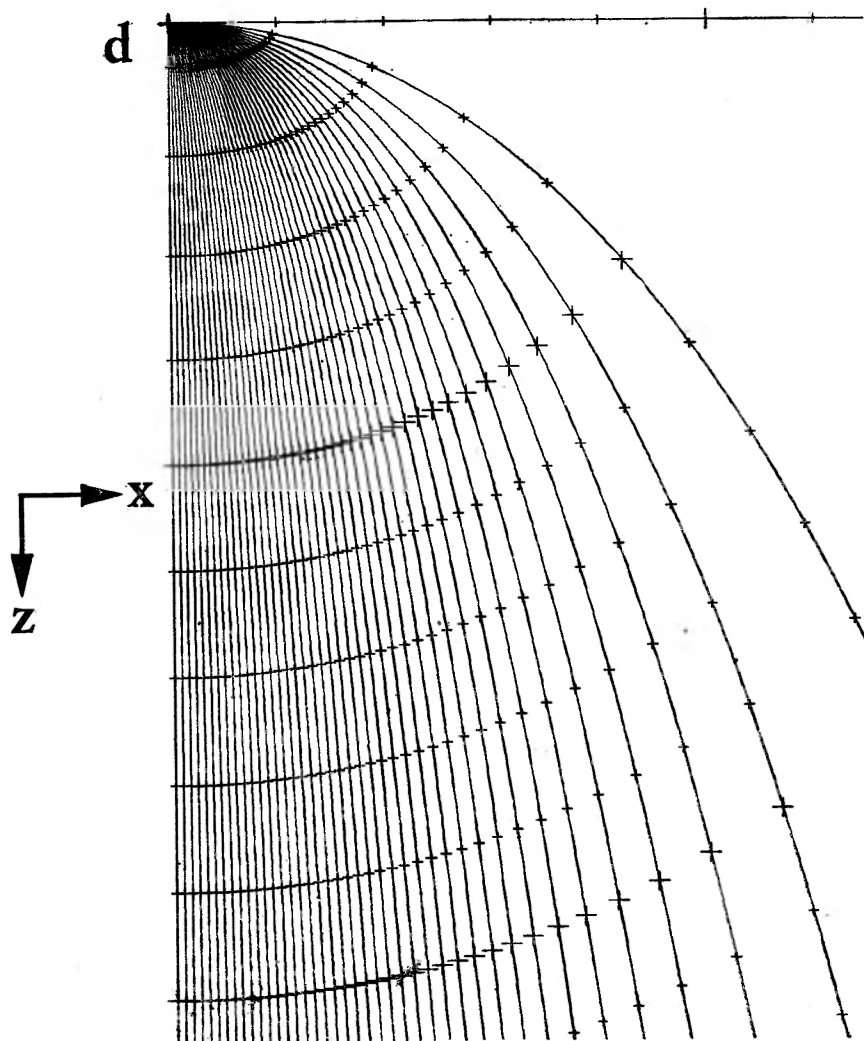




znaczkii w równych odstępach czasu i ich wzajemna odległość jest miarą prędkości cząstki. Mierząc odległości znaczków czasowych od punktu początkowego znajduje się natychmiast znaną proporcjonalność między drogą i kwadratem czasu spadania:  $z \sim t^2$ . Jeśli obserwuje się ruch z nie znikającymi prędkościami początkowymi  $v_x$  prostopadłymi do pola (w kierunku  $x$ ), otrzymuje się rodzinę krzywych z rys. 3a. Widać, że tory stanowią nałożenie dwóch niezależnych ruchów: już opisywanego ruchu przyspieszanego wzdłuż osi  $z$  i jednostajnego ruchu  $x = v_x t$  w kierunku osi  $x$ .

Wprowadzając dodatkowo siłę tarcia, proporcjonalną do kwadratu prędkości, otrzymuje się rodzinę krzywych z rys. 3b. Widać, że prędkość spadania rośnie jedynie na początku. Po pewnym czasie prędkość ustala się, ponieważ wzrastająca siła tarcia osiąga wartość stałej siły ciężkości i ruchy w kierunku poziomym i pionowym nie są już niezależne. Przy dużych prędkościach początkowych w tych samych przedziałach czasu zostają przebyte mniejsze odcinki drogi, ponieważ od początku działa większa siła tarcia.

Równanie ruchu dla cząstek relatywistycznych, tzn. cząstek, których prędkości nie są małe w porównaniu z prędkością światła  $c = 3 \cdot 10^{10}$  cms<sup>-1</sup>, otrzymuje się przez wprowadzenie



do równania (1) zależności:

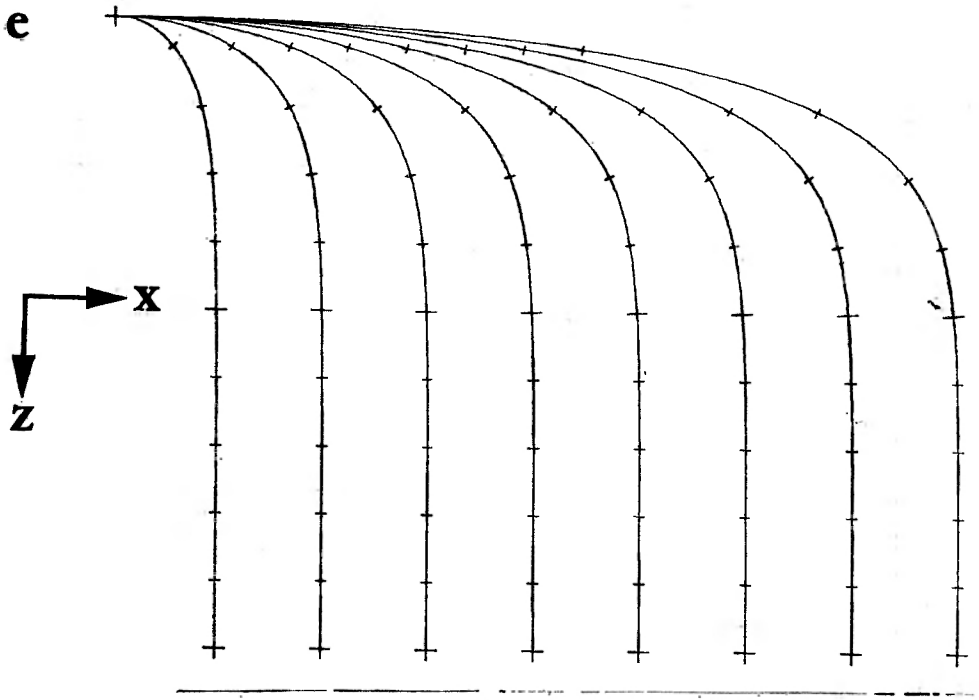
$$m_i = \frac{m_{0i}}{\sqrt{1 - \frac{v_i^2}{c^2}}}, \quad (3)$$

to znaczy masy cząstki zależnej od jej prędkości  $v$ . Dla  $v = 0$  masa ma wartość „masy spoczynkowej”  $m_0$  i od niej także mało się różni przy  $v \ll c$ .

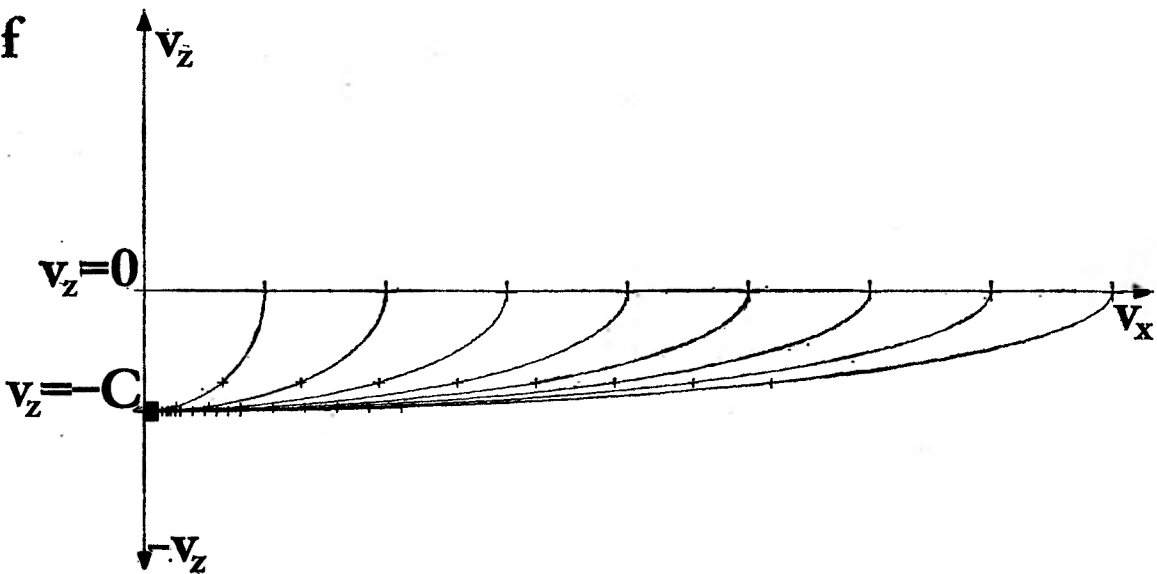
Ponieważ teraz masa zależy od prędkości, pochodna po czasie lewej strony równania (1) nie daje już prostego wyrażenia (2), lecz — po przekształceniach:

$$\ddot{x}_i = \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{m_{0i}} \left\{ K_i - \frac{v_i}{c} \left( \frac{v_i}{c} \cdot K_i \right) \right\}. \quad (4)$$

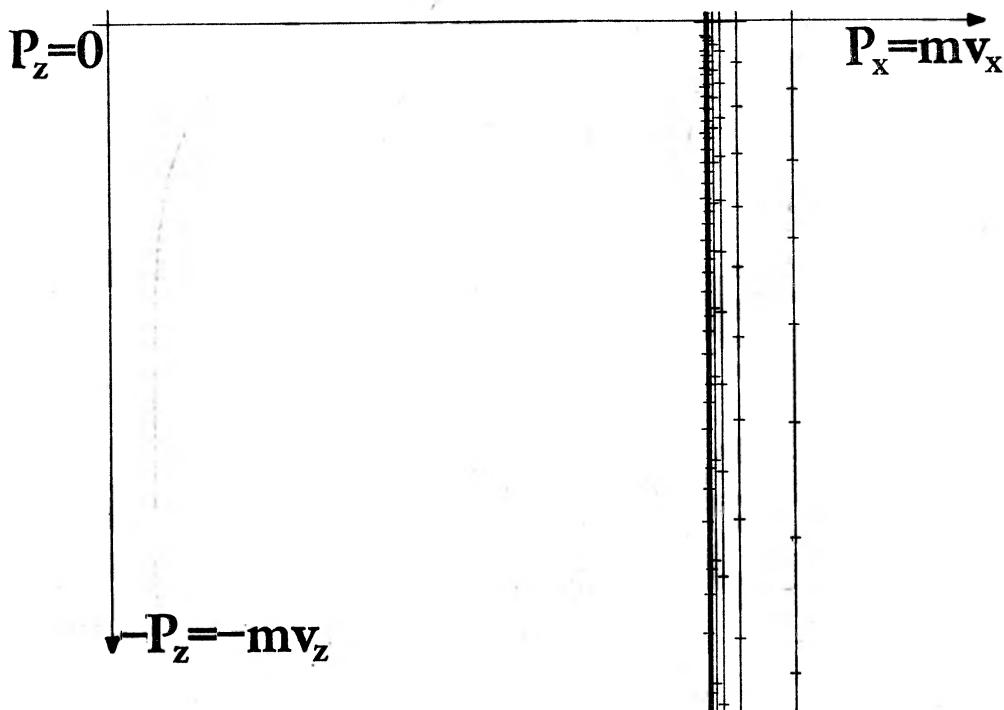
Rysunek 3c został otrzymany przez numeryczne całkowanie tego relatywistycznego równania ruchu. Sytuacja odpowiada rysunkowi 3a. Wybrano jedynie silniejsze pole i prędkości po-



**a**



g



Rys. 3. Punkt materialny porusza się pod wpływem jednorodnego pola, skierowanego prostopadle w dół. Narysowano krzywe dla różnych prędkości początkowych  $v_x$ , prostopadłych do natężenia pola ( $0 \leq v_x \leq v_{x\max}$ ). Poszczególne rysunki przedstawiają: a) spadanie cząstki o jednorodnym polu ciężkości bez tarcia według praw mechaniki klasycznej, b) spadanie z uwzględnieniem dodatkowo tarcia proporcjonalnego do  $v^2$ , c) spadanie bez tarcia z uwzględnieniem szczególnej teorii względności, przy czym  $0 \leq v_x \leq c$ , gdzie  $c$  jest prędkością światła, d) ruch relatywistyczny naładowanej cząstki w jednorodnym polu elektrostatycznym, e) ruch cząstki w jednorodnym polu grawitacyjnym z prędkością większą niż światło (tachionu). Prędkości początkowe leżą w przedziale  $c \leq v_x \leq 8c$ , f) tory z rys. 3e przedstawione w przestrzeni prędkości (oś pozioma  $v_x$ , oś pionowa  $v_z$ ). Tory zaczynają się na osi  $v_z = 0$ , g) tory z rys. 3e w przestrzeni pędu (oś pozioma  $p_x = mv_x$ , oś pionowa  $p_z = mv_z$ ). Tory zaczynają się na osi  $p_z = 0$

czątkowe zmieniają się w przedziale  $0 \leq v_x \leq c$ . Początkowo spoczywająca cząstka (tor skrajny po lewej stronie) uzyskuje w krótkim czasie od pola tak wiele energii, że praktycznie osiąga prędkość światła  $c$ . Także dla pozostałych torów charakterystyczne jest osiągnięcie prędkości granicznej (znaczniki czasowe leżą w jednakowych odstępach wzdłuż toru). W przeciwieństwie do przypadku nierelatywistycznego na rys. 3a, przyspieszenie w kierunku  $z$  prowadzi do zmniejszenia prędkości wzdłuż osi  $x$ . Można poza tym oczekiwać dużego jakościowego podobieństwa między rysunkami 3b i 3c, ponieważ w obydwu przypadkach występuje prędkość graniczna. Porównanie pokazuje jednakże, że w ruchu relatywistycznym, w przeciwieństwie do przypadku z tarcie, pionowa składowa prędkości spadania jest niezależna od prędkości początkowej.

Następny eksperyment modelowy pokazuje, że ta niezależność występuje dzięki równości masy ciężkiej i bezwładnej. Powtórzmy eksperyment, z tą jednak różnicą, że nadamy ciału

dotatkowo ładunek elektryczny i zastąpimy pole ciężkości jednorodnym polem elektrycznym. W nierelatywistycznym przypadku otrzymamy dokładnie takie same wykresy, jeżeli tylko w obydwu przypadkach siła działająca jest równa, tzn. iloczyn ładunku i natężenia pola elektrycznego równy jest iloczynowi masy i natężenia pola grawitacyjnego. Ładunek może więc zastępować masę ciężką. Jednakże w przypadku relatywistycznym otrzymuje się jako rezultat rys. 3d, który różni się od rys. 3c. Różnica polega na tym, że w obydwu przypadkach cząstki z większą prędkością początkową, mimo różnych mas spoczynkowych, mają większą masę bezwładną i w większym stopniu starają się zachować początkowy ruch poziomy. Jednakże tylko w przypadku pola grawitacyjnego wzrasta siła ciężkości (iloczyn masy i natężenia pola), podczas gdy siła elektryczna, działająca na stały ładunek, nie wzrasta z prędkością. Interesujące jest zwłaszcza, że cząstka poruszająca się z prędkością światła nie jest odchylana w skończonym polu elektrycznym, ponieważ jest nieskończenie bezwładna (poziomy tor na rys. 3d).

Dla małych prędkości początkowych rysunki 3b i 3d są jakościowo podobne. Jednakże istnieje istotna różnica pomiędzy prędkościami granicznymi wywołanymi tarciem i efektami relatywistycznymi. W pierwszym przypadku przy wystarczająco dużej prędkości początkowej, prędkość graniczna może być osiągnięta także od góry, podczas gdy w drugim przypadku, zgodnie z naszym dotychczasowym doświadczeniem, stanowi ona bezwzględną górną granicę.

## 6. Tachiony

Szczególna teoria względności może opisywać również cząstki, których prędkość jest stale większa od prędkości światła. W tym przypadku wyrażenie pod pierwiastkiem w równaniu (3) jest ujemne, a więc mianownik w tym równaniu jest urojony. Jeżeli jednak wprowadzimy równocześnie urojoną masę spoczynkową  $m_{0i}$ , wtedy otrzymamy znowu rzeczywistą masę  $m_i$ . W ten sposób prędkość, pęd, przyspieszenie, energia i siła również pozostają wielkościami rzeczywistymi.

Energia i masa cząstki dąży do nieskończoności, gdy jej prędkość  $v_i$  zbliża się do prędkości światła. W ten sposób prędkości światła nie można przekroczyć ani od dołu ani od góry. Cząstki, które raz miały prędkość ponadświetlną, będą już zawsze szybsze niż światło. Nazywa się je tachionami (od  $\tau\alpha\chi\nu$  = szybki).

Cząstki poruszające się z prędkością mniejszą niż światło nigdy nie przekraczają prędkości światła. Cząstki bez masy spoczynkowej poruszają się zawsze z prędkością światła. Ruch tachionów opisuje równanie (4). Policzone na komputerze tory tachionów w jednorodnym polu ciężkości przedstawione są na rys. 3e. Prędkości początkowe  $v_x$  leżą w przedziale  $c \leq v_x \leq 8c$ . Znowu, tor z lewej strony rysunku odpowiada najniższej prędkości początkowej. Obserwuje się nieoczekiwane zjawisko: w polu przyciągającym cząstki są hamowane. Ten rezultat można przewidzieć na podstawie równania (4).

Jeśli siła i prędkość są skierowane zgodnie (co jeszcze wkrótce po starcie nie zachodzi), wtedy drugi człon w nawiasach ma wartość  $v^2 K_i / c^2$ . Przyspieszenie  $\ddot{x}_i$  jest więc skierowane przeciwnie do siły  $K_i$ , gdy  $v_i > c$ . Również na rys. 3d wszystkie cząstki dążą do prędkości granicznej (prędkości światła) niezależnie od ich prędkości początkowej.

Jak już mówiliśmy, zaleta modelowania eksperymentów polega na tym, że każda wielkość fizyczna znana jest w dowolnej chwili. Dla przykładu rozpatrzmy prędkość i pęd w eksperymencie na rys. 3e. Jakościowo widać z rysunku, że składowa prędkości  $v_x$  maleje, podczas gdy  $v_z$  rośnie. (Ten rezultat jest przeciwny do przypadku nierelatywistycznego przedstawionego na rys. 3a). Zależności ilościowe pokazuje rys. 3f. Narysowane są tu tory w „przestrzeni prędkości”. Na osi poziomej odłożona jest składowa  $v_x$ , na pionowej  $v_z$ . Wszystkie cząstki mają początkowo  $v_z = 0$ .

