

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 43  
ZESZYT 4  
1992

---

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes

Prof. dr STEFAN POKORSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Dr ZYGMUNT AJDUK

Skarbnik

Dr LUCJAN ZEMŁO

Członkowie Zarządu

Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER

Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN

Mgr BOŻENA MOLDENHAWER

Doc. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI

Prof. dr JERZY WADOWCZYK

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI - *Postępy Fizyki*

Prof. dr JERZY PROCHOROW - *Acta Physica Polonica A*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ - *Acta Physica Polonica B*

Prof. dr JAN KALINOWSKI - *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN - *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)

Prof. dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI  
(Bydgoszcz)

Dr WŁODZIMIERZ ZAPART (Częstochowa)

Dr hab. CZESŁAW SZMYTKOWSKI (Gdańsk)

Dr TOMASZ GOSLAR (Gliwice)

Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)

Dr ADAM S. WROŃSKI (Kielce)

Prof. dr ANDRZEJ KISIEL (Kraków)

Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr BAZYLI BOŃCZAK (Łódź)

Dr JÓZEF MUSIEŁOK (Opole)

Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)

Prof. dr MAREK RYTEL (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Stupsk)

Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr FRANCISZEK ROZPŁOCH (Toruń)

Doc. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI

(Warszawa)

Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

tel. 21 26 68

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 43, ZESZYT 4  
1992

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN  
Warszawa 1992

## RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,  
Adam Kujawski, Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński,  
Maciej Suffczyński, Józef Szudy

## KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski  
Członkowie Redakcji: Paweł Sobkowicz, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

Mgr Piotr Malinowski (Białystok)  
Dr Jerzy J. Wysłocki (Częstochowa)  
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)  
Doc. dr Eugeniusz Soczkiewicz (Gliwice)  
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)  
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)  
Dr Anna Kapuścik (Kraków)  
Prof. dr Tomasz Goworek (Lublin)  
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)  
Dr Bożena Pędzisz (Opole)  
Prof. dr Andrzej Graja (Poznań)  
Mgr Danuta Ficek (Słupsk)  
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)  
Dr Józefina Turło (Toruń)  
Doc. dr Teresa Grycuk (Warszawa)  
Dr hab. Bernard Jancewicz (Wrocław)

---

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN - Al. Lotników 32/46, Warszawa

Nakład 1100+30 egz. Skład w Dziale Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN  
Druk w Zakładzie Usług Poligraficznych "ZINA", Warszawa, ul. Bartycka 24

---

**Jerome I. Friedman**

*Massachusetts Institute of Technology  
Cambridge, Massachusetts, USA*

## Rozpraszanie głęboko nieelastyczne: porównania z modelem kwarkowym\*

Deep inelastic scattering: comparisons with the quark model

*Nobel Lecture, 8 December 1990, Stockholm*

### 1. Wyniki pierwszych pomiarów

W drugiej połowie 1967 r. grupa fizyków z Centrum Akceleratora Linowego w Stanfordzie (SLAC) i Instytutu Technologicznego stanu Massachusetts (MIT) rozpoczęła cykl badań nieelastycznego rozpraszania elektron-proton, po zakończeniu wstępnych pomiarów [1] rozpraszania elastycznego, prowadzonych z fizykami z Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego (Caltech). Eksperymenty przeprowadzono przy ukończonym właśnie akceleratorze liniowym w Stanfordzie o energii 20 GeV. Głównym celem programu nieelastycznego było badanie elektroprodukcji rezonansów w funkcji przekazu pędu. Sądzono, że rezonanse o wyższych masach mogą być lepiej widoczne gdy są wzbudzane poprzez wirtualne fotony – naszym zamiarem było poszukiwanie rezonansów o największych możliwych do osiągnięcia masach. Dla uzyskania całościowego obrazu chcieliśmy przyjrzeć się nieelastycznemu widmu ciągłemu, ponieważ był to nowy, poprzednio nie badany obszar energetyczny. Rezonanse protonowe, które byliśmy w stanie mierzyć [2], nie wykazywały nieoczekiwanych własności kinematycznych<sup>1</sup>. Ich czynniki postaci malały ze wzrostem przekazu czteropędu  $q$  w przybliżeniu tak samo gwałtownie, jak elastyczny czynnik postaci protonu. Jednakże podczas badania obszaru

\*Wykład noblowski wygłoszony 8 grudnia 1990 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright ©1991 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.)