Podczas gdy  $v_z$  wzrasta w kierunku ujemnym i zbliża się do wartości  $v_z = -c$ ,  $v_x$  równocześnie maleje. Tory w „przestrzeni pędu” (rys. 3g) pokazują, że tak samo jak w przypadku nierelatywistycznym, przyspieszenie wzdłuż osi  $z$  nie zmienia pędu w kierunku  $x$ . Rysunki

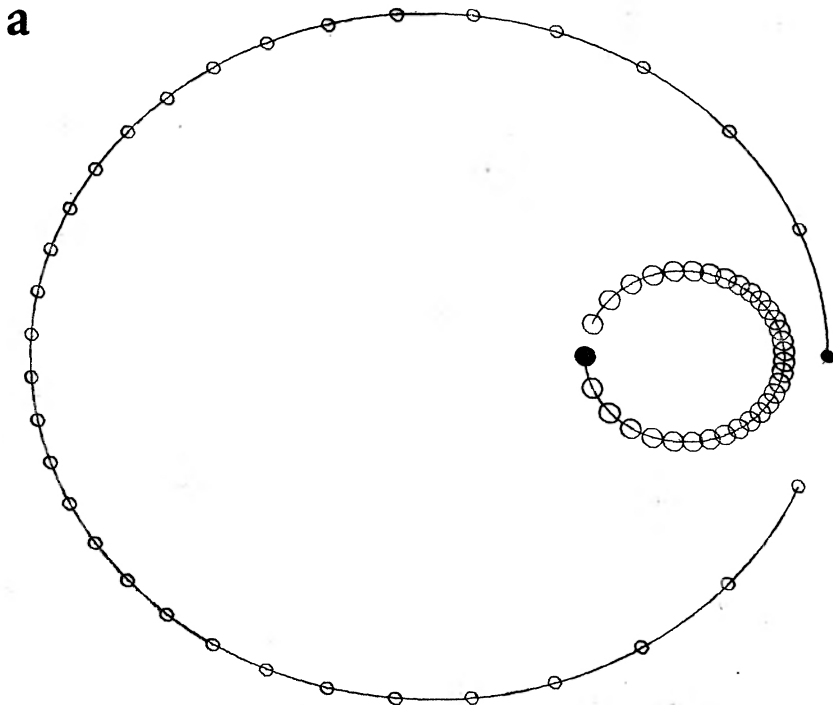
pokazują dalej, że w przeciwieństwie do składowej  $v_x$ , którą dąży do prędkości światła (równe odstępy znaczków czasowych na rys. 3e), pęd  $p_x = mv_x$  nie jest stały, ponieważ masa, zgodnie z równaniem (3), zmienia się bardzo silnie, nawet przy małej zmianie prędkości w pobliżu  $v = c$ .

### 7. Zagadnienie dwóch ciał

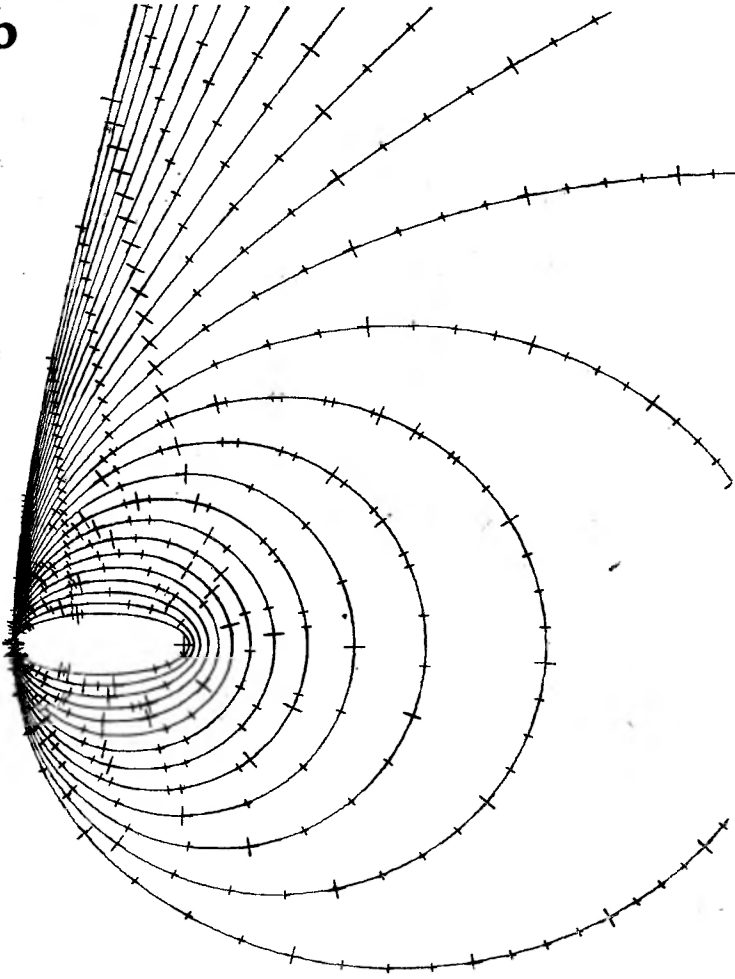
Rozważmy teraz ruch dwóch ciał niebieskich pod wpływem ich wzajemnego przyciągania. Rys. 4a pokazuje tory dwóch ciał o masach  $m$  (mała kula) i  $M = 4m$  (duża kula). Prędkości początkowe zostały tu tak wybrane, że są prostopadłe do linii łączącej ciała i przeciwnie skierowane; stosunek ich wartości  $v_m = \frac{v_M M}{m}$  jest taki, że środek masy układu spoczywa. Widać,

że obydwa ciała poruszają się po elipsach wokół wspólnego środka masy. Liniowe rozmiary elipsy są odwrotnie proporcjonalne do masy ciała. Jeśli masa jednego z dwu ciał jest bardzo duża w porównaniu z masą drugiego, wtedy można uważać, że cięższe ciało jest praktycznie w spoczynku. Rysunek 4b pokazuje ten przypadek. Narysowane są tory ciała wokół spoczywającego centrum przyciągającego, dla różnych prędkości początkowych. Prędkość początkowa jest tu zawsze prostopadła do odcinka łączącego ciało i centrum przyciągające. Narysowane jest (dla zmniejszających się prędkości początkowych) 10 hiperbol, jedna parabola (te dwa typy krzywych są torami otwartymi, ciało może opuścić pole sił), 4 elipsy (z centrum przyciągającym w lewym ognisku), koło i dalsze 9 elips (z centrum w prawym ognisku). Na podstawie tego rysunku można natychmiast rozpoznać tory dla układu dwóch ciał. Krzywe z rys. 4b policzono stosując prawa mechaniki klasycznej.

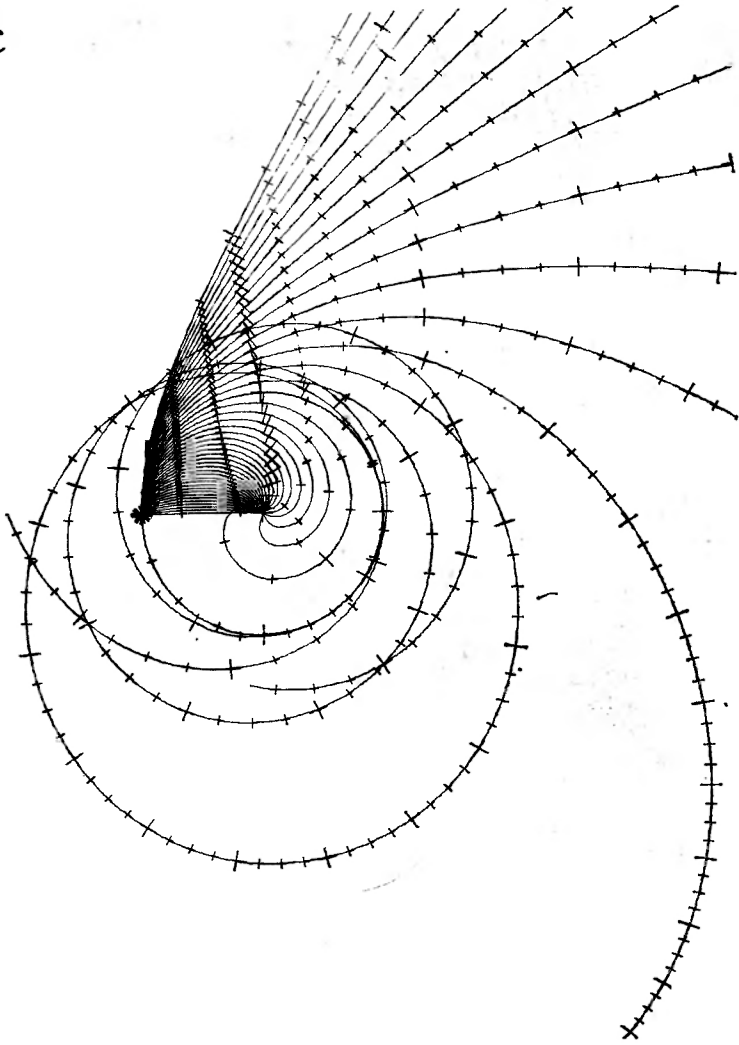
Obraz ulega istotnej zmianie, gdy zastosujemy prawa szczególnej teorii względności. Na rys. 4c przedstawiono tory ciał z różnymi prędkościami początkowymi, prostopadłymi do odcinka łączącego ciało i centrum przyciągające. Znow widać tory ruchu nieograniczonego

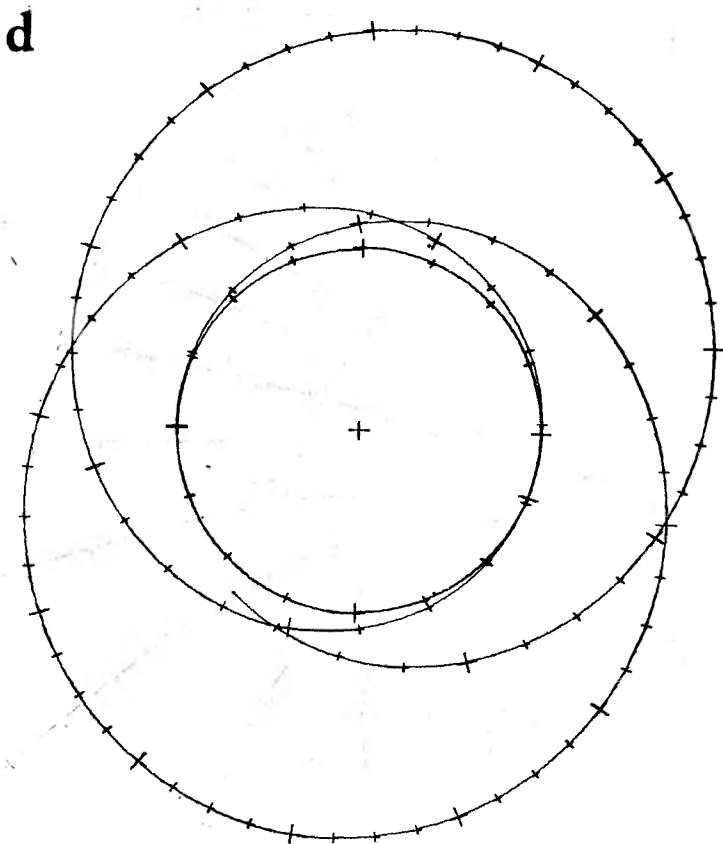




**b**

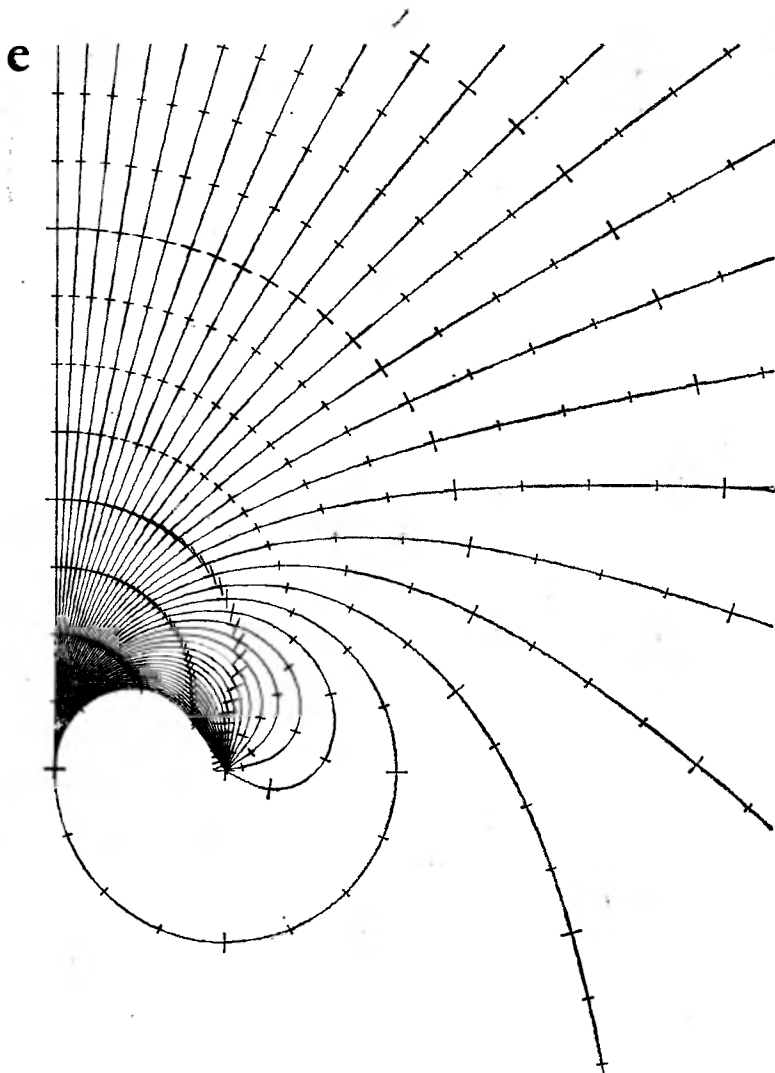
C





i tory, przy których ciało w sposób ciągły obiega pole sił. Dodatkowo występuje jednakże nowy rodzaj torów: przy pewnych warunkach początkowych ciało spada na centrum przyciągające. Zajmijmy się torami stabilnymi. Rysunek 4d przedstawia taki tor stabilny. Nie jest on torem zamkniętym, daje się jednakże w krótkich odstępach czasu przybliżyć elipsą. Środek tej elipsy obiega centrum grawitacyjne. To zjawisko określane jest w mechanice ciał niebieskich jako ruch perihelium. Przy dokładnej analizie ruchu perihelium obserwowanego w astronomii należy pamiętać, że uwzględnienie ogólnej teorii względności zwiększa efekt. W ramach mechaniki klasycznej można ruch perihelium również wyjaśnić. Występuje on zawsze wtedy, gdy przyspieszenie nie jest dokładnie proporcjonalne do kwadratu odległości od centrum grawitacyjnego. Odstępstwa od tego prawa pochodzą np. stąd, że Słońce nie ma dokładnie symetrii kulistej (ruch perihelium Merkurego wynosi  $43''$  na stulecie, z tego  $7''$  wyjaśnia szczególna teoria względności). Rozważmy w końcu wpływ pola grawitacyjnego na foton. Może być on wyjaśniony jedynie przez teorię względności. Rysunek 4e pokazuje tory fotonu w różnych centralnych silnych polach grawitacyjnych. Tor fotonów odchylany jest coraz silniej przy wzrastającym polu. Przy określonym natężeniu pola dostajemy tor kołowy. Przy jeszcze silniejszych polach fotony są absorbowane przez pole grawitacyjne.

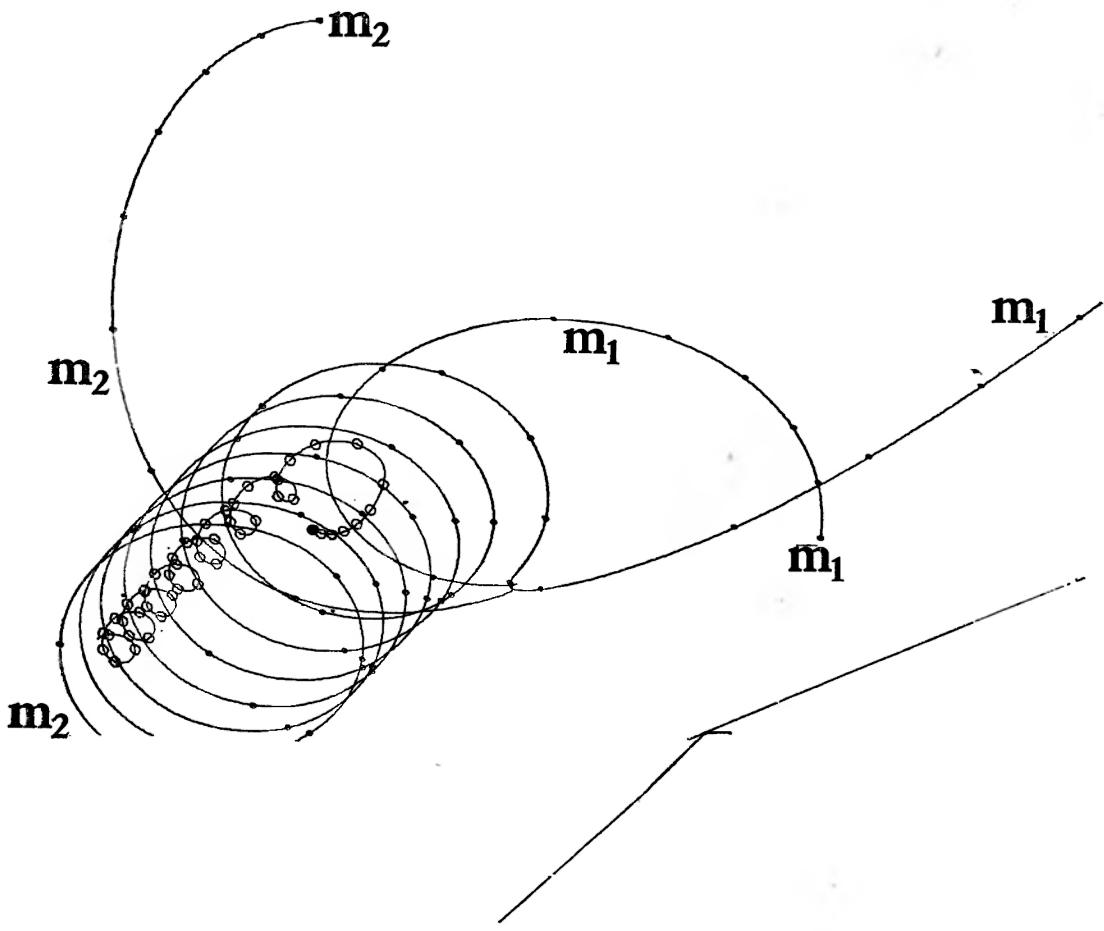
Na podstawie dotychczasowych przykładów staje się zrozumiałe, że modelowanie komputerowe pozwala na badanie procesów przy dowolnie wybranych parametrach, podczas gdy w mechanice ciał niebieskich musimy ograniczyć się jedynie do czystej obserwacji, bez możliwości wpływania na zachodzące zjawiska.



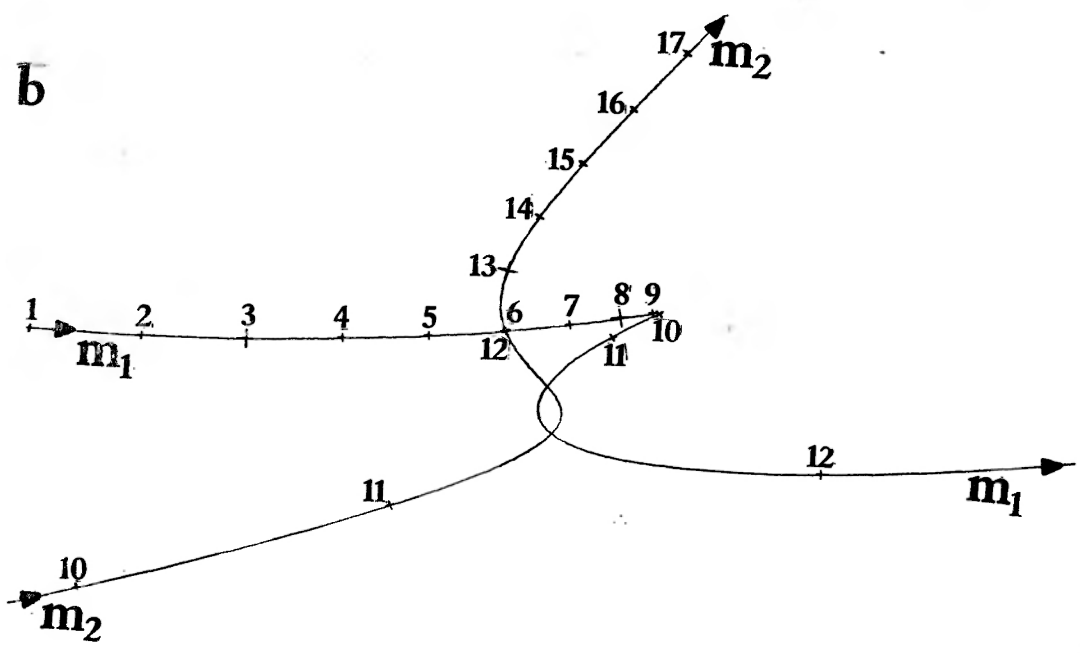
Rys. 4. a) Dwie masy  $m$  (mała kula) i  $M = 4m$  (duża kula) poruszają się pod wpływem wzajemnego przyciągania, b) tory punktów materialnego przyciągania przez ustalone centrum grawitacyjne. Poszczególne tory różnią się prędkością początkową, c) tory cząstki w polu centralnym z uwzględnieniem szczególnej teorii względności, d) tor stabilny cząstki relatywistycznej wokół centrum grawitacyjnego. W przybliżeniu można uważać, że jest on elipsą, której perihelium obiega centrum. Perihelium zakreśla okrąg, również zaznaczony, e) tory fotonu (masa spoczynkowa  $m = 0$ ,  $v = c$ ) w polu grawitacyjnym. Poszczególne tory odpowiadają różnym masom centrum grawitacyjnego

### 8. Zagadnienie trzech ciał

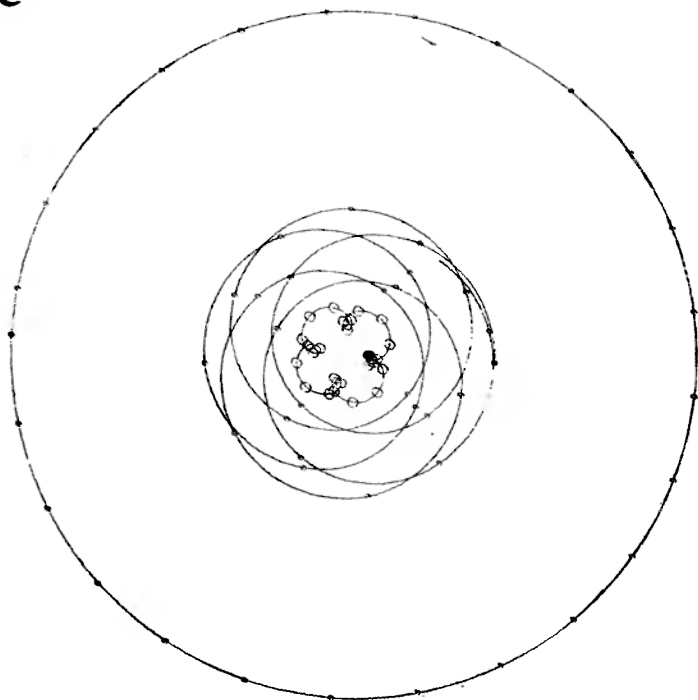
Rozwiązania równań ruchu w rozważanym zagadnieniu dwóch ciał dawały się przedstawić w postaci całek. Takie „zwarte rozwiązanie” dla zagadnienia trzech ciał w ogólności nie jest możliwe. Nie wpływa to jednak w żaden sposób na możliwość rozwiązania numerycznego, z dowolną dokładnością. Ponieważ jednak te rachunki wymagają czasochłonnych operacji komputerowych, w podręcznikach fizyki spotyka się rzadko rozwiązanie zagadnienia trzech ciał.



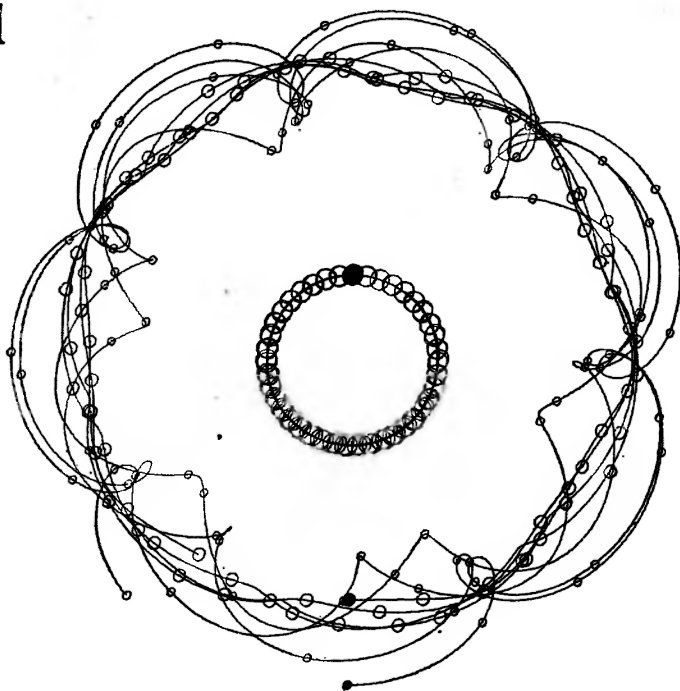
**b**

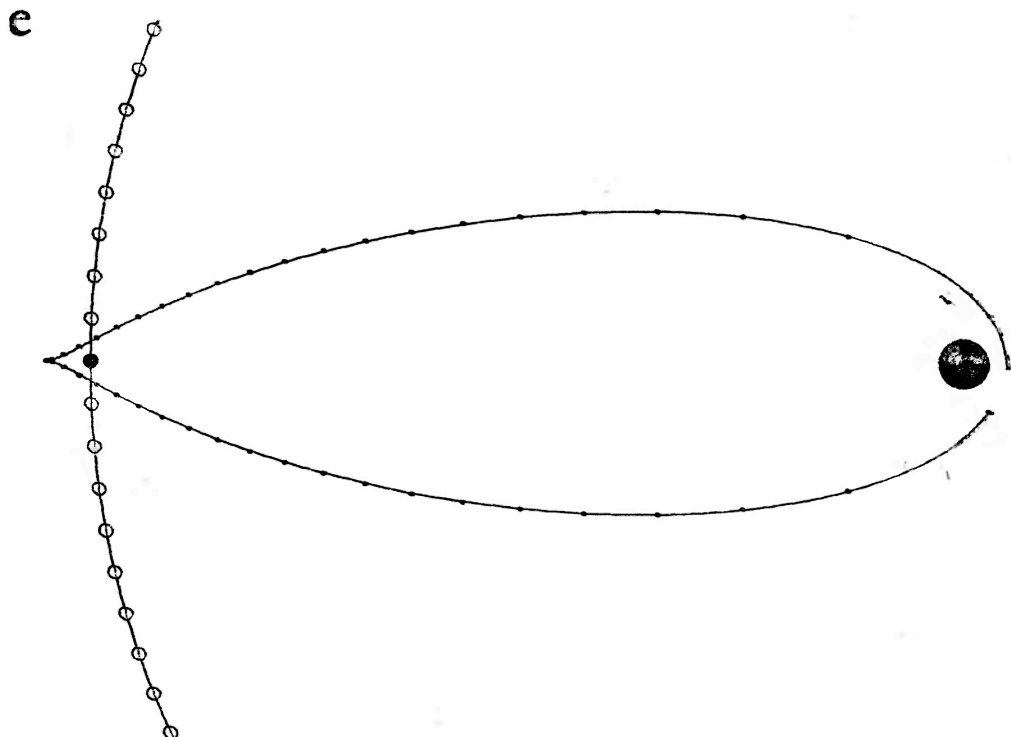


c



d





Rys. 5. Nierelatywistyczny ruch trzech ciał w jednej płaszczyźnie pod wpływem wzajemnego przyciągania: a) układ niestabilny złożony ze słońca (masa  $M$ ) i 2 planet ( $m_1 = 0,11 M$ ,  $m_2 = 0,14 M$ ), b) powiększony fragment rysunku 5a pokazujący zbliżenie planet  $m_1$  i  $m_2$ . Miejsca, w których planety znajdują się w tych samych chwilach zaznaczone tymi samymi cyframi. Planeta  $m_1$  przybywa z lewej strony z małą prędkością, zostaje zatrzymana w punkcie 10 wskutek przyciągania przez planetę  $m_2$ , a następnie porusza się w stronę planety  $m_2$ . Między punktami 11 i 12 planety spotykają się w niewielkiej odległości i oddziałują wtedy dużymi siłami. Przy tym  $m_1$  uzyskuje dużą energię i opuszcza układ, natomiast  $m_2$  jest hamowana, c) układ stabilny złożony ze słońca (o masie  $M$ ) i 2 planet (o masach  $m_1 = m_2 = M/8$ ). Znacznie różniące się warunki początkowe umożliwiają pokazanie oddzielnych torów stabilnych, d) układ stabilny złożony ze słońca (o masie  $M$ ), planety (o masie  $M/4$ ) i księżyca (o masie  $M/16$ ), e) możliwy tor rakiety Ziemia — Księżyc. Rakieta, znajdująca się na stacjonarnej orbicie okołozemskiej (nie zaznaczonej na rysunku) zostaje przyspieszona w chwili, gdy znajduje się naprzeciwko celu. W tym czasie Księżyc oddalony jest od celu o  $60^\circ$  (w górnej części rysunku). Rakieta zbliża się po górnym torze narysowanym na rysunku, najpierw szybko, potem wolniej aż w końcu, po przeciwnej stronie Księżyca zatrzymuje się. Potem rakieta zaczyna spadać pod wpływem siły przyciągania Księżyca i Ziemi, poruszając się po torze dolnym na rysunku. Obserwator znajdujący się na Księżycu stwierdza pełny obieg rakiety wokół Księżyca. Rakieta przecina dwa razy orbitę Księżyca

Chcielibyśmy przedyskutować kilka interesujących przypadków. Ze względu na przejrzystość rysunków warunki początkowe zostały we wszystkich przypadkach tak wybrane, że ruch odbywa się tylko w jednej płaszczyźnie.

Na rys. 5a przedstawiono ruch dwóch planet o masach  $m_1 = 0,11 M$  i  $m_2 = 0,14 M$  oraz słońca o masie  $M$ . Środek masy całego układu jest w spoczynku. Ruch każdej z planet

rozpoczyna się przy warunkach początkowych, które — gdyby nie było drugiej planety — prowadziłyby do torów eliptycznych wokół słońca. Punkty początkowe planet różnią się o  $90^\circ$ . Pod wpływem wzajemnego przyciągania, planeta podążająca z tyłu ( $m_2$ ) jest przyspieszana, natomiast planeta z przodu — hamowana. Dochodzi do stosunkowo dużego zbliżenia obydwu planet. Przy tym (patrz rys. 5b) planeta  $m_2$  przekazuje planecie  $m_1$  tak dużo pędu, że  $m_1$  może opuścić układ  $M-m_2$ . Planeta  $m_2$  tworzy ze słońcem silnie związany układ, poruszający się w kierunku przeciwnym do  $m_1$ , ponieważ środek masy całkowitego układu spoczywa. Rozpatrując bilans energetyczny widać, że planeta  $m_2$  traci energię potencjalną, ponieważ zbliża się coraz bardziej do słońca. Ta energia pozwala planecie  $m_1$  na opuszczenie układu.

Powstaje teraz pytanie — w jakich warunkach układ trzech ciał jest stabilny. Rysunki 5c i 5d pokazują dwie konfiguracje stabilnych układów trójciałowych obserwowane w naturze. Rysunek 5c przedstawia model prostego układu planetarnego. Pokazane są tu planety poruszające się wokół słońca po orbitach o znacznie różniących się promieniach. Dzięki temu wzajemne oddziaływanie planet jest tak małe, że w ciągu długiego okresu czasu nie występuje żadna niestabilność.

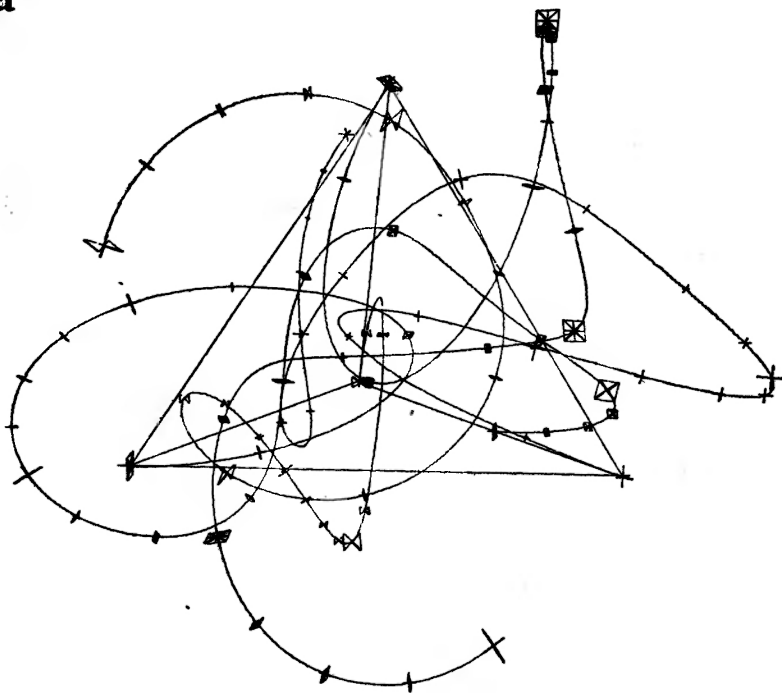
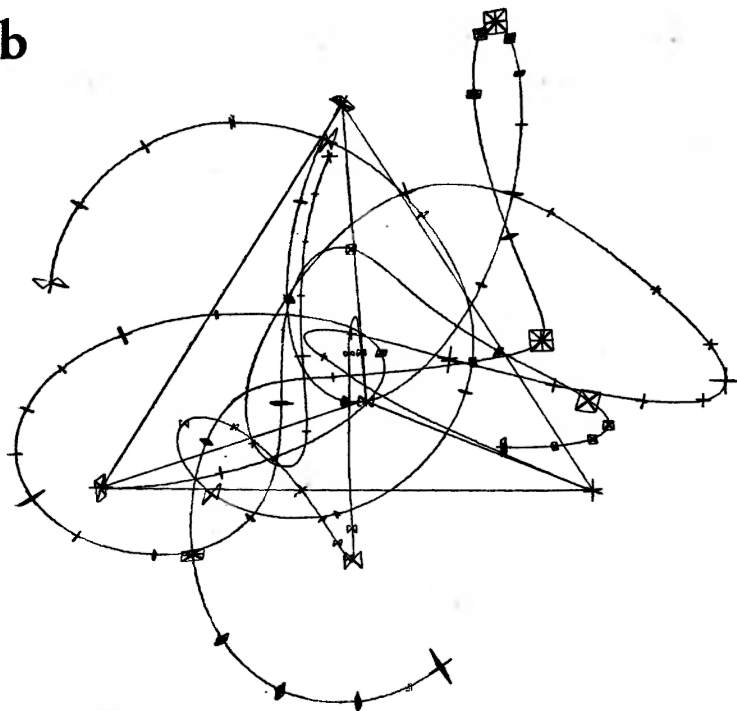
Na rysunku 5d przedstawiono model układu: słońce, planeta, księżyc. Planeta i księżyc tworzą tu podukład silnie ograniczony przestrzennie, obiegający słońce. Dzięki temu, że planeta i księżyc są silnie związane, żadne z nich nie może się na tyle zbliżyć do słońca, aby w ten sposób uzyskana energia pozwoliła na ucieczkę drugiego.

Jako ostatni przykład problemu trzech ciał pokażemy modelowanie komputerowe, tak jak jest ono w zasadzie przeprowadzane w przypadku lotów kosmicznych: obliczenie toru rakiety wystrzelonej na Księżyc. Na rysunku 5e zakłada się, że Ziemia jest w spoczynku. Jest ona obiegana przez Księżyc. Z orbity stacjonarnej okołoziemskiej, nie zaznaczonej na rysunku, wprowadzono przez krótkotrwałe przyspieszenie raketę na orbitę balistyczną wokół Księżyca (tzn. orbitę, na której rakietę nie jest dalej hamowana ani przyspieszana). W pewnym miejscu, po przeciwnej stronie Księżyca, rakietę znajduje się w spoczynku. Tor, po którym rakietę leci do Księżyca, i tor ruchu powrotnego są symetryczne. Po osiągnięciu największego zbliżenia do Ziemi, rakietę musi zostać zahamowana, aby opisać orbitę okołoziemską.

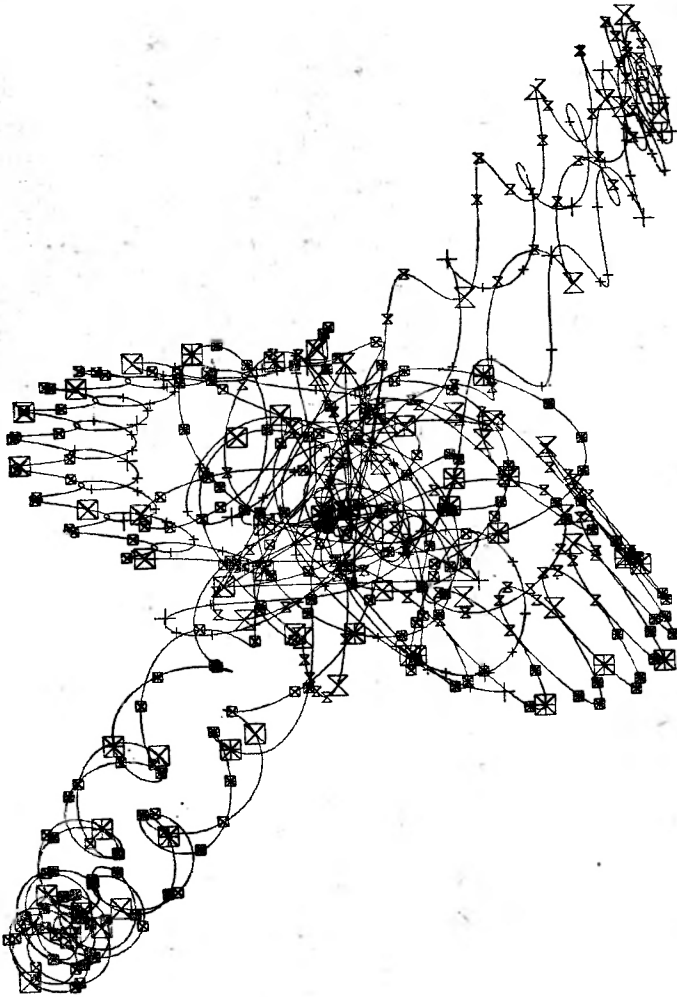
## 9. Zagadnienie 4 ciał

Na zakończenie dyskusji układów wielu ciał rozważmy zagadnienie 4 ciał. Wprowadzimy przy tym ograniczenie, że ruch odbywa się tylko w jednej płaszczyźnie. Aby nie mieć do czynienia z bardzo skomplikowanymi zależnościami, rozważmy przypadek układu będącego w stanie początkowym o pełnej symetrii. Wszystkie 4 ciała mają równe masy i znajdują się w narożach czworościanu. Ich prędkości początkowe skierowane są wzdłuż krawędzi czworościanu i są sobie równe. Tory w przestrzeni trójwymiarowej opisywane są w postaci rzutów na płaszczyznę. Wrażenie przestrzenne zwiększa się dzięki zastosowaniu trójwymiarowych „znaczków czasowych” umieszczonych prostopadle do toru. Są one tym mniejsze im dalej znajdują się od obserwatora. Wrażenie przestrzenne jest całkowite, jeśli zestawimy stereoskopowe pary rysunków jak na rys. 6a, b. Na rys. 6c pokazane są tory 4 ciał w ciągu dłuższego okresu czasu. Widać, że w pewnych okresach czasu tworzą się podukłady złożone z 2 cząstek mogące oddalić się na dużą odległość od punktu początkowego. Przy czym obydwie pary poruszają się w przeciwnych kierunkach (konsekwencja zasady zachowania pędu). Przy ponownym zbliżeniu obydwu par do punktu wyjściowego następuje zamiana partnerów, jak to pokazano na rysunku za pomocą różnych symboli. Te stosunkowo proste zależności zawdzięcza układ symetrii stanu początkowego. Przy niesymetrycznych warunkach początkowych przynajmniej jedna cząstka może opuścić układ, podobnie jak na rys. 5a. Pozostały układ trzech cząstek jest również na ogół niestabilny.