<sup>1</sup>Raport eksperymentalny, przedstawiony przez autora, nie został opublikowany w materiałach z konferencji w Wiedniu. Pojawił się jednak jako preprint SLAC-u.

widma ciągłego (obecnie nazywanego obszarem głęboko nieelastycznym) znaleźliśmy dwie zaskakujące własności.

### 1.1. Słaba zależność od $q^2$

Pierwszą, nieoczekiwaną cechą wczesnych wyników [3] był słaby spadek przekroju na rozpraszanie głęboko nieelastyczne przy wzroście  $q^2$ . Liczba przypadków rozpraszania przy większych wartościach  $q^2$  była jeden do dwóch rzędów wielkości większa, niż się spodziewano.

Słaba zależność od przekazu pędu nieelastycznego przekroju czynnego na wzbudzenia znacznie powyżej obszaru rezonansowego jest przedstawiona na rys. 1. Różniczkowy przekrój czynny podzielony przez przekrój czynny Motta<sup>2</sup>,  $\sigma_{\text{Mott}}$ , został wykreślony w funkcji kwadratu przekazu czteropędu,  $q^2 = 2EE'(1 - \cos \theta)$ , dla ustalonych wartości masy niezmienniczej układu cząstek odrzutu,  $W$ , gdzie  $W^2 = 2M(E - E') + M^2 - q^2$ . Wielkość  $E$  jest energią padającego elektronu,  $E'$  jest energią rozproszonego elektronu,  $\theta$  kątem rozpraszania (wszystkie wielkości definiowane w układzie laboratoryjnym),  $M$  jest masą protonu. Przekrój czynny został podzielony przez przekrój czynny Motta aby usunąć podstawową część dobrze znanej zależności od przekazu czteropędu wynikającej z propagatora fotonu. Pozostająca zależność od  $q^2$  jest już głównie związana z własnościami cząstek tarczy. Wyniki przy  $10^\circ$  pokazano na rysunku dla każdej wartości  $W$ . W miarę wzrostu  $W$  zależność od  $q^2$  słabnie. Dla porównania na rysunku przedstawiono także elastyczny przekrój czynny podzielony przez przekrój czynny Motta dla  $\theta=10^\circ$ ; widać uderzającą różnicę pomiędzy zachowaniem głęboko nieelastycznego i elastycznego przekroju czynnego.

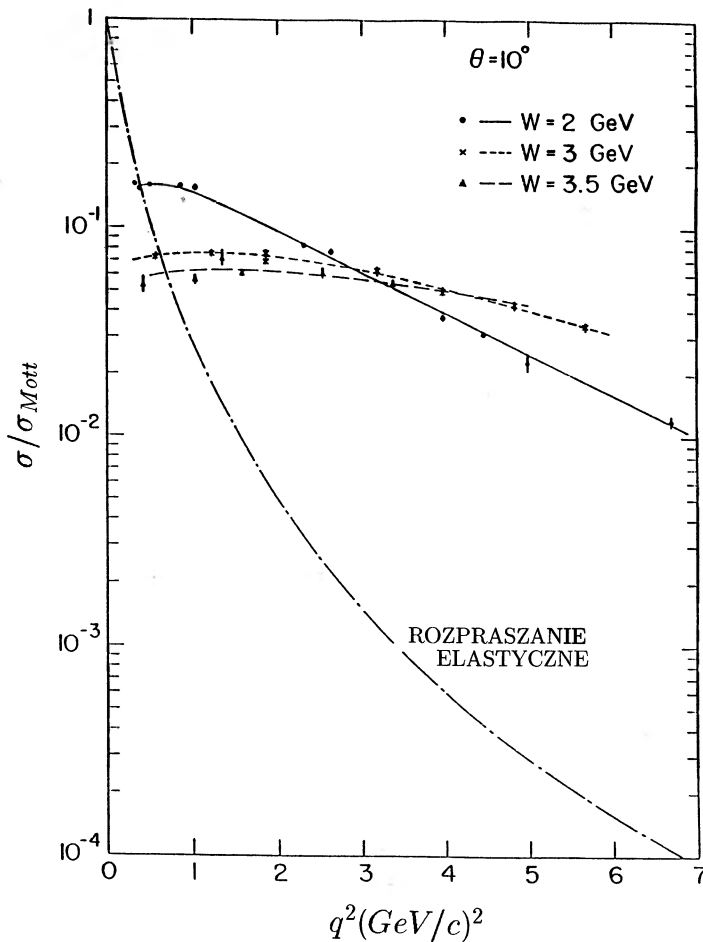
Kiedy planowano eksperyment nie było jeszcze jasnego obrazu teoretycznego, czego należy oczekiwać. Hofstadter [4], w swoich pionierskich badaniach elastycznego rozpraszania elektronu na protonie, wykazał że proton ma rozmiary rzędu  $10^{-13}$  cm i gładki rozkład ładunku. Ten wynik oraz najszerzej wówczas akceptowany schemat teoretyczny, sugerowały naszej grupie w czasie planowania eksperymentu, że przekrój czynny na głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektron-proton będzie bardzo szybko malał ze wzrostem  $q^2$ .