**a****b**

C

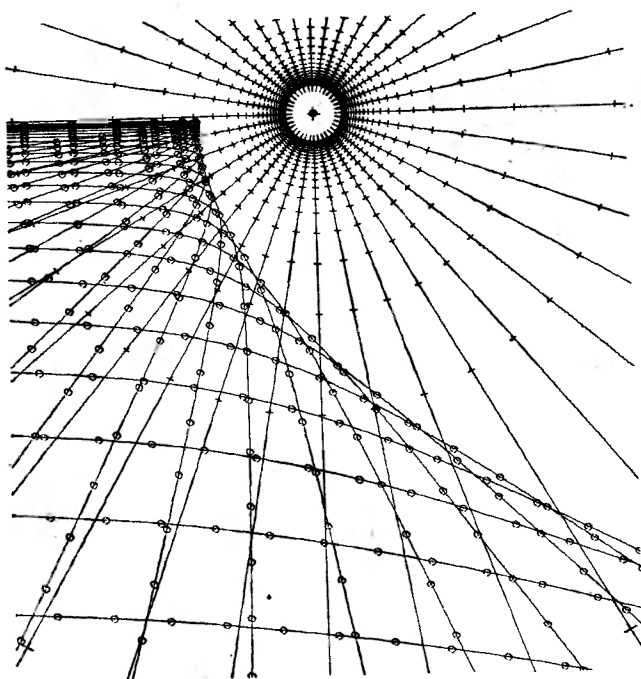


Rys. 6. Zagadnienie 4 ciał. Z naroży czworościanu wylatują cztery jednakowe punkty materialne z równymi prędkościami w taki sposób, że środek masy układu pozostaje w spoczynku. Ruch zachodzi wskutek wzajemnego przyciągania punktów materialnych. Poszczególne punkty materialne oznaczone są za pomocą trójwymiarowych symboli. Rysunki a) i b) tworzą parę rysunków stereoskopowych. Tory cząstek można obserwować na tych rysunkach przestrzennie za pomocą stereoskopu. Po dłuższym ćwiczeniu udaje się to również przez rozdzielenie pól widzenia oczu za pomocą ustawionej prostopadle do rysunku karty pocztowej, c) ten sam ruch jak na rysunkach a) i b) obserwowany w ciągu dłuższego okresu czasu. Przy dużych odległościach od punktów wyjściowych zawsze dwa ciała znajdują się blisko siebie. Po powrocie w okolicę punktów wyjściowych następuje zamiana par

#### 10. Rozpraszanie cząstek naładowanych

Na koniec zajmiemy się rozpraszaniem cząstek. Pierwszy eksperyment rozproszeniowy został przeprowadzony przez Rutherforda. Rutherford badał odchylenie dodatnich cząstek alfa w polu elektrostatycznym, również dodatnich ciężkich jąder. Mamy tu znów do czynienia

z zagadnieniem dwóch ciał. Już wcześniej stwierdziliśmy, że w zagadnieniu dwóch ciał dla cząstek o znacznie różniących się masach, cząstka ciężka może być praktycznie uważana jako spoczywająca. Na rys. 7 pokazane są torы dodatnio naładowanej cząstki w polu dodatniego ładunku punkowego. Znaczkі czasowe na torach cząstki są kołami. Obok torów narysowano linie sił pola elektrostatycznego wychodzące z ładunku punkowego. Na liniach sił pola zaznaczono krzyżkami linie ekwipotencjalne otaczające koncentrycznie ładunek punkowy. Blisko ładunku punkowego linie ekwipotencjalne leżą gęsto, tzn. że natężenie pola jest duże, w miarę oddalania się od ładunku natężenie pola maleje. (W bezpośrednim otoczeniu ładunku nie narysowano żadnych linii, gdyż leżałyby one tak gęsto, że nie można byłoby ich rozdzielić).

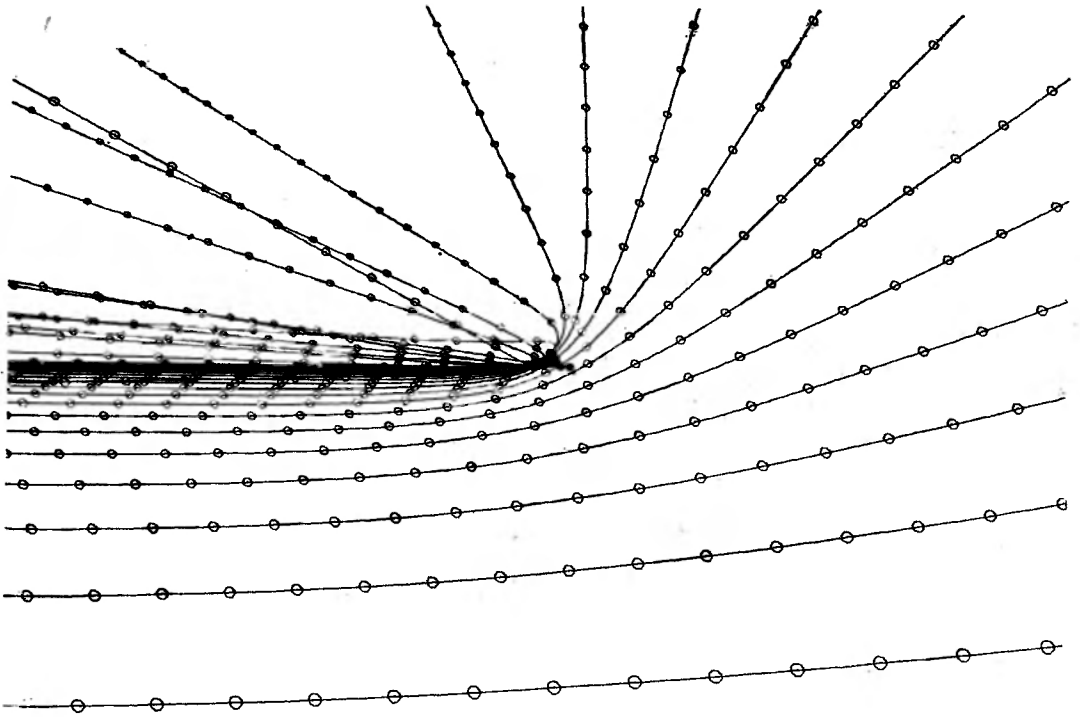


Rys. 7. Rozpraszanie dodatnio naładowanych cząstek w polu dodatniego centrum rozpraszającego. Cząstki poruszają się z lewej strony w kierunku centrum, z jednakowymi prędkościami, ale z różnymi parametrami zderzenia

Zajmijmy się teraz torami rozpraszanych cząstek. Tory wszystkich cząstek rozpoczynają się po lewej stronie, w płaszczyźnie rysunku, na której też leży centrum rozpraszające. Odchylenie cząstki od jej początkowego toru jest tym silniejsze im mniejszy jest parametr zderzenia. Jest tak dlatego, ponieważ tylko dla małych parametrów zderzenia cząstki przebiegają przez obszar silnego pola  $E$ , a siła odchyłająca  $K = qE$  jest równa iloczynowi ładunku cząstki i natężenia pola. Ponieważ siła  $K$  działa w płaszczyźnie rysunku, cząstki nie opuszczają tej płaszczyzny.

## 11. Rozpraszanie w polu magnetycznego monopola

Dodatnie i ujemne ładunki elektryczne mogą istnieć osobno. Natomiast istnienie swobodnych pojedynczych ładunków magnetycznych nie zostało dotąd udowodnione. Jednak prawa elektromagnetyzmu opisują dokładnie pole takiego magnetycznego monopola. Pole to ma taki sam charakter jak pole elektrostatyczne ładunku. Linie sił pola wychodzą prost-



Rys. 8. Rozpraszanie w polu monopola magnetycznego elektrycznie naładowanych cząstek, w przedstawieniu przestrzennym. Cząstki poruszają się z jednakowymi prędkościami lecz z różnymi parametrami zderzenia. W nieskończoności z lewej strony rysunku tory cząstek leżą w tej samej płaszczyźnie z centrum rozpraszającym. Obserwacji dokonuje się z punktu leżącego ponad tą płaszczyzną. Tory cząstek po rozproszeniu w polu monopola nie leżą już w płaszczyźnie, lecz odchylane są do góry. Odchylenie jest tym silniejsze im mniejszy jest parametr zderzenia

liniowo z monopolem. Natężenie pola jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości. Elektrycznie naładowana cząstka, poruszająca się z prędkością  $v$  w polu magnetycznym  $B$  doznaje działania „siły Lorentza”  $K = q(v \times B)$ . Siła Lorentza jest prostopadła do prędkości cząstki oraz wektora indukcji pola magnetycznego.

Rysunek 8 pokazuje rozpraszanie naładowanych cząstek w polu monopola magnetycznego. Tory cząstek nie leżą już w jednej płaszczyźnie, lecz są odchylane do góry, ponieważ siła Lorentza jest prostopadła do prędkości cząstek i natężenia pola.

## 12. Uwagi końcowe

Nawet na tych prostych przykładach można było pokazać, jak modelowanie eksperymentów pozwala na lepsze śledzenie procesów, których nie możemy obserwować eksperymentalnie. Naturalnie nie można wszystkich możliwych eksperymentów przeprowadzić używając jednego programu. W omawianych przykładach było jednakże widać, że jest to możliwe dla szerokiej klasy eksperymentów. Można wymienić również wiele innych eksperymentów symulowanych codziennie przez naukowców i inżynierów. Jako przykład może służyć modelowanie

rozwoju Drogi Mlecznej lub gwiazd w astrofizyce, modelowanie eksperymentów w fizyce cząstek i plazmy, planowanie sieci łączności, lub modelowanie procesów medycznych jak przebieg epidemii lub rozwój kolonii komórek pod wpływem warunków zewnętrznych.

Thumaczył *Krzysztof Kocot*

#### Literatura

- [1] S. Brandt, H. Schneider, *Computer-Simulation physikalischer Experimente im Hochschulunterricht*, Vortrag auf der Fachtagung Rechnergestützter Unterricht, Hamburg, August 1974; *Der Mathematisch-Naturwissenschaftliche Unterricht* **29**, 321 (1976).
- [2] S. Brandt, H. Schneider, *Comp. Phys. Comm.* **9**, 205 (1975).
- [3] S. Brandt, H. Schneider, *Computer Simulation of Experiments in University Physics Teaching*, Computers in Education, O. Lecarme, R. Lewis eds., North-Holland Publishing Company 1975, p. 443.

# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Brian Davies*

Wydział Fizyki  
Goldsmiths' College  
Londyn

## Wykłady z fizyki a notatki studentów \*

### Physics Lectures and Student Notes

**Abstract:** A simple scheme has been devised to provide the lecturer with the copies of students' notes. From the analysis of the notes four negative behaviour patterns emerge that hamper learning during physics lectures. Some ways to solve these difficulties are proposed.

#### 1. Wstęp

Studenci mnie zadziwiają: pilnie słuchają setek godzin pracowicie przygotowanych i starranie prowadzonych wykładów, a dowiadują się z nich żałośnie mało. Nie jest to wyłącznie ich winą; w istocie, na ogół nie jest to wcale ich winą. Zadziwiające jest raczej to, że korzystają nawet tyle. W tym artykule wysuwam przypuszczenie, dlaczego nie korzystają więcej; przypuszczenie to opieram na przesłankach uzyskanych drogą eksperymentu wymyślonego i przeprowadzonego na naszym Wydziale Fizyki.

Pomysł eksperymentu był prosty. W ciągu dwu lat studenci kierunków przyrodniczego i nauczycielskiego dostawali przed każdym wykładem papier do notowania i kalkę. Po każdym wykładzie obowiązani byli oddawać wykładowcy kopie sporządzonych notatek. Przeglądając notatki poszczególnych studentów lub porównując notatki różnych studentów z tego samego wykładu, wykładowca stale śledził odbieraną informację; jak się okazało, wynikiły z tego wnioski tyleż alarmujące, co nieoczekiwane. Mnożyły się dowody rozbieżności celów przyświecających wykładowcy z tym, jak je interpretowali studenci w kontekście własnych priorytetów i oczekiwań.

Stało się także oczywiste, że sposób notowania wielu studentów jest nieefektywny, wynika więc stąd nagleca konieczność omówienia ze studentami faktów, które wyłoniły się podczas

\* Artykuł, opublikowany w czasopiśmie *Physics Education* 11, 33 (1976), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy (Przyp. Red.).

eksperymentu. Dokładniejsza analiza kopii notatek, wraz z informacjami otrzymanymi w dyskusjach ze studentami, pozwala dostrzec cztery istotne negatywne zespoły warunków psychologicznych, utrudniające studentom uczenie się podczas wykładów z fizyki.

Początek trudności studentów wiąże się z rolą wykładowcy, który stoi przed pewnym zasadniczym problemem. Problem ten został zwięźle podsumowany w następującym ustępie, zaczerpniętym z biuletynu Grupy Badań i Unowocześnienia Szkolnictwa Wyższego Fundacji Nuffielda \*:

„W większości studenckich kursów przedmiotów ścisłych mało jest miejsca na kontrowersje lub wymianę poglądów; autorytet wiedzy naukowej ogranicza zakres pracy w małych grupach. W takim kursie większość wysiłku poświęca się na przekazanie merytorycznej zawartości danej dyscypliny i wykład jest traktowany jako efektywny środek osiągnięcia tego celu.”

Choć kuszące są rozważania na temat punktów widzenia wiedzy i pedagogiki ukrytych w pierwszym zdaniu, ważniejszy jest komentarz dotyczący smutnej prawdy zawartej w drugim. Rzeczywiście poświęcamy masę czasu na opis i wyjaśnienie obowiązujących aktualnie poglądów (mimo iż są one przedstawione i wyjaśnione w nowoczesnych podręcznikach akademickich), i rzeczywiście traktujemy wykład jako wydajny sposób omówienia dużych partii tego materiału. Ale jest także prawda — chyba że studenci innych uczelni bardzo się różnią od naszych — że tracimy mnóstwo czasu na ćwiczeniach i konsultacjach ponownie opisując i wyjaśniając owe obowiązujące prawdy. Udowodniło to wielu wykładowcom, że na zbyt wielu wykładach zbyt wielu studentów pełni jedynie rolę obserwatorów, rzadko czując się na tyle pewnie, by zagłębić się w istotę rzeczy.

Ukazało się ostatnio wiele artykułów poświęconych różnym metodom nauczania fizyki w szkołach wyższych. Z pewnością widać tu tendencję odchodzenia od formalnych wykładów. Ale w wielu uczelniach, takich, jak nasza, jeszcze długo będzie się prowadzić wiele wykładów. Niezależnie od przyczyn, dla których przetrwa obecna forma wykładów, zasadniczą sprawą jest więc zwiększenie ich skuteczności; może ono nastąpić tylko po uprzedniej analizie i zrozumieniu tego, co się w rzeczywistości dzieje na wykładach. Opisaną metodę notowania przez kalkę wykorzystano do wykrycia, jakie to przeszkadzające zrozumieniu bariery wyrastają między uczącym i nauczonym w czasie godzinnego intensywnego wykładu z fizyki. Można ją uważać za narzędzie służące do wykrywania i analizowania pewnych szczególnych typów zachowań studentów, będących, jak sądzę, wynikiem sytuacji, w której muszą oni wykonywać więcej niż jedną czynność na raz.

## 2. Gęsty las

Analiza ujawniła cztery typy zachowań, które wydają się na tyle wyraźne, by umożliwić klasyfikację, choć na tym etapie będzie ona z konieczności tylko próbna. Każdy z tych typów jest wynikiem niedoskonałego kompromisu między aktywnością fizyczną i umysłową, i jest częściowo już z góry określony przez warunki psychologiczne lub stan umysłu; wyodrębnione typy zachowań przy określonych predyspozycjach będziemy dla prostoty i wygody oznaczać BP<sub>1,2,3,4</sub>.

Gdy student notuje w BP<sub>1</sub>, daje on sobie radę z poszczególnymi elementami rozumowania, brak mu jednak ogólnego schematu, w ramach którego mógłby te elementy związać w znaczącą całość. Śledzi on rozumowanie krok za krokiem i jego rozumienie każdego kroku jest zupełne. Ale nie widząc przed sobą celu, do którego zdąża, i nie zdając sobie sprawy z idei, które wykładowca chciałby przekazać, student porusza się jedynie od drzewa do drzewa w gęstym lesie intelektualnym. Notatki studentów w BP<sub>1</sub> są charakterystyczne: poprawne, ale niezupełne, gdyż brak w nich komentarzy, wyjaśnień i zastrzeżeń wykładowcy; potraktowano

\* *Newsletter* (organ Grupy Badań i Unowocześnienia Szkolnictwa Wyższego Fundacji Nuffielda), listopad 1974, s. 6.

BF<sub>1</sub> jest wynikiem ogromnego zamieszania, które powstaje, gdy wykładawca robi duży zabieg pokazów, oraz pokazuje wiele przeoczny i innego materiału podobnącego wznajmie. Studenti są zainteresowani, doceniają, jak wiele się dla nich robi, ale nie mogą się zdecydować, co i kiedy zapisać. Sporządzone przez nich notatki będą niepełnym przyrządkowym uwag, u każdego innych, których użyteczność okaże się znikoma po ustąpieniu wznajmia wywołanego widowskowskością. A oto przykład. Jeden z kolegów oparł wykład o ferromagnetyzm na

#### 4. Widowskowskość

W tym momencie powinniśmy się jasne, że to, co piszemy o studentach, zawiera jedno- do drugie postaw w czasie wykładu i stanów psychicznych podczas notowania. Właściwie ukryte pytanie dotyczące wpływu wykładawcy na zachowanie studentów oraz ukryte stwierdzenie, że wykładawca jest odpowiedzialny za zmniejszenie czegoś nie wypowiadanych stresów, które odzwierciedla student, usiłujący jasno myśleć, dokładanie pamieci, efektywność poznawczą i inteligentnie notować w czasie drugiego, skondensowanego wykładu z fizyki. Powinno nam pamiętać, że słynne chińskie przysłowie o widzeniu, słyszeniu i mówieniu wymaga istniejącego dodatku: „ale gdy robisz to wszystko jednocześnie, tracę orientację”.

A oto przykład typowego dla BF<sub>2</sub> odstępstwa od ucziwości i zdrowego rozsądku. W trakcie wykładu wprowadziliśmy pojęcie akustycznej impedancji właściwej, dodając przy tym, że będąc  $\delta A \cdot I = \Delta p / y$ , i niedbale napisaliśmy, tak że przypominano grecką literę  $\delta$ , owi inteligentni midodzi Indzie zapisali w notatkach:  $\delta A \cdot I = \Delta p / y$ . W dalszym ciągu wykładu obaj niezależnie toczyli samą walekę, by doszukać się sensu w tym, co pisał. Czy  $\Delta$  jest pewną wybraną potęgą? Czy  $I$  oznacza natężenie? Jednocześnie ustaliliśmy nadal siedzieć rozmawianiem krok po kroku, ale wszystkie się nawzajem do siebie z próbą o pomoc, co spowodowało jeszcze większy zamęt. Po dwóch dniach zwrócił się do nas, gdyż doznana frustracja zwiększyła ich podatność na nasze sugestie

BF<sub>2</sub> jest zjawiskiem nie tak powszechnym, ale groźniejszym, w pewnym momencie student doznaje „zamienia”. Przesłanie rozumie to, co widzi lub słyszy, ale krępuje się porzucić o wyjaśnienie „przy wszystkich”, lub też uznaje, że wprawdzie chwilowo się zgubił, ale później potrafi sobie sam wszystko wyjaśnić. Siedzi więc cicho, z rosnącym zakłopotaniem i poczuciem niszczyci, i nie dowiaduje się już niczego więcej.

#### 3. Tylko widzą i słyszą

Bardzo często studenci w BF<sub>1</sub> doznają dużo osobistego zadowolenia i satysfakcji z wykładu, częściowo dlatego, że pojmowanie kolejnych kroków zdaje się obiecywać w przyszłości, zrozumienie całościowe, częściowo zaś, ponieważ większość ich kolegów postępuje w ten sam sposób. Prawie wszyscy nasi studenci zgodnie stwierdzili, że BF<sub>1</sub> stanowi ich modus vivendi na wykładach z nauk ścisłych; również słuchacze poddyplomowych kursów naukowych i przychodzący do nas z różnych uniwersytetów przyznają, że na wykładach pracowali w BF<sub>1</sub>.

Ważne dla tego dowody pewnych osłabień równa, przedstawiane w pracach studentów, ma to miejsce zwłaszcza w przypadku długich dowodów „matematycznych”. Jestem zdania, że w tym studentom lepsze wykorzystanie i głębsze zrozumienie tych notatek. Student nie rozróżnia, świadomie czy podświadomie, zasadniczych i drugorzędnych etapów rozumowania; w tym studentom łatwiej wykorzystanie i głębsze zrozumienie tych notatek. Student nie jest po uwagach wykładawcy na temat słuszności pewnej części rozumowania, czy też roli i graniczonej analogii — słowem po tych wszystkich stwierdzeniach, które później umożliwi- nie jako uwagi uboczne, nie zaś jako integralną część wykładu. Nie zostaje w notatkach żaden



je jako uwagi uboczne, nie zaś jako integralną część wykładu. Nie zostaje w notatkach żaden ślad po uwagach wykładowcy na temat słuszności pewnej części rozumowania, czy też roli i ograniczoneści analogii — słowem po tych wszystkich stwierdzeniach, które później umożliwiłyby studentom lepsze wykorzystanie i głębsze zrozumienie tych notatek. Studenci nie rozróżniają, świadomie czy podświadomie, zasadniczych i drugorzędnych etapów rozumowania; ma to miejsce zwłaszcza w przypadku długich dowodów „matematycznych”. Jestem zdania, że właśnie dlatego dowody pewnych ostatecznych równań, przedstawiane w pracach studentów, rzadko różnią się od wersji podanej na wykładzie. Studenci starają się je raczej odtworzyć, niż na nowo zinterpretować.

Bardzo często studenci w  $BP_1$  doznają dużo osobistego zadowolenia i satysfakcji z wykładu, częściowo dlatego, że pojmowanie kolejnych kroków zdaje się obiecywać w przyszłości zrozumienie całościowe, częściowo zaś, ponieważ większość ich kolegów postępuje w ten sam sposób. Prawie wszyscy nasi studenci zgodnie stwierdzili, że  $BP_1$  stanowi ich modus vivendi na wykładach z nauk ścisłych; również słuchacze poddyplomowych kursów nauczycielskich, przychodzący do nas z różnych uniwersytetów przyznają, że na wykładach pracowali w  $BP_1$ .

### 3. Tylko widzą i słyszą

$BP_2$  jest zjawiskiem nie tak powszechnym, ale groźniejszym. W pewnym momencie student doznaje „zaćmienia”. Przestaje rozumieć to, co widzi lub słyszy, ale krepuje się poprosić o wyjaśnienie „przy wszystkich”, lub też uznaje, że wprawdzie chwilowo się zgubił, ale później potrafi sobie sam wszystko wyjaśnić. Siedzi więc cicho, z rosnącym zakłopotaniem i poczuciem niższości, i nie dowiadyuje się już niczego więcej.

A oto przykład typowego dla  $BP_2$  odstępstwa od uczciwości i zdrowego rozsądku. W trakcie wykładu wprowadziłem pojęcie akustycznej impedancji właściwej, dodając przy tym, że będę je oznaczać skrótem  $SAI$ . Dwaj studenci drugiego roku (jak widać, działający w  $BP_1$ ) nie zanotowali, że ten skrót będzie użyty. Gdy w chwilę później napisałem  $SAI = \Delta p/\dot{y}$ , i niedbale napisałem  $S$ , tak że przypominało grecką literę  $\delta$ , owi inteligentni młodzi ludzie zapisali w notatkach:  $\delta A \cdot I = \Delta p/\dot{y}$ . W dalszym ciągu wykładu obaj niezależnie toczyli samotną walkę, by doszukać się sensu w tym, co piszą. Czy  $A$  jest pewną wybraną powierzchnią? Czy  $I$  oznacza natężenie? Jednocześnie usiłowali nadal śledzić rozumowanie krok po kroku, ale wszystko okazywało się bez sensu. Okrutne prawo entropii umysłowej sprawiło, że po wykładzie zwrócili się nawzajem do siebie z prośbą o pomoc, co spowodowało jeszcze większy zamęt. Po dwóch dniach zwrócili się do nas, gdyż doznana frustracja zwiększyła ich podatność na nasze sugestie dotyczące postaw w czasie wykładu i stanów psychicznych podczas notowania.

W tym momencie powinno stać się jasne, że to, co piszemy o studentach, zawiera jednocześnie ukryte pytanie dotyczące wpływu wykładowcy na zachowanie studentów oraz ukryte stwierdzenie, że wykładowca jest odpowiedzialny za zmniejszenie często nie wypowiedzianych stressów, które odczuwają studenci usiłujący jasno myśleć, dokładnie pamiętać, całościowo pojmować i inteligentnie notować w czasie długiego, skondensowanego wykładu z fizyki. Powinniśmy pamiętać, że słynne chińskie przysłowie o widzeniu, słyszeniu i mówieniu wymaga istotnego dodatku: „ale gdy robię to wszystko jednocześnie, tracę orientację”.

### 4. Widowiskowość

$BP_3$  jest wynikiem ogromnego zamieszania, które powstaje, gdy wykładowca robi dużą liczbę pokazów, oraz pokazuje wiele przezroczy i innego materiału pobudzającego wizualnie. Studenci są zainteresowani, doceniają, jak wiele się dla nich robi, ale nie mogą się zdecydować, co i kiedy zapisać. Sporządzone przez nich notatki będą zlepkiem przypadkowych uwag, u każdego innych, których użyteczność okaże się znikoma po ustąpieniu wrażenia wywołanego widowiskowością. A oto przykład. Jeden z kolegów oparł wykład o ferromagnetyzmie na

„pewnych podstawowych pokazach, krótkiej pętli filmowej o powstawaniu domen oraz na przezroczach z krystalografii. Przedstawił to, zdaniem studentów, jak zwykle bardzo jasno i w sposób fascynujący. Czemu więc studenci zwrócili się do nas o pomoc, skoro wykład i biblioteka powinny były zaspokoić ich potrzeby? Natychmiastową odpowiedź na to pytanie dały ich notatki, wskazujące na galimatias typu BP<sub>3</sub>; studenci nie wiedzieli bowiem, w którym momencie przestać patrzeć i zacząć pisać. Wbrew oczekiwaniom i utartym opiniom studenci skorzastali z wykładu mniej, niż ktokolwiek z nas by się spodziewał, nie z braku, lecz z nadmiaru „pomocy wizualnych”.

W tych okolicznościach rzadko spotykamy się z krytyką pod adresem wykładowcy, i według norm, na których opieramy ocenę własnej pracy, krytyka jest tu całkowicie nieuzasadniona. Widać jednak wyraźnie, że podobnie jak w przypadkach BP<sub>1</sub> i BP<sub>2</sub>, podstawowe potrzeby studentów nie zostały tu zaspokojone. Skuteczne nauczanie powinno zapewnić nie tylko natychmiastowe zrozumienie, ale i zewnętrzne warunki do dalszej nauki.

Z pomocą przyjdzie tu zrozumienie tego, która z czynności umysłowych lub fizycznych jest w danym momencie właściwa. Propozycja, by „przestali pisać i posłuchali rozumowania, a następnie zanotowali to i to” może się wydać wszystkim stratą czasu, a studentom w dodatku kamieniem obrazy. Takie formalne przerywanie, wtrącanie się i dyrygowanie czynnościami studentów przypomina prawdopodobnie bardziej nauczanie w szkole podstawowej niż wyższej. Ale jeśli metodami szkoły podstawowej można zmniejszyć trudności w szkole wyższej, czemuż by ich nie użyć? Nasze doświadczenie wskazuje, że studenci chętnie przyjmują takie „dziecinne” wstawki, o ile wytłumaczymy ich celowość.

We wszystkich próbach rozwiązania problemów uczenia się istotnym czynnikiem są stosunki między studentami a wykładowcą; pod koniec tego artykułu wspomnę o niektórych naszych wysiłkach zmierzających do poprawy tej strony życia wyższej uczelni. Wzajemne zrozumienie studentów i wykładowców z pewnością ulegnie wzmocnieniu, gdy obie strony zdadzą sobie sprawę z faktu, że cele naszych wykładów nie zawsze są w zgodzie z kryteriami ważności, które przyjmują studenci przy notowaniu. Wgląd w notatki daje jasny obraz tego, co uważają za ważne studenci, którym nie udzielono uprzednio żadnych wskazówek. Oryginalny, skrócony opis naszego eksperymentu ukazał się w jednym z tomów *Poradnika wykładowcy*, wydanym przez Johna Ogborna z College'u Chelsea. Z tego tomu, zatytułowanego „Jak skutecznie notować”, zacytowałem poniższe zdania:

„W oparciu o to, co studenci zanotowali, a co pominęli, można ułożyć następującą listę priorytetów (różną u różnych osób i na różnych latach), której dalsze pozycje notowane są mniej dokładnie, lub wręcz pomijane: równania, wykresy; przybliżenia; kroki wiążące równania; zasady fizyczne; ogólny schemat rozumowania; związek z innymi naukami; historia idei i ludzi.

Pod pewnymi względami można studentów zrozumieć. Po pierwsze, to, co notują, jest odbiciem spodziewanych wymagań egzaminacyjnych; są to najczęściej «dowody» i opisy doświadczeń. Po wtóre, śledząc postępujące rozumowanie trudno jest bez pomocy dostrzec jego ogólny charakter. Po trzecie, studenci notują to, co da się zanotować szybko, zwłaszcza równania i wykresy. Spojrzenie na notatki studentów powinno pomóc wykładowcy tak przedstawić materiał, by można było zanotować więcej elementów”.

## 5. Otchłań zwątpienia

Niestety, żadne modyfikacje sposobu przedstawiania materiału nie wprowadzą radykalnych zmian dla studenta z grupy BP<sub>4</sub>. Brak mu bowiem wiary we własne możliwości umysłowe; na wykładach siedzi przygnębiony i pelen poczucia beznadziejności. To poczucie niższości pogarsza się samo i przeszkadza w rozwoju; w wielu wypadkach jest ono zresztą przesadzone i wynika z niedostatecznego przygotowania do fizyki uniwersyteckiej przez słabą szkołę średnią.

Notatki grupy BP<sub>4</sub> odzwierciedlają wyraźnie zniechęcenie. Dokładność jest tam minimalna. Niedbalstwo wzrasta w miarę notowania, a coraz liczniejsze błędy i luki w notatkach powodują ich całkowitą beużyteczność. Student podlegający BP<sub>4</sub> jest w najgorszym z możliwych stanów:

usilnie stara się zrozumieć coś z wykładu, pamiętając cały czas o swojej (często urojonej) niższości; ilekroć czegoś nie zrozumie, jest o sobie coraz gorszego zdania.

Oprócz metod, które miały pomóc studentom typów BP<sub>1-3</sub>, próbowaliśmy także różnych środków przeciwko dolegliwości BP<sub>4</sub>, niszczącej wiarę w siebie. Najskuteczniejsze są, jak się wydaje, dyskusje na temat prac opublikowanych w czasopismach naukowych w XIX i XX wieku. Pokazują one, że wielu gigantów nauki miało jedynie mgliste wyobrażenia o współczesnych ideach, których świetną znajomość na ogół im przypisujemy. Charakter tych polemik między wybitnymi uczonymi może przekonać studentów, że niekoniecznie oni sami są źródłem wszelkich słabości; trudności, których powinni się spodziewać, które znajdują i pokonują i które mają ich cieszyć, tkwią w samej dyscyplinie.

## 6. Gra, przy której się kłnie

Bez wątpienia najlepszym lekarstwem jest środek zapobiegawczy. Wierzmy w skuteczność wczesnych rozmów ze studentami na temat naszych ustaleń dotyczących typów zachowań, które prawdopodobnie się u nich rozwiną. Po tygodniu zajęć, po wykładach z dwóch przedmiotów ścisłych, studenci bez trudu utożsamiają się z nieszczęśnikami, o których postawach i stanach umysłu od nas usłyszeli. Z oczywistą ulgą i wdzięcznością myślą o ludziach, którzy są świadomi ich problemów i ofiarują pomoc w ich rozwiązaniu. Problemy te powstają bowiem w środowisku jakże różniącym się od szkoły, którą studenci dopiero co opuścili. Nie jest ważne czy występują cztery szkodliwe typy zachowań, czy też czterdzieści, ani też na ile nasz opis jest dokładny. Ważne jest natomiast, że korzystając z kopii notatek studentów poprzednich lat potrafimy pokazać, jaki rodzaj oddziaływania między uczącym i nauczonym chcemy wyeliminować. Następnie, za obustronną zgodą, można ustalić pewną taktykę współpracy podczas wykładu. Jest rzeczą miłą i zabawną, gdy w grudniu student przerywa wykładowcę w pół słowa, upominając łagodnie: „proszę chwilkę poczekać, bo działam w BP<sub>2</sub>, a co gorsza, także i w BP<sub>4</sub>!”.

Wydaje się na koniec, że tę prostą metodę kontroli notatek można w interesujący sposób rozszerzyć. Można postępować podobnie ze studentami nauk ścisłych w różnych uczelniach. Można wzbogacić metodę o dalsze etapy, na których wykładowcy i psychologowie prowadziliby dyskusje i wywiady ze studentami. Możemy się w ten sposób wiele dowiedzieć o stanach psychicznych studentów oraz o nadsziejach, z jakimi kończyli szkołę. Ta wiedza mogłaby służyć zmniejszeniu badanych napięć występujących na styku między szkołą a wyższą uczelnią, oraz zachęcić wykładowców i nauczycieli do nowych sposobów współpracy, zmierzających do zwiększenia porozumienia i uczenia się podczas wykładów.

Ale nawet najprostsze przedsięwzięcie napotyka na trudności organizacyjne. W naszym eksperymencie zużyliśmy całe rzyzy papieru, a co gorsza, niezwykle czasochłonne przeglądanie notatek może być całkowicie bezowocne. Wydaje się bowiem, że sposób zbierania informacji nie pozostaje bez wpływu na osobę dostarczającą tej informacji. Nie widziałem na przykład w notatkach żadnych naprawdę udanych rysuneków, ani określił wyrażających szczere zdumienie. Trudno mi uwierzyć, że ten zwyczaj już zanikł wśród studentów.

Mówi się jednak, że dobra gra to taka, przy której chce się kłąć, nie może więc być złą gra, w której człowiek przysięga, że „już nigdy nie będzie w ten sposób wykladać”. Metoda notowania przez kalkę z pewnością ma taki wpływ na wykładowcę.

Zasadniczą treść tego artykułu przedstawiłem na seminarium poświęconym badaniom i unowocześnieniu szkolnictwa wyższego, które odbyło się w styczniu 1975 roku na Politechnice w Sheffield. Było to jedno z pięciu cotygodniowych seminariów zorganizowanych przez Dr. Stuarda Trickeya. Jestem wdzięczny Dr. Trickeyowi za umożliwienie mi przedyskutowania metody kontroli notatek z innymi wykładowcami.

Thumaczyła Magdalena Staszal

*Jan Bialek*

Instytut Fizyki  
Politechnika Poznańska  
Poznań

## Z badań nad reformą programu fizyki w wyższej szkole technicznej

Some Studies on the Reform of the Physics Curriculum in Technical University

*Abstract:* The changes of people education in the contemporary world require the reform of the study curriculum. In the modern curriculum of physics „the structural elements” which represent the basic construction of physics, should be emphasized. The systematics of the conceptual structures by Heisenberg in which basic role plays the principle of indetermination coupled with principles of conservation and symmetry, is assumed as the starting point for preparation the physics curriculum for Technical University.

We współczesnym świecie współzawodnictwo naukowo-techniczne, oparta na naukowych podstawach, wielka i tania produkcja, preferowanie badań naukowych dla potrzeb techniki zmuszają narody do mobilizacji sił i środków dla sprostania nadchodzącym wydarzeniom nowej epoki oraz prowadzą do daleko idącej specjalizacji i międzynarodowej współpracy. To wymaga zmian kształcenia ludzi uczestniczących w coraz silniejszej więzi nauki i techniki z całym życiem społeczeństw. W tych okolicznościach reforma programów nauczania jest jednym z bardzo ważnych zadań teorii i praktyki pedagogicznej. Znalazło to swoje odbicie w powołaniu w wielu krajach specjalnych komisji, np. w ZSRR komisji programowej złożonej z członków Akademii Nauk, w USA wielu komisji przedmiotowych, metodycznych jak na przykład Physical Science Study Committee.

Wyżej wymienione komisje w swojej pracy kierowały się określonymi celami i założeniami oraz proponowały pewne rozwiązania. Cz. Kupisiewicz dokonał analizy prac poświęconych reformie programów nauczania w wybranych krajach uprzemysłowionych tak socjalistycznych jak i kapitalistycznych. Stwierdził, że reformy programowe zmierzają do wyposażenia dzieci, młodzieży i dorosłych w podstawy wiedzy będącej punktem wyjścia do samodzielnego uczenia się, rozwijania pozytywnych motywów uczenia się, uformowania podatności samodzielnego, krytycznego myślenia i działania, wyrobienia pożądaných cech woli i charakteru oraz rozwijania zainteresowań i uzdolnień [1].

Przekonanie, że podejmowane reformy programowe przyczynią się do osiągnięcia wyżej wymienionych celów, oparto na przyjętych a priori założeniach.

Pierwsze z nich wskazuje, że fizyka jest naukową bazą techniki oraz kształtuje pożądanę cechy woli i charakteru. Jasne określenie przedmiotu i celów badań fizycznych, doświadczalne

**sprawdzanie idei teoretycznych lub tworzenie teorii fizycznych na gruncie nagromadzonych wyników doświadczalnych — oto argumenty przemawiające za słusnością przenoszenia metod badawczych fizyki do nauk technicznych.** Założenie, że fizyka pomaga formułować i rozwiązywać **problemy techniczne**, znalazło potwierdzenie w badaniach przeprowadzonych w Instytucie Fizyki Politechniki Poznańskiej przy współudziale Kół Naczelnej Organizacji Technicznej i większych zakładów pracy Wielkopolski. Znaczna większość badanych nie zgadza się jednak z tezą, że fizyka kształtuje **pożądane cechy charakteru.**

Kolejne założenie uważane za istotne z punktu widzenia efektywności reformy programu dotyczy, czego powinno się uczyć. Zgodnie z rzecznikami tego założenia [2] w programach fizyki powinny dominować „elementy strukturalne” czy „punkty ciężkości”, które stanowią konstrukcję nośne fizyki, możliwe do wypełnienia szczegółowymi informacjami w drodze studiowania, np. w drodze samokształceniowej. Ponadto założono, że na wszystkich kierunkach studiów technicznych powinno się realizować jednakowe treści programowe.

Za słusnością założenia przemawiają badania ankietowe przeprowadzone wśród 812 inżynierów reprezentujących różne specjalności, różne zakłady pracy zarówno produkcyjne, jak i naukowo-badawcze oraz różny (3—15-letni) staż pracy, a także badania wśród 792 studentów ostatnich lat studiów dziennych.