### 1.2. Skalowanie

Druga zagadkowa cecha danych, skalowanie [5], została znaleziona dzięki

<sup>2</sup>Przekrój czynny Motta dany jest wzorem

$$\sigma_{\text{Mott}} = \frac{c^4 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}.$$



Rys. 1. Stosunek  $(d^2\sigma/d\Omega dE')/\sigma_{Mott}$ , w  $GeV^{-1}$ , w funkcji  $q^2$  dla  $W = 2, 3$  i  $3.5$  GeV. Linie przechodzące przez punkty są narysowane dla ułatwienia. Pokazany jest także przekrój czynny na elastyczne rozpraszanie e-p podzielony przez  $\sigma_{Mott}$ ,  $(d\sigma/d\Omega)/d\sigma_{Mott}$ , obliczony dla  $\theta = 10^\circ$ , przy założeniu dipolowego czynnika postaci. Dobrze widoczna jest stosunkowo słaba zależność od  $q^2$  przekroju nieelastycznego w porównaniu z elastycznym przekrojem czynnym

sugestiom Bjorkena<sup>3</sup>. Ażeby opisać pojęcie skalowania trzeba wprowadzić ogólne wyrażenie na różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie nie spolaryzowanych elektronów na nie spolaryzowanych nukleonach, w przypadku gdy obserwowany

<sup>3</sup>Bjorken przedstawił hipotezę skalowania (w komunikacie prywatnym) grupie MIT-SLAC w 1968 r.

jest tylko rozproszony elektron [6]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \sigma_{Mott} \left[ W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right].$$

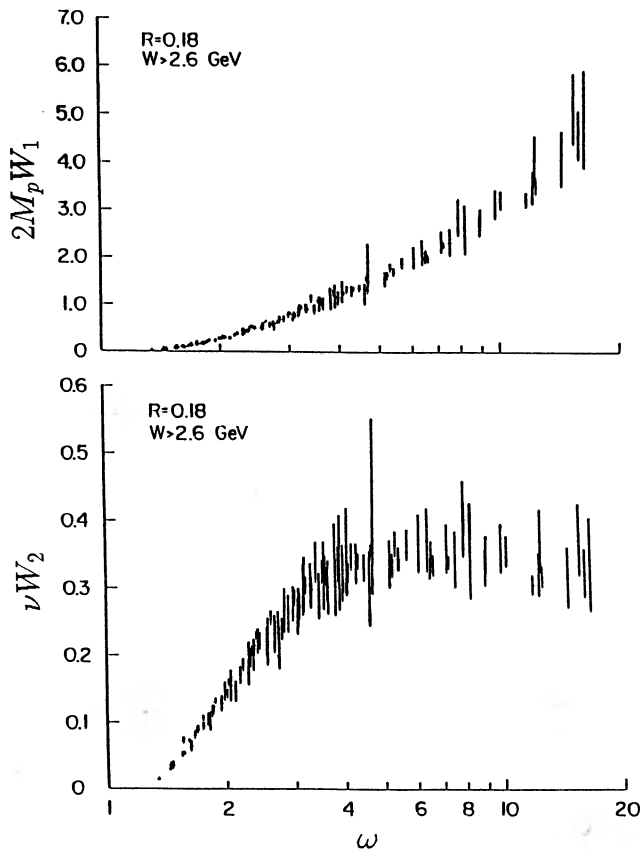
Funkcje  $W_1$  i  $W_2$  są nazywane funkcjami struktury i zależą od własności cząstek tarczy. Ponieważ są dwa stany polaryzacyjne wirtualnego fotonu, poprzeczny i podłużny, dlatego do opisu tego procesu wymagane są dwie takie funkcje. W ogólności  $W_1$  i  $W_2$  mogą być funkcjami zarówno  $q^2$  jak i  $\nu$ , gdzie  $\nu$  jest stratą energii rozproszonego elektronu. Jednakże na podstawie modeli zgodnych z algebrą prądów, Bjorken przypuszczał, że w granicy  $q^2$  i  $\nu$  dążących do nieskończoności, wielkości  $\nu W_2$  i  $W_1$  stają się tylko funkcjami stosunku  $\omega = 2M\nu/q^2$ , czyli