Respondenci w sposób jednoznaczny stwierdzali, że w działalności inżynierskiej konieczna jest znajomość ogólnych podstawowych, odpowiednio wyselekcjonowanych informacji fizycznych. Stanowisko to koresponduje całkowicie z twórcami Raportu Brandta [3] o kierunkach reform programowych, o potrzebie zatarcia linii demarkacyjnych między programami szkół różnych stopni, różnych dyscyplin naukowych, o potrzebie przybliżeń programów.

W celu znalezienia odpowiedzi na pytanie dotyczące doboru treści kształcenia w zakresie fizyki dokonano ponadto analizy programów realizowanych lub przygotowanych do realizacji w uczelniach technicznych innych krajów [4]. Analiza ta została wzmocniona bezpośrednią wymianą doświadczeń z osobami zajmującymi się tym problemem w uczelniach technicznych niektórych krajów. Z badań tych wynika, że to zagadnienie jest przedmiotem rozważań i jednoznacznie przeważają tendencje wprowadzania jednolitych programów fizyki, w których traktuje się na równi fizykę współczesną i klasyczną i jednocześnie łączy się fizykę doświadczalną i teoretyczną. Stopień nasycenia treścią haseł programowych uzależniony musi być jednak od takich czynników, jak liczba godzin, kierunek studiów, rodzaj studiów (dienne, dla pracujących).

Przy doborze treści pozostawia się nauczycielom akademickim, uwzględniającym w nauczaniu fizyki nowe tendencje, dużo inicjatywy, jak:

- dobór takiego materiału dydaktycznego, który jest odzwierciedleniem wewnętrznego rozwoju fizyki,
- nowoczesną interpretację zagadnień fizycznych,
- staranną selekcję materiału nauczania i uczenia się,
- łączenie dydaktyki z własną pracą naukową,
- tworzenie warunków do samodzielnej pracy studentów.

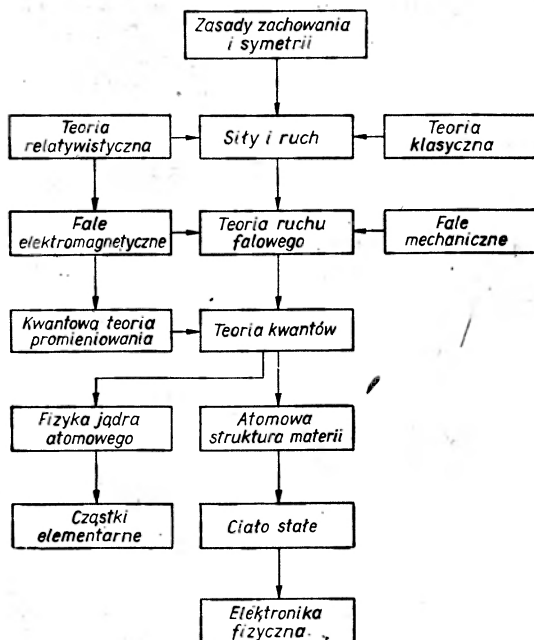
Skuteczność reformy programu zależy oczywiście od wielu czynników, a przede wszystkim od stosowania reguł postępowania wynikających z następujących zasad doboru treści nauczania: **zasady naukowości, zasady rozwijania samodzielного myślenia i działania studentów, zasady selekcji informacji na podstawowe i drugorzędne.**

Przechodząc do odpowiedzi, jak skonstruowano odpowiednio dobrane treści kształcenia w zakresie fizyki, stwierdzamy, że jako punkt wyjścia przyjęto systematykę struktur pojęciowych W. Heisenberga [5].

W aparaturze struktury pojęciowej fizyki jako całości kluczową rolę dano zasadom, które są najogólniejszymi, najbardziej podstawowymi i najlepiej ugruntowanymi prawami oraz które spełniają funkcję przewodnika metodologicznego w uprawianiu fizyki. Nie wdając się w szczegóły dyskusji metodologów odnośnie ustalenia, jakie prawa należy uznawać za zasady [6], przyjęto, że podstawowymi są zasady niezmienniczości, które są sprzężone z od-

powiednimi zasadami zachowania zgodnie z twierdzeniem Noether [7]. Zasada zachowania energii jest na podstawie tego twierdzenia swoistą konsekwencją zasady jednorodności czasu, zasada zachowania pędu jest konsekwencją zasady jednorodności przestrzeni, zasada zachowania momentu pędu jest konsekwencją zasady izotropowości przestrzeni itd. Analogiczny pogląd w tej sprawie wyraża R. Feynman [8], twierząc, że wszelkie prawa fizyczne należy podporządkować fundamentalnym zasadom zachowania i symetrii.

Wydaje się, że postulat podporządkowania praw prawom fundamentalnym, nazywanym zasadami, winien zapewnić studentom i absolwentom wyższej szkoły technicznej rozwój umiejętności opisu zjawisk fizycznych występujących w problemach technicznych z uwzględnieniem różnych układów odniesienia, poszukiwania niezmienników (inwariantów) itp.

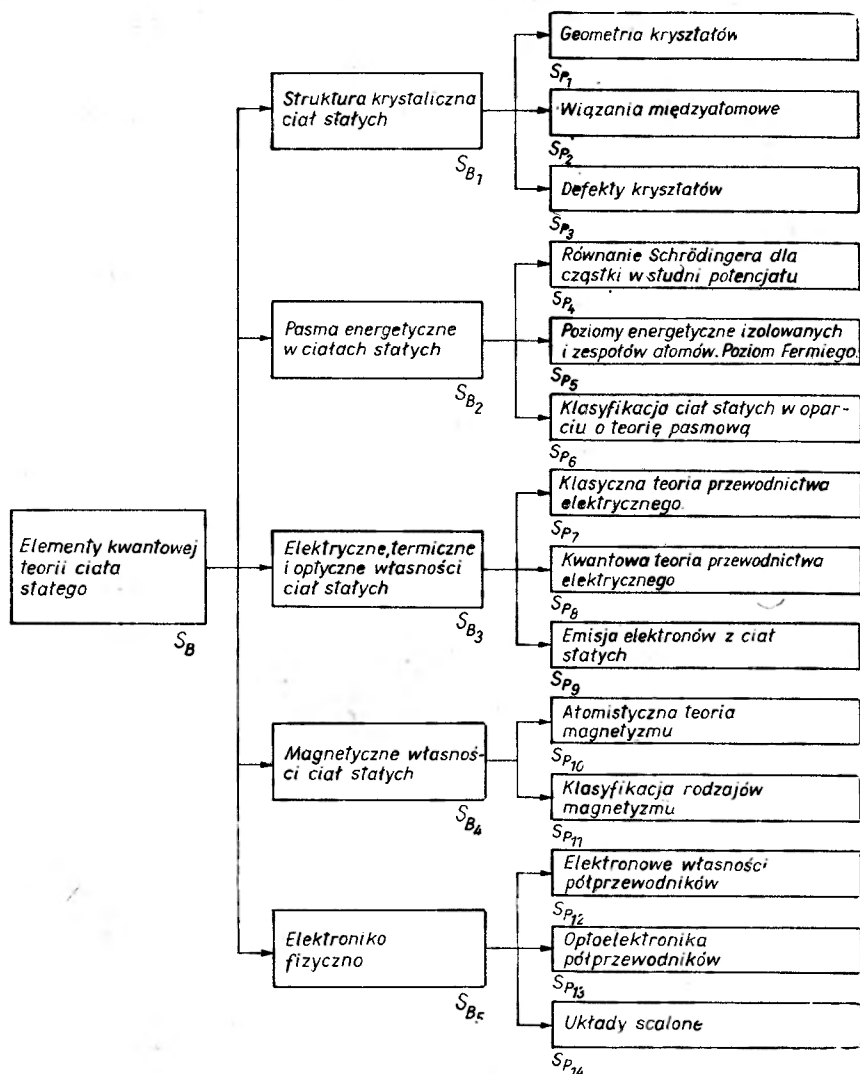


Rys. 1. Konstrukcja programu fizyki dla wyższych szkół technicznych

Na podstawie powyżej zasygnalizowanych założeń opracowano układ blokowy programu fizyki dla wyższych uczelni technicznych (rys. 1). Poszczególne bloki tematyczne rozwinięto w układ struktur dydaktycznych  $S_B$ , których elementami są prawa fizyczne, i w struktury  $S_p$ , których elementami są pojęcia fizyczne.

Strukturę praw i pojęć fizycznych związanych izomorficznie ze strukturą tworzącą system faktów związanych z kwantową teorią ciała stałego obrazuje rys. 2.

Przedstawiony układ programu fizyki dla potrzeb wyższych szkół technicznych wymaga weryfikacji, którą prowadzi się obecnie na terenie Politechniki Poznańskiej. Mała ilość godzin fizyki na różnych kierunkach studiów — 3% - 6% ogólnej liczby godzin całego okresu studiów — oraz realizacja programu fizyki na pierwszych semestrach studiów wymagają dużego wysiłku w optymalnym doborze i układzie treści do wyżej przedstawionego blokowego układu programu. Z drugiej jednak strony systematyczne reformy programów są koniecznością, jaką narzuca życie instytucjom odpowiedzialnym za przygotowanie kadry uczestniczącej w rewolucji naukowo-technicznej.



Rys. 2. Struktura dydaktyczna  $S_B$  „Elementy kwantowej teorii ciała stałego” z podstrukturami  $S_{B_1}, \dots, S_{B_5}$

#### Literatura

- [1] Cz. Kupisiewicz, *Podręcznik programowy w nowoczesnym systemie dydaktycznym. Technologia Kształcenia* — zbiór referatów X Międzynarodowego Sympozjum (1976).
- [2] Por. np. U. Spronger, *Recent Curriculum Developments in France, West Germany and Italy. A Study of Trends at the Middle Level of Education*, New York 1969, Teachers College Press; A. M. Arsenjev, *Osnovnyje napravlenija metodologiczskich issledowanii w oblasti pedagogiki*, Sovietskaja Piedadogika, Moskwa 1969.

- [3] Bericht der Bundesregierung zur Bildungspolitik, Bonn 1970.
- [4] Instytut Politechniczny im. W. I. Lenina, Charków (ZSRR); Uniwersytet Techniczny, Berlin Zachodni; Uniwersytet Techniczny, Budapeszt (WRD); Wyższa Szkoła Techniczna, Drezno (NRD); Wyższa Szkoła Techniczna, Praga (CSRS).
- [5] W. Heisenberg, *Fizyka i filozofia*, K i W 1965.
- [6] T. Nadel-Toruński, *Zasady fizyki jako metaprawa*, Studia metodologiczne, Poznań 1976.
- [7] E. Noether, *Nachr. Akad. Wis. Goettingen*, Math. Phys. Kl. (1918).
- [8] R. Feynman, *The Character of Physical Law*, London 1965.



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

## II Międzynarodowa Konferencja Struktury Elektronowej Aktynowców we Wrocławiu

W dniach 13-16 września 1976 r. odbyła się we Wrocławiu w salach konferencyjnych Novotelu II Międzynarodowa Konferencja poświęcona Strukturze Elektronowej Aktynowców (2<sup>nd</sup> International Conference on the Electronic Structure of the Actinides).

Konferencja ta była kontynuacją I Sympozjum na ten temat, które odbyło się w Argonne (Illinois, USA) w 1974 r. Konferencja wrocławska odbyła się pod auspicjami Polskiej Akademii Nauk i Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), a jej organizatorem był Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu.

Uroczystego otwarcia konferencji dokonał Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego prof. B. Staliński, po czym powitał uczestników konferencji Prezes Polskiej Akademii Nauk prof. W. Trzebiatowski. Prof. L. Sosnowski, Wiceprezydent IUPAP, przesłał życzenia owocnych obrad.

Program konferencji obejmował zagadnienia dotyczące struktury elektronowej aktynowców (rodziny najcięższych pierwiastków o zbliżonej budowie i własnościach do dobrze znanej rodziny lantanowców), w stanie atomowym, jonowym, metalicznym oraz w związkach między- i semimetalicznych, w stopach, a także w związkach jonowych i związkach kompleksowych. Obrady konferencji odbywały się w języku angielskim.

Obszerny referat wprowadzający wygłosił prof. W. Trzebiatowski pt. *Some remarks on the physics and chemistry of actinides*. W swoim referacie prof. Trzebiatowski przedstawił krótki rys historyczny rozwoju koncepcji rodziny aktynowców, a następnie omówił rolę produkcji energii atomowej w rozwoju badań nad aktynowcami. Zasadniczą część referatu była jednak poświęcona zależności własności fizycznych i chemicznych aktynowców od ich struktury elektronowej w stanie wolnym i w związkach chemicznych.

Na konferencji przedstawiono 10 referatów plenarnych zarówno przeglądowych, podkreślających najważniejsze osiągnięcia w badaniach nad strukturą elektronową aktynowców, jak i szerzej omawiających szczególnie ważne wyniki własnych prac. Przedstawiono także 59 komunikatów z prac własnych.

Prezentowane prace dotyczyły przede wszystkim badań podstawowych faz stałych zawierających aktynowce, w pierwszej kolejności uran, neptun i pluton, jak np.:

- struktur pasmowych,
- własności magnetycznych, elektrycznych, spektroskopowych i pokrewnych,
- struktur krystalicznych i magnetycznych,
- ogólnej teorii ciała stałego.

Wymienione wyżej badania były wykonane za pomocą najnowocześniejszych metod fizycznych i chemicznych. Można tutaj wymienić metody sprężystego i niesprężystego roz-

praszania neutronów, efektu de Haasa-van Alphen, badania spektro- i radiospektroskopowe, anihilacji pozytronów, a także fotoemisji optycznej i rentgenowskiej (ESCA).

Wygłoszono również dwa interesujące referaty o charakterze aplikacyjnym. Dr. M. V. Nevitt wygłosił referat pt. *Long term chemical and physical integrity and stability of condensed phases of actinides*, a prof. W. E. Wallace referat pt. *Rare earth and actinide intermetallics as catalysts*.

Warto zaznaczyć, że udział polskich uczonych był znaczny i obejmował 22 referaty. Większość przedstawionych wyników na konferencji była szeroko dyskutowana. Zarówno treść wygłoszonych referatów, komunikatów jak i dyskusja ukazały się drukiem w postaci książki pt. *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference on the Electronic Structure of the Actinides*, którą w roku 1977 wydał Zakład Narodowy im. Ossolińskich PAN.

Najliczniejszą grupę z gości zagranicznych stanowili przedstawiciele ZSRR i Francji (po 15 osób) oraz USA (11 osób). Z ośrodków naukowych najliczniej były reprezentowane Argonne National Laboratory (USA) i Centre d'Etudes Nucleaires w Fontenay-aux-Roses (Francja), z którymi Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu prowadzi od lat ożywioną współpracę naukową.

Warto także zaznaczyć, że odbywającym się sesjom towarzyszyła wystawa sprzętu kriogenicznego i aparatury do badań krystalograficznych, zorganizowana przez Zakład Doświadczalny „Kriopan”.

W ostatnim dniu konferencji odbyło się pod przewodnictwem prof. W. Trzebiatowskiego rozszerzone posiedzenie Międzynarodowego Komitetu Doradczego, które oceniło wysoko organizację oraz program konferencji wrocławskiej, a także przedyskutowało propozycje dotyczące zorganizowania trzeciej z kolei tego typu konferencji. Uzgodniono, że trzecia konferencja na temat struktury elektronowej aktywności odbędzie się w Grenoble (Francja), w dniach 23 VIII — 1 IX 1978 r.

*Robert Troć*  
Sekretarz Naukowy Konferencji

R. Resnick, D. Halliday: *Fizyka dla studentów nauk przyrodniczych i technicznych*. Cz. I. Tłumaczyli z języka angielskiego T. Buttler, W. Ratyński i L. Kaniowski, s. 825, PWN, Warszawa 1975, cena zł 95.— Cz. II. Tłumaczyli z języka angielskiego W. Ratyński i T. Buttler-Kaniowska, s. 736, PWN, Warszawa 1974, cena zł 85.—

Na przełomie lat 1974/75 ukazało się nakładem Państwowego Wydawnictwa Naukowego kolejne polskie wydanie dwutomowego podręcznika R. Resnicka i D. Hallidaya *Fizyka dla studentów nauk przyrodniczych i technicznych*. Pierwszy raz podręcznik ten został wydany w języku angielskim przez wydawnictwo Willey and Sons w roku 1960. W roku 1966 przetłóżony został na język polski. Od tego czasu był wydawany kilkakrotnie; obecnie tom pierwszy został wydany po raz piąty, natomiast tom drugi po raz trzeci.

Tytuł podręcznika dość dobrze określa krąg czytelników, do których może być on adresowany. Od czytelnika nie wymaga się znajomości wyższej matematyki, a niezbędne wiadomości z rachunku wektorowego i różniczkowego podane są w pierwszych rozdziałach książki. W całym podręczniku unika się bardziej skomplikowanych obliczeń, co czasami odbija się na precyzji otrzymywanych wniosków, lecz dla niektórych czytelników może być bardzo korzystne. Wykład fizyki prowadzony jest od podstaw, praktycznie przy założeniu, że czytelnik nie wyniósł ze szkoły średniej żadnej wiedzy na ten temat. Aczkolwiek założenie to może być często uzasadnione, odbija się ono niekorzystnie na zakresie wyłożonego materiału, którego większość stanowi powtórzenie materiału obowiązującego w szkole średniej.

Całość podręcznika (około półtora tysiąca stron) podzielona jest na 48 rozdziałów, w których autorzy omawiają mechanikę, dynamikę, drgania i fale (mechaniczne), termodynamikę (tom I) oraz elektrostatykę, prądy, magnetyzm, fale elektromagnetyczne, optykę i na zakończenie tomu II krótkie wprowadzenie w fizykę współczesną. Wielokrotnie w trakcie wykładu podkreślane są analogie łączące poszczególne działy fizyki. Stosunkowo najwięcej miejsca poświęcają autorzy mechanice i dynamice. Omawiane są zasady dynamiki Newtona, prawa zachowania, ruch obrotowy i równania ruchu ciała sztywnego, statyka i dynamika cieczy. Szkoda tylko, że autorzy nie poruszyli problemu opisu ruchu w nieinercjalnych układach odniesienia (np. siła Coriolisa), tym bardziej, że równocześnie rozważanych jest szereg zagadnień znanych ze szkoły średniej, jak spadek swobodny czy rzut ukośny. Ruch drgający i fale (mechaniczne) omówione zostały dość pobieżnie. Niewiele miejsca poświęcono drganiom wymuszonym, choć nie wymagałoby to specjalnego aparatu matematycznego. Stosunkowo szczegółowo została natomiast przedstawiona optyka falowa, a więc interferencja, dyfrakcja (tylko w wiązce równoległej) i polaryzacja światła. W części poświęconej termodynamice omawiane są elementy kinetycznej teorii gazów oraz pierwsza i druga zasada termodynamiki (cykl Carnota, definicja i własności entropii). Szkoda jednak, że zabrakło miejsca na choćby pobieżne omówienie rozkładów statystycznych (maxwellowski rozkład prędkości dla cząsteczek gazu wyprowadzony jest w Dodatku).

Dużo miejsca poświęcili autorzy elektrostatyce, od której rozpoczyna się drugi tom podręcznika. Dokładnie zostały omówione prawa Coulomba i Gaussa, dyskutowane są związki pomiędzy wektorami  $E$ ,  $D$ ,  $P$ . Trochę mniej szczegółowo omówione są prądy i pola magnetyczne. Stosunkowo mało miejsca poświęcono elektronowej teorii przewodnictwa i zagadnieniom indukcyjności układów. Bardzo cennym wydaje się natomiast przedstawienie omówionych wcześniej praw Gaussa, Ampere'a i Faradaya w postaci równań Maxwella. Stanowią one punkt wyjścia do dyskusji własności fal elektromagnetycznych (falowody, prędkość fazowa

i grupowa, wektor Poyntinga), a następnie optyki, o której wspomniano już wyżej. Problem promieniowania ciała doskonale czarnego wprowadza czytelnika w podstawy fizyki kwantowej. Omówione są również inne typowo kwantowe zagadnienia, jak zjawisko fotoelektryczne, efekt Comptona, model atomu Bohra i zasada nieoznaczoności. W ostatnich rozdziałach podręcznika autorzy omawiają hipotezę de Broglie'a i wprowadzają pojęcie funkcji falowej.

Wszystkie rozdziały podręcznika uzupełnione są obszernym zbiorem pytań i zadań do samodzielnego rozwiązania. Pozwala to czytelnikowi ocenić stopień opanowania przerobionego materiału. Bardzo dużo zagadnień rozwiązanych jest w tekście w formie przykładów; dzięki temu podręcznik może być bardzo użyteczny dla wszystkich tych osób, które pragną opanować technikę rozwiązywania zadań z fizyki.

Podręcznik napisany jest jasno i przejrzysto. Konsekwentnie stosowany jest układ jednostek SI. Znacznie większy nacisk położony jest na zrozumienie omawianych zjawisk fizycznych niż na precyzję i elegancję ich opisu matematycznego. Z tego powodu może być on szczególnie przydatny dla studentów tych wydziałów, na których matematyka wykładana jest w stosunkowo małym zakresie. Może być również bardzo cenny dla uczniów szkół średnich jako dodatkowa literatura uzupełniająca. Ze względu na dużą jasność i prostotę prowadzonego wykładu a zwłaszcza liczbę rozwiązanych w tekście problemów rachunkowych może być on na pewnym etapie użyteczny również dla studentów fizyki.

Jak na tak duży podręcznik jest stosunkowo mało błędów drukarskich. Tłumaczenie wykonane jest poprawnie, szkoda tylko, że w tekście podane są odnośniki wyłącznie do literatury angielskiej. Szkoda również, że dość droga książka (180 zł za tom I i II) wydana jest na nienajlepszym papierze drukarskim.

*Krzysztof Doroba*

PTF

**Oddział Gdański**

W dniu 6 stycznia 1977 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału Gdańskiego. W imieniu ustępującego Zarządu dotychczasowy przewodniczący Jerzy Grzywacz i sekretarz Janina Widuchowska złożyli sprawozdanie z działalności Oddziału za ubiegłą kadencję. W okresie ostatnich dwóch lat wygłoszono 41 wykładów popularnonaukowych dla młodzieży szkół średnich, 4 odczyty popularne dla szerszej publiczności oraz 8 odczytów naukowych. Oddział Gdański był współorganizatorem Międzynarodowego Sympozjum Akustyki i Spektroskopii, które odbyło się z okazji otwarcia nowego gmachu Instytutu Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego. W dniu 1 stycznia 1977 r. Oddział liczył 137 członków.

Walne Zebranie dokonało wyboru nowego Zarządu, który ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — Bronisław Jachym,  
zastępcy przewodniczącego — Kazimierz Knapieński i Józef Terlecki,  
sekretarz — Irena Witort,  
skarbnik — Krystyn Kozłowski,  
członkowie Zarządu — Andrzej Januszajtis i Stefania Stipal.

Korespondentem *Postępów Fizyki* w Oddziale Gdańskim jest S. Zachara.

**Oddział Lubelski**

Walne Zebranie Oddziału w dniu 25 listopada 1976 r. wybrało nowy Zarząd w składzie: przewodniczący — Stanisław Szpikowski, zastępca przewodniczącego — Bogdan Adameczyk,  
sekretarz — Tomasz Goworek,  
skarbnik — Barbara Gładyszewska,

członkowie — Maksymilian Piłat i Janusz M. Zinkiewicz.

W okresie ostatnich dwóch lat odbyły się 33 posiedzenia naukowe, na których członkowie Oddziału i zaproszeni goście referowali prace własne. Wśród referentów spoza Lublina 12 reprezentowało ośrodki krajowe, 4 — zagraniczne. Zagadnienia dydaktyki szkoły średniej pozostawały w centrum uwagi Oddziału. W październiku 1975 r. powstało Międzyszkolne Koło Fizyczne, w ramach którego 200 uczniów uczestniczyło w 12 wykładach i 43 zajęciach laboratoryjnych. Tradycyjną akcją popularyzacyjną Oddziału Lubelskiego są pokazy z fizyki. W ubiegłej kadencji pokazy XXI i XXII zgromadziły 9907 widzów i zapoznały w sposób ciekawy i niekonwencjonalny z doświadczeniami niedostępnymi w pracowniach szkolnych. Oddział opiekował się też studenckim ruchem naukowym, w szczególności Naukowym Kółem Studentów Fizyki UMCS.

W r. 1976 Danuta Stachórska otrzymała Medal Komisji Edukacji Narodowej za długoletnią pracę w Komitecie Okręgowym Olimpiady Fizycznej. Laureatem tego Medalu jest również obecny przewodniczący Komitetu Olimpiady — Franciszek Jaśkowski. Komitet Nagród ZG PTF przyznał Wiesławowi Piasek nagrodę za pracę magisterską.

W dniu 25 listopada 1976 r. Oddział liczył 143 członków zwyczajnych, co stanowi wzrost o 56 osób w porównaniu z poprzednią kadencją.

Korespondentem *Postępów Fizyki* w Oddziale Lubelskim jest Józef Pomorski.

**Komitet Fizyki PAN**

Prezydium Komitetu Fizyki PAN w kadencji 1975–1977 działa w następującym składzie:

przewodniczący — prof. Jerzy Pniewski,

wiceprzewodniczący — prof. Jerzy Janik  
i prof. Leonard Sosnowski,  
członkowie — prof. Jerzy Kołodziejczak  
i prof. Andrzej Trautman.

W Komitecie Fizyki PAN działają następujące sekcje:

Sekcja Fizyki Ciała Stałego — przewodniczący  
prof. Leonard Sosnowski,

Sekcja Fizyki Jądrowej — przewodniczący  
prof. Zdzisław Szymański,

Sekcja Optyki — przewodniczący prof. Tadeusz Skaliński,

Sekcja Teorii Pola i Fizyki Statystycznej —  
przewodniczący prof. Iwo Białynicki-Birula,

Sekcja Fizyki Molekularnej — przewodniczący  
prof. Jan Stankowski,

Sekcja Fizyki Ciała Stałego ma trzy podsekcje:

Podsekcja Fizyki Niskich Temperatur i Badań  
Strukturalnych — przewodniczący  
prof. Bohdan Staliński,

Podsekcja Półprzewodników — przewodni-  
czący prof. Jerzy Kołodziejczak,

Podsekcja Fizyki Magnetyków — przewod-  
niczący prof. Szczepan Szczeniowski.

Ponadto w Komitecie Fizyki PAN działają  
następujące zespoły:

Zespół d/s Kształcenia Kadr oraz Programów  
Studiów i Nauczania Fizyki — przewodni-  
czący prof. Józef Werle,

Zespół d/s Współpracy z Przemysłem — prze-  
wodniczący prof. Andrzej Oleś,

Zespół d/s Wydawnictw — przewodniczący  
prof. Kazimierz Grotowski,

Zespół d/s Międzynarodowej Unii Fizyki  
Czystej i Stosowanej (IUPAP) — przewod-  
niczący prof. Józef Werle.

#### Nowi członkowie PAN

W grudniu 1976 odbyły się wybory nowych  
członków Polskiej Akademii Nauk.

Na członków zwyczajnych zostali m. in. wy-  
brani: ~

Włodzimierz Kolos — członek korespondent  
PAN, kierownik Pracowni Chemii Kwantowej  
Instytutu Podstawowych Problemów Chemii  
Uniwersytetu Warszawskiego,

Jan Rzewuski — członek korespondent  
PAN, profesor w Instytucie Fizyki Teore-  
tycznej Uniwersytetu Wrocławskiego,

Bohdan Staliński — członek korespondent  
PAN, dyrektor Instytutu Niskich Temperatur

i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu,  
Andrzej Trautman — członek korespondent  
PAN, dyrektor Instytutu Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Warszawskiego,

Józef Werle — członek korespondent PAN,  
kierownik Zakładu Teorii Jądra i Teorii Re-  
akcji Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwer-  
sytetu Warszawskiego.

Na członków korespondentów zostali m. in.  
wybrani:

Andrzej Białas — profesor nadzwyczajny,  
dyrektor Instytutu Fizyki Uniwersytetu Ja-  
giellońskiego,

Iwo Białynicki-Birula — profesor zwy-  
czajny, kierownik Zakładu Teorii Pola i Fizyki  
Statystycznej Instytutu Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Warszawskiego,

Marian Kryszewski — profesor zwyczajny,  
zastępca dyrektora d/s naukowych Centrum  
Badań Molekularnych i Makromolekularnych  
PAN w Łodzi,

Jan Łopuszański — profesor zwyczajny, dy-  
rektor Instytutu Fizyki Teoretycznej Uni-  
wersytetu Wrocławskiego,

Ryszard Sosnowski — profesor nadzwy-  
czajny, kierownik Pracowni Oddziaływań Ele-  
mentarnych Instytutu Badań Jądrowych,

Andrzej Wróblewski — profesor nadzwy-  
czajny, dyrektor Instytutu Fizyki Doświad-  
czalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

#### Mianowania profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe pro-  
fesorów zwyczajnych nauk fizycznych Stanisła-  
wowi Kielichowi, prof. nadzw. w Uniwersyte-  
cie Poznańskim, profesora nadzwyczajnego  
nauk fizycznych Bolesławowi Makiejowi —  
doc. w Instytucie Niskich Temperatur i Badań  
Strukturalnych PAN we Wrocławiu, Ryszardowi  
Męclewskiemu — doc. w Uniwersytecie  
Wrocławskim, Janowi Mozrzyńskiemu — doc.  
w Uniwersytecie Wrocławskim i Annie Szay-  
nok — doc. w Politechnice Wrocławskiej.

#### Nagrody Sekretarza Naukowego PAN

W r. 1976 Sekretarz Naukowy PAN przy-  
znał następujące nagrody za prace z fizyki:  
— Opracowanie cienkowarstwowych materia-  
łów magnetycznych, zbadanie ich anizotropii

zjawisk transportu i rezonansu mikrofalowego oraz opracowanie podstaw teoretycznych rezonansowej metody badania struktury dyslokacyjnej magnetyków — zespół z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu pod kierunkiem prof. Janusza Morkowskiego,

— Mechanizmy oddziaływań międzymolekularnych w stanach podstawowych i wzbudzonych kompleksów molekularnych — zespół z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie pod kierunkiem doc. dr hab. Jerzego Prochorowa,

— Zbadanie stanów domieszkowych metali przejściowych w związkach półprzewodnikowych oraz odkrycie stanów rezonansowych — zespół z Instytutu Fizyki PAN i Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego pod kierunkiem prof. Leonarda Sosnowskiego,

— Nowe odkrycia w zakresie ekscytonów w półprzewodnikach — zespół z Instytutu Fizyki PAN i Instytutu Technologii Elektrownic CEMI w Warszawie pod kierunkiem prof. Macieja Suffczyńskiego i prof. Wiesława Wardzińskiego,

— Zastosowanie magnetycznego rezonansu jądrowego w fizyce ciała stałego i metrologii — zespół z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie pod kierunkiem dr Włodzimierza Zbieranowskiego,

— Badania nad otrzymywaniem i własnościami półprzewodnikowymi nowych związków  $A_2B_6$  (materiały lite i cienkie warstwy) — zespół z Zakładu Fizyki Ciała Stałego PAN w Zabrze pod kierunkiem prof. Witolda Zdanowicza.

## EPS

### „Fizyka i Społeczeństwo“

We wrześniu 1978 r. odbędzie się czwarta Ogólna Konferencja Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, która w dużym stopniu będzie poświęcona problemom powiązania fizyki ze społeczeństwem (Physics Society Interaction). Biorąc pod uwagę dwustronny charakter tego oddziaływania należałoby uwzględnić dwa podstawowe zagadnienia:

1. Czego oczekuje w istocie społeczeństwo od fizyki?

2. Co my jako fizycy możemy zaoferować społeczeństwu?

W uzupełnieniu odczytów plenarnych, wygłaszanych przez zaproszonych prelegentów, będą odbywały się sympozja grup roboczych, na których poszczególne problemy będą omawiane możliwie wszechstronnie. Jest jasne, że wydajność pracy uczestników sympozjum będzie większa, jeśli problemy zostaną uprzednio omówione w grupach roboczych Towarzystw Fizycznych poszczególnych krajów członkowskich.

Komitet Doradczy „Fizyka i Społeczeństwo” Zarządu Głównego Europejskiego Towarzystwa Fizycznego zwraca się z apelem do społeczności fizyków, aby organizowały robocze grupy przygotowujące materiały do dyskusji na Konferencji i proponuje następujące wstępne tematy dyskusyjne:

1. Fizyka i kraje rozwijające się: a) jaki „rodzaj” fizyki jest potrzebny teraz oraz w najbliższej przyszłości w tych krajach do kształcenia, do zastosowań, technologii; w jakim stopniu ma to być fizyka będąca tematem zaawansowanych laboratoriów badawczych? b) jaki wkład mogą wnieść fizycy europejscy do tych zagadnień?

2. Wybrane zagadnienia światowe a fizyka: a) rola fizyki w badaniach wojskowych i rozbrojeniu, b) lepsze wykorzystanie źródeł naturalnych — zagadnienie energii, c) fizyka w zagadnieniach łączności i transportu, d) braki kształcenia w fizyce.

3. „Powszednie” problemy fizyki: a) czego chce zwykły człowiek i co powinien on wiedzieć o fizyce, b) co może zrobić fizyk dla lepszego zrozumienia fizyki przez nie-fizyka? c) aktualne tendencje rozdziału i izolacji fizyki i fizyków: czy w wykształceniu fizyków nie istnieje ogólna tendencja zbyt wąskiej specjalizacji sprowadzającej na niewłaściwe drogi fizykę, jako naukę uogólniającą wiedzę przyrodniczą? Czy tę tendencję należy utrzymywać czy nie?

4. Wpływ fizyki współczesnej na dzisiejszą filozofię.

5. Fizyka i medycyna.

Kilka jeszcze innych problemów dyskusyjnych opracowanych przez Komitet Doradczy „Fizyka i Społeczeństwo” przedstawiono w artykule „Norm Aspects of the Science — Technology Spiral”, *Europhysics News* 6, No 7, 4 (1975).

Byłoby wskazane, aby zagadnienia te były przedmiotem dyskusji na jednym z posiedzeń XXV Zjazdu Fizyków Polskich we Wrocławiu.

Członek Komitetu Doradczego  
„Fizyka i Społeczeństwo”  
Włodzimierz Zych

#### Nagrody Amerykańskiego Towarzystwa Optycznego

The Optical Society of America przyznało nagrody za rok 1976.

Arthur L. Schawlow, profesor fizyki w Uniwersytecie Stanford, były prezydent OSA, otrzymał Medal Frederica Ivesa za badania w dziedzinie laserów i spektroskopii optycznej i mikrofalowej.

Theodore H. Maiman, dyrektor firmy Maiman Associates Inc., otrzymał Nagrodę R. W. Wooda za stworzenie pierwszego lasera.

Marc D. Levenson, profesor fizyki Uniwersytetu Południowej Kalifornii, otrzymał Medal Adolpha Lamba, nadawany co 2 lata osobom, które wniosły zasadniczy wkład do optyki nie mając jeszcze trzydziestu lat. Levensonowi przyznano Medal Lamba za wkład do spektroskopii laserowej, w szczególności za rozwój spektroskopii absorpcyjnej dwufotonowej i metody spektroskopowej „mieszania trzech fal”.

*Phys. Today*, Nov. 1976

#### J. Nomarski odwiedza polskich optyków

W dniach od 9 do 22 grudnia 1976 r. przebywał w Warszawie i Wrocławiu prof. dr Jerzy Nomarski (Instytut Optyczny w Paryżu), zaproszony na cykl wykładów przez Zarząd Główny SIMP na wniosek Sekcji Optyki SIMP.

Prof. J. Nomarski jest dobrze znaną postacią w świecie naukowym fizyków-optyków, należy bowiem do czołowych twórców współczesnej optyki. Ma na swym koncie około 80 publikacji naukowych oraz 29 patentów, obejmujących tak różnorodne zagadnienia z pogranicza optyki fizycznej i stosowanej jak mikroskopia świetlna, kontrast fazowy i amplitudowy, mikrointerferometria, interferometria z częściovym rozdzieleniem czoła fali świetlnej- obróbka obrazów optycznych przez filtrowa,

nie widma fourierowskiego, holografia. Znany powszechnie pod jego nazwiskiem system kontrastu interferencyjnego różniczkowego uchodzi dzisiaj za jedną z podstawowych metod badawczych mikroskopii świetlnej. Chcąc jak najkrócej scharakteryzować rozwój mikroskopii świetlnej w ciągu ostatnich 100 lat należy przede wszystkim wymienić trzy wydarzenia: 1) sformułowanie przez E. Abbego dyfrakcyjnej teorii odwzorowania mikroskopowego, 2) odkrycie przez F. Zernike kontrastu fazowego, 3) wynalezienie przez J. Nomarskiego kontrastu interferencyjnego różniczkowego.

Sylwetkę naukową prof. J. Nomarskiego mieliśmy zresztą sposobność już zaprezentować trzy lata temu (*Postępy Fizyki* 25, 207 (1974)), z okazji przyznania mu przez Nowojorskie Towarzystwo Mikroskopowe medalu im. Ernsta Abbego (Ernst Abbe Memorial Award). W międzyczasie prof. J. Nomarski został uhonorowany przez Królewskie Towarzystwo Mikroskopowe (W. Brytania) najwyższym wyróżnieniem tego towarzystwa, a mianowicie tytułem „Honorary Fellow”, za wielce znaczący i twórczy wkład naukowy w rozwój mikroskopii.

W czasie dwutygodniowego pobytu w swym rodzinnym kraju prof. J. Nomarski uczestniczył w czterech seminariach naukowych, wygłaszając (w języku polskim) pięć referatów. Pierwszy referat pt. *Konwersja czasowo-przestrzenna w odwzorowaniu optycznym* wygłosił w dniu 12 grudnia 1976 w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej. Natomiast 15 grudnia odbyło się w Domu Technika NOT w Warszawie specjalne seminarium Sekcji Optyki SIMP, w czasie którego prof. J. Nomarski miał dwa wykłady pod wspólnym tytułem *Kontrast interferencyjny dyferencyjalny po dwudziestu latach*. Pierwszy wykład obejmował podstawy teoretyczne kontrastu interferencyjnego różniczkowego, wynikające z teorii filtracji i modulacji widma fourierowskiego w odwzorowaniu optycznym, oraz przykłady zastosowań tej metody w mikroskopii, ilustrowane świetnymi przezroczami, wskazującymi na znakomitą czułość kontrastu interferencyjnego różniczkowego (np. w badaniach subtelnej struktury chromosomów ludzkich, dyslokacji i charakterystycznych spiral wzrostu kryształów, mikronierówności supergładko polerowanych powierzchni optycznych). Drugi



wykład dotyczył zastosowań kontrastu interferencyjnego różniczkowego w badaniach makroskopowych, zwłaszcza w pomiarach gradientu różnicy drogi optycznej w środowiskach przezroczystych, sprawdzaniu aberracji falowej układów optycznych (zwierciadlanych, soczewkowych) oraz w kontroli jakości montażu obiektywów mikroskopowych. Obydwa wykłady były zaadresowane do specjalistów w dziedzinie optyki instrumentalnej, zawierały więc szereg wiele praktycznych wskazówek techniczno-technologicznych.

Następnego dnia prof. J. Nomarski miał również dwa wykłady. Jeden w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, a drugi w Instytucie Konstrukcji Przyrządów Precyzyjnych i Optycznych Politechniki Warszawskiej. Pierwszy z tych wykładów na temat *Holografia i interferometria holograficzna w mikroskopii* odbył się w ramach seminarium Optyki i Spektroskopii, prowadzonym już od dłuższego czasu cotygodniowo przez profesorów B. Karczewskiego z IFD UW i T. Skalińskiego z IF PAN. J. Nomarski stosując własne podejście matematyczne do odwzorowania holograficznego wykazał, że dla celów mikroskopii holograficznej najkorzystniej jest wykonywać hologram w płaszczyźnie obrazowej, obiektywu mikroskopowego. Wówczas szumy koherentne, będące główną przyczyną małej przydatności — jak do tej pory — techniki holograficznej w mikroskopii, są najmniejsze. Poza tym prof. J. Nomarski wskazał na interesujące możliwości zastosowania w mikroskopii metody holograficznej K. A. Stetsona, polegającej na stosowaniu fali odniesienia powstałej z całkowitego wewnętrznego odbicia światła od powierzchni emulsji płyty fotograficznej, na której hologram jest rejestrowany.

Natomiast wykład w IKPPIO Politechniki Warszawskiej odbył się w ramach seminarium Zespołu Przyrządów Optycznych. Tematem tego wykładu było *Filtrowanie częstości przestrzennych w zastosowaniu do poprawy obrazów optycznych*. Na wstępie prof. J. Nomarski podał ogólny zarys teorii filtracji częstości przestrzennych, a następnie w sposób pogłębiony wykazał, jak za pomocą filtrów przestrzennych (zwłaszcza sinusoidalnych) zlokalizowanych w źrenicy wyjściowej (płaszczyźnie fourierowskiej) układu optycznego można różniczkować obrazy optyczne, poprawiać ich

kontrast, określać znak przesunięcia fazowego, zwiększać głębię ostrości mikroskopu bez pogarszania zdolności rozdzielczej.

Wszystkie seminaria spotkały się z dużym zainteresowaniem, a dla tych, którzy w swej pracy badawczej zajmują się problemami zbieżnymi lub zbliżonymi do referowanych, stały się okazją do wymiany doświadczeń i nawiązania bliższych kontaktów z prof. Jerzym Nomarskim — znakomitym znawcą wszelkich zagadnień współczesnej optyki stosowanej.

M. Pluta

### Gribow w Polsce

W dniach od 11 do 25 stycznia 1977 r. przebywał w Polsce, na zaproszenie Zakładu Fizyki Wielkich Energii IBJ, światowej sławy teoretyk leningradzki — profesor Władimir Neumowicz Gribow.

Prof. W. N. Gribow wygłosił referaty na seminariach w Warszawie i w Krakowie oraz zapoznał się z pracami obydwóch ośrodków w zakresie fizyki cząstek elementarnych i oddziaływań jądrowych wielkiej energii. Wizyta prof. W. N. Gribowa zapoczątkowała współpracę w tym zakresie ośrodków polskich z leningradzkim Instytutem Fizyki Jądrowej Akademii Nauk ZSRR.

P. Zieliński

### Isaac Newton

(1642–1727)

Isaac Newton urodził się 25 grudnia 1642 r. we wsi Woolsthorpe koło Grantham w Lincolnshire, w odległości 75 km od Cambridge. 5 czerwca 1661 roku immatrykułował się w Trinity College, w styczniu 1665 roku otrzymał stopień „Bachelor of Arts”, w 1667 został wybrany „Fellow of the College”. Jesienią 1665 roku w związku z szerzeniem się wielkiej zarazy dżumy uniwersytet został zamknięty na półtora roku. Newton powrócił do Woolsthorpe i tam, intensywnie pracując, w ciągu osiemnastu miesięcy, otrzymał większość swych najważniejszych wyników teoretycznych, stanowiących podstawę jego niezwykłych osiągnięć naukowych. Pierwszym

decydującym krokiem było odkrycie wzoru na rozwinięcie dwumianu, ze słynnymi współczynnikami Newtona, następnym odkrycie rachunku fluksji (*fluxions*) czyli rachunku różniczkowego, i *inverse method of fluxions* czyli rachunku całkowego.

Od 1669 do 1701 roku Newton wykładał w Cambridge. W 1672 roku został członkiem, w 1703 roku przewodniczącym Royal Society w Londynie. Nobilitowany w 1705 roku przez królową Annę podczas jej wizyty w Cambridge. W 1699 wybrany członkiem Académie des Sciences w Paryżu. W 1696 został kuratorem, w 1699 dyrektorem mennicy królewskiej.

Największym dziełem Newtona jest wydany drukiem na koszt Edmunda Halleya w 1687 r. traktat *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica*. W dziele tym Newton podał zasady dynamiki, wprowadzając pojęcia siły, masy i pędu i formułując podstawowe prawa ruchu: *axiomata sive leges motus*.

Newtona od lat zajmowało zagadnienie, czym jest siła, która utrzymuje na orbitach układu Kopernika planety i księżycy. W Londynie w owych czasach w kręgach oświeconych mówiono o siłach zależnych od odległości między ciałami materialnymi. Newton sformułował prawo powszechnego ciążenia ciał, proporcjonalną zależność siły ciążenia do masy i odwrotnie proporcjonalną do kwadratu odległości między ciałami. Na podstawie związku między przyspieszeniem ciał spadających na powierzchnię Ziemi a przyspieszeniem w ruchu orbitalnym Księżyca wyprowadził pierwszy dowód słuszności swego prawa. Opracował teorię ruchu planet, księżyców i komet Układu Słonecznego, wykazując, że pod wpływem sił ciążenia tory ciał niebieskich są krzywymi stożkowymi drugiego stopnia. Uzasadnił trzy prawa Keplera i wyjaśnił najważniejsze znane odstępstwa od tych praw. Wyliczył stosunek masy Ziemi, Jowisza i Saturna do masy Słońca. Na podstawie zasad dynamiki Newtona E. Halley (1656–1742) wyliczył orbitę komety z 1682 roku i przepowiedział jej powrót w 1758 roku.

Newton wyjaśnił zjawisko precesji, zjawisko przypływu i odpływu morza.

W notatkach Newtona rachunki numeryczne zajmują bardzo wiele miejsca. Powszechnie używane są metody Newtona rozwiązywania równań. Formuła interpolacyjna

Newtona stanowi punkt wyjścia formuł interpolacyjnych Stirlinga, Gaussa i Bessla.

W 1701 roku Newton opublikował pracę *O skali ciepła i zimna*. Skonstruował termometr z olejem lnianym jako cieczą termometryczną. Sformułował prawo stygnięcia ciał, na podstawie którego wyznacza się ciepło właściwe ciał.

Newton sformułował w 1686 roku prawo podobieństwa w zjawiskach mechanicznych zachodzących w podobnych do siebie geometrycznie układach materialnych: zjawiska są podobne dynamicznie, jeśli w obu układach bezwymiarowa liczba Newtona ma taką samą wartość. Szczególnym przypadkiem tego prawa jest prawo podobieństwa Cauchy'ego, Froude'a i Reynolds'a. Prawo podobieństwa Newtona stanowi przykład zastosowania w mechanice praw skalowania, które odgrywają dziś dużą rolę w opisie zjawisk krytycznych i stanowią zasadniczą podstawę rozwiązań grupy renormalizacyjnej.

W 1704 roku Newton wydał dzieło *Opticks* zawierające zasady optyki geometrycznej, teorię dyspersji światła w ośrodkach, teorię interferencji światła w cienkich warstwach, wyjaśnienie obserwacji tzw. pierścieni Newtona, opis światła białego, dyfrakcji i polaryzacji światła przy podwójnym załamaniu w kryształach. Już w 1672 roku Newton wysunął swoją teorię korpuskularną światła.

Na temat mechaniki Newtona, jego układu odniesienia i jego pojęcia czasu napisano już bardzo wiele. Wiele też pisano o jego ideach korpuskularnej teorii światła. Jest faktem, iż jeszcze przed wydrukowaniem *Principiów* Newtona, mianowicie w 1676 roku, astronom duński Olaf Roemer stwierdził znaczące fluktuacje w odstępach czasu, w jakich obserwował następowanie zaćmienia Io, pierwszego księżycy Jowisza, i słusznie wysnuł stąd wniosek, że światło rozchodzi się ze skończoną prędkością. Odkrycie Roemera nie znalazło szerszego oddźwięku wśród współczesnych. Dopiero w 1727 roku, roku śmierci Newtona, astronom angielski James Bradley wyjaśnił zjawisko aberracji promieni świetlnych pochodzących z gwiazd w zależności od prędkości orbitalnej obserwatora na Ziemi i w ten sposób podał niezależny dowód na skończoną prędkość rozchodzenia się światła.

Pełnię podstawowe znaczenie mają prace Newtona z analizy matematycznej. W r. 1669

Newton napisał i w r. 1711 wydał pracę *De analisi per aequationes numero terminorum infinitas*, zawierającą m. in. metodę Newtona stycznych. W *Appendix do Opticks* znalazł się *Tractatus de quadratura curvarum* podający praktyczne metody kwadratury. Dopiero w 1736 roku ukazała się drukiem praca *The Method of Fluxions and Infinite Series*, w której zawarte są rozwiązania takich zagadnień jak wyznaczanie ekstremów funkcji, stycznych, punktów przegięcia, obliczanie krzywizn, pól powierzchni ograniczonych przez krzywe, długości łuków krzywych, a nawet rozwiązywanie prostych równań różniczkowych. W pracy *Enumeratio linearum tertii ordinis* Newton podał klasyfikację krzywych trzeciego stopnia.

Newton dużo czasu poświęcał na doświadczenia chemiczne, ale wyników ich nie publikował. Żywo interesowały go zagadnienia filozoficzne, ale był powściągliwy w formułowaniu i publikowaniu swoich poglądów. Przeszło jednak do historii jego słynne *Hypotheses non fingo*.

Isaac Newton zmarł w Kensington 20 marca 1727 roku. Został pochowany w Westminster Abbey.

Po śmierci Newtona krewni i powinowaci interesowali się pozostałym po nim znacznym majątkiem. Pisma Newtona nie zwracały szczególnej na siebie uwagi i zachowały się w dobrym stanie. D. T. Whiteside bardzo starannie wydał w Cambridge *The Mathematical Papers of Isaac Newton* w trzech tomach (1967, 1968, 1969). Jest to ze wszystkich wydań dzieł matematycznych Newtona zapewne wydanie najbardziej skrupulatne.

Tytuł monografii Bertranda Russela *The Principles of Mathematics* (1903) oraz traktatu B. Russela i A. N. Whiteheada *Principia Mathematica* (1910) świadomie wykazuje pokrewieństwo z tytułem traktatu Newtona.

W ogólnej teorii względności A. Einsteina (1916) prawo ciężenia Newtona stanowi podstawowe, wyjściowe przybliżenie zerowego rzędu zwane przybliżeniem newtonowskim.

*M. Suffczyński*

### *Mathematicorum principi*

Carl Friedrich Gauss urodził się 30 kwietnia 1777 roku w Brunswiku (Braunschweig). W 1799 roku w swojej rozprawie doktorskiej

podał dowód zasadniczego twierdzenia algebry. W 1801 roku opublikował *Disquisitiones arithmeticae*, w której to pracy podał, m. in. ważnymi wynikami, konstrukcję 17-kąta foremnego. Ukazanie się *Disquisitiones* uważa się za początek teorii liczb, tak wiele zawartych było tam podstawowych twierdzeń.

C. F. Gauss obliczył, układając i rozwiązując równanie ósmego stopnia, orbitę odkrytej przez G. Piazziego w 1801 r. planetoidy Ceres oraz planetoidy Pallas.

W 1807 roku Gauss został profesorem matematyki Uniwersytetu w Getyndze i dyrektorem tamtejszego obserwatorium astronomicznego. W 1809 r. opublikował dzieło *Theoria motus corporum coelestium...*, w 1813 r. rozprawę o przyciąganiu ogólnych elipsoidów, w 1814 r. rozprawę o kwadraturze mechanicznej, w 1818 r. studia nad rachunkiem zaburzeń wiekowych. Prowadził w tym okresie także badania szeregu hipergeometrycznego i podał jego sumę dla szczególnych wartości argumentów.

Od 1820 r. Gauss, w związku z pomiarami geodezyjnymi w okręgu Hannover, zainteresował się geodezją. Zastosował do pomiarów triangulacyjnych metodę najmniejszych kwadratów. W 1827 r. opublikował pracę rozwijającą geometrię różniczkową: *Disquisitiones generales circa superficies curvas*, gdzie m. in. udowodnił twierdzenie zwane *theoremą egregium* mówiące, iż całkowita krzywizna powierzchni zamkniętej jest niezmiennikiem zginania. Uważa się, iż Gauss doszedł do odkrycia geometrii nieeuklidesowej, i dyskutując się, jak daleko zaszedł w jej poznaniu. Gauss zajmował się teorią równań różniczkowych, teorią potencjału, teorią odwzorowania kartograficznego elipsoidy ziemskiej na płaszczyznę, teorią przedstawiania liczb zespolonych. W rachunku prawdopodobieństwa znany jest rozkład normalny Gaussa.

C. F. Gauss wspólnie z W. Weberem opracował w 1832 r. układ jednostek elektryczności i magnetyzmu, tak zwany układ mieszany Gaussa, dotąd stosowany powszechnie w fizyce teoretycznej. W 1833 Gauss i Weber zbudowali pierwszy w Niemczech telegraf elektromagnetyczny, w 1836 r. założyli towarzystwo pod nazwą „Göttinger Magnetischer Verein”. W 1835 r. Gauss założył przy obserwatorium astronomicznym w Getyndze obserwatorium geomagnetyczne dla pomiarów magnetyzmu

## V. Petržílka

(1905–1976)

Dnia 9 lipca 1976 r. zmarł Vaclav Petržílka, znany czechosłowacki fizyk jądrowy.

Petržílka urodził się 20 marca 1905 r. w Mělniku koło Pargi. Studiował fizykę na Uniwersytecie Karola w Pradze. W r. 1946 został profesorem tej uczelni.

Pierwsze prace Petržílki dotyczyły zagadnień piezoelektryczności. W połowie lat trzydziestych zaczął zajmować się fizyką jądrową niskich energii, promieniowaniem kosmicznego i silnych oddziaływań w zderzeniach hadronów. Badania w tej ostatniej dziedzinie prowadził wraz ze swoją grupą w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej. W ostatnich latach życia powrócił do problemów fizyki ciała stałego, stosując metody dyfrakcji neutronów.

Był współtwórcą czechosłowackich ośrodków badań fizyki jądrowej, należał do Rady Naukowej ZIBJ, był członkiem korespondentem Czechosłowackiej Akademii Nauk.

*Czech. J. Phys.* B-26, No 12, 1976

## John C. Slater

(1900–1976)

John C. Slater zmarł na wyspie Sanibel w stanie Floryda 25 lipca 1976 roku. Studiował fizykę na Uniwersytecie Harvarda, słuchał m. in. wykładów Edwina C. Kemble. Uzyskał doktorat w 1923 r. pod kierunkiem Percy Bridgmana. Pracował następnie w Kopenhadze z N. Bohrem i H. Kramerssem.

Od 1930 roku J. C. Slater był profesorem Massachusetts Institute of Technology. Rozwiniął intensywne badania w teorii ciała stałego, zwłaszcza w teorii pasmowej metali. Pojęcia takie jak wyznacznik Slatera, orbitale atomowe Slatera, wykładniki orbitali Slatera, stały się podstawowymi pojęciami w fizyce teoretycznej materii skondensowanej i w fizyce molekularnej.

W czasie drugiej wojny światowej J. C. Slater pracował nad teorią magnetronu, falowodów, mikrofal i radaru, i prace te przyczyniły się znacznie do udoskonalenia nowych w owym czasie urządzeń telekomunikacji,

ważnych dla sprzymierzonych sił zbrojnych, zwłaszcza dla lotnictwa i marynarki.

Po wojnie J. C. Slater rozwinął znacznie teorię korelacji, szczególnie wymiany, w układzie wielu elektronów, w atomach, molekułach i kryształach. Słynne stało się jego uproszczone, przybliżone, ale bardzo wygodne w użyciu, wyrażenie na energię wymiany gazu elektronowego. Pod kierunkiem Slatera jako dyrektora, aktywna grupa Solid State and Molecular Theory Group, wykonała w MIT ogromne rachunki struktur pasmowych elektronowych, rozwijając takie metody jak ciasnego wiązania, *Augmented Plane Waves*, *Muffin-tin Potential* i wreszcie ostatnio ich zaawansowane uogólnienie, tzw. metodę X-alfa.

J. C. Slater miał nadzwyczajną łatwość pisania. Wielotomowe dzieła, które wyszły spod jego pióra, wydane starannie przez McGraw-Hill Book Company, są rodzajem encyklopedycznego źródła danych teoretycznych o strukturze elektronowej atomów, molekuł i kryształów. Stale posługują się tymi dziełami wszyscy pracujący w fizyce, zwłaszcza w teorii ciała stałego.

Po odejściu z MIT na emeryturę J. C. Slater aktywnie pracował w Centrum Studiów Teoretycznych w Coral Gables na Florydzie. Zapraszał tam najwybitniejszych teoretyków fizyki ciała stałego.

Odszedł jeden z najbardziej wydajnych fizyków teoretyków, który ma wielki udział w rozwoju nowoczesnej teorii ciała stałego. Pozostawił grono znakomitych uczniów i współpracowników.

*M. Suffczyński*

## Lars Onsager

(1903–1976)

Lars Onsager urodził się w Oslo w 1903 roku. Po studiach inżynierskich opublikował pierwszą poważniejszą pracę na temat teorii Debye'a elektrolitów. Interesował się teorią przewodnictwa elektrolitycznego przez całe zresztą życie. W 1928 roku pracował w John Hopkins University, później w Brown University. Opublikował dwie prace na temat relacji wzajemności współczynników transportu wynikającej z symetrii względem od-

lecz również starać się pomóc im, jak tylko możemy, przez ułatwienie fizykom i studentom kontynuacji ich prac. Pomoc może mieć różne postacie. Zaproponowałem naszemu Prezydentowi, profesorowi I. Ursu, a poparła mnie w pełni i Rada i Komitet Wykonawczy, aby EPS podjęło rolę centrum kierującego pomoc do tych, którzy jej potrzebują.

Apeluję do wszystkich naszych członków, aby rozważyli, jakiej pomocy mogą udzielić i aby poinformowali jak najszybciej Sekretariat EPS o formie tej pomocy. Potrzebne są pilnie dary zarówno pieniężne, jak też aparatura i wyposażenie. Jestem pewien, że nie muszę przypominać wam, że każdemu z nas nieszczęście może się przydarzyć.

*H. B. G. Casimir*

## Informacje dla Autorów

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

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

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

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

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

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

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

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

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

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

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

## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty czasopisma*

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

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

**do dnia 25 listopada** na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny

**do dnia 10 każdego miesiąca** poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

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

### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

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

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**



## TRESC

Gerald L. Pearson — laureatem Medalu Smoluchowskiego (L. Sosnowski)	217
M. Urbański, R. Wiśniewski — Metaliczny wodór	219
L. M. Blinov — Zjawiska elektrooptyczne w ciekłych kryształach (tłum. S. Wóbel)	237
M. Kupczyński — Odkrycie powabu	275
NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW	
S. Brandt, H. Schneider — Komputerowe modelowanie eksperymentów (tłum. K. Kocot)	293
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOLACH WYŻSZYCH	
B. Davies — Wykłady z fizyki a notatki studentów (tłum. M. Staszal)	317
J. Białek — Z badań nad reformą programu fizyki w wyższej szkole technicznej	323
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
R. Troć — II Międzynarodowa Konferencja Struktury Elektronowej Aktynowców	329
RECENZJE	
R. Resnick, D. Halliday — Fizyka dla studentów nauk przyrodniczych i technicznych (K. Doroba)	331
KRONIKA	

## CONTENTS

Gerald L. Pearson — Awarded the Smoluchowski Medal (L. Sosnowski)	217
M. Urbański, R. Wiśniewski — Metallic Hydrogen	219
L. M. Blinov — Electrooptical Effects in Liquid Crystals	237
M. Kupczyński — A Discovery of Charm	275
LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING	
S. Brandt, H. Schneider — Simulation of Experiments on a Computer	293
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
B. Davies — Physics Lectures and Student Notes	317
J. Białek — Some Studies on the Reform of the Physics Curriculum in Technical University	323
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	