$$\begin{aligned} 2MW_1(\nu, q^2) &\rightarrow F_1(\omega) \\ \nu W_2(\nu, q^2) &\rightarrow F_2(\omega). \end{aligned}$$

Skalowanie funkcji struktury jest pokazane na rys. 2, gdzie wartości eksperymentalne  $\nu W_2$  i  $2MW_1$  przedstawiono w funkcji  $\omega$  dla wartości  $q^2$  z przedziału od 2 do 20 GeV<sup>2</sup>. Dane wykazują skalowanie w granicach błędów eksperymentalnych dla  $q^2 > 2$  GeV<sup>2</sup> i  $W > 2.6$  GeV.

Nie było wówczas jasne, jakie procesy dynamiczne kryją się za skalowaniem, stąd zaproponowano wiele modeli mających wyjaśnić to zjawisko oraz słabą zależność nieelastycznego przekroju czynnego od  $q^2$ . Chociaż większość tych modeli była solidnie zakorzeniona w formalizmie macierzy  $S$  i biegunach Reggego, wyniki eksperymentalne wywołały pewne spekulacje o możliwości istnienia struktury punktowej w protonie. Na sesji plenarnej XIV Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii w Wiedniu, w 1968 r., gdzie zaprezentowano po raz pierwszy wstępne wyniki dotyczące słabej zależności od  $q^2$  i skalowania, Panofsky [2] tak podsumował wnioski "...spekulacje teoretyczne skupiają się na możliwości, iż dane te mogłyby dostarczyć dowodów istnienia punktowych naładowanych struktur wewnątrz nukleonu". Jednakże taki punkt widzenia nie był przeważający. Nawet jeśli w owym czasie proponowano modele składnikowe, nie było jasne, czy istnieją sensowne kandydatury na te składniki. Kwarki, które zostały zaproponowane niezależnie przez Gell-Mana [7] i Zweiga [8] w 1964 r. jako elementy symetrii unitarnej [9], były poszukiwane bezskutecznie w licznych badaniach akceleratorowych, promieniowaniu kosmicznym i środowisku naturalnym na Ziemi. Aczkolwiek model kwarkowy dostarczał najlepszego dostępnego narzędzia dla zrozumienia własności wielu ostatnio odkrytych rezonansów hadronowych, przez wielu był traktowany jako jedynie matematyczna reprezentacja pewnej głębszej teorii, chociaż mająca wartość heurystyczną. Trzeba było zgromadzić znacznie więcej wyników eksperymentalnych i teoretycznych, zanim wyłonił się jasny obraz. Bardziej szczegółowe opisy rozwoju programu badań głęboko nieelastycznych oraz





Rys. 2. Wielkości  $2M_p W_1$  i  $\nu W_2$  dla protonu w funkcji  $\omega$  dla  $W > 2.6$  GeV,  $q^2 > 1$  ( $\text{GeV}/c^2$ ), i  $R = 0.18$ . Dane pochodzą z [34]. Wielkość  $R$  jest omawiana w rozdz. 2

wczesne wyniki są przedstawione w opublikowanych wersjach wykładów noblowskich z fizyki w 1990 r. R.E. Taylora [10] i H.W. Kendalla [11].

## 2. Modele nieskładnikowe

Wstępne pomiary rozpraszania głęboko nieelastycznego wywołały lawinę prac teoretycznych. Pojawiły się liczne propozycje modeli nieskładnikowych opartych na różnorodnych podejściach teoretycznych, które miały na celu wyjaśnić zaskakujące cechy danych. Jedno z podejść wiązało rozpraszanie nieelastyczne z wirtualnym rozpraszaniem comptonowskim do przodu, opisywanym przez wymiany

trajektorii Reggego [12–16] z użyciem trajektorii Pomeranczuka, lub dodatkowo połączenie ich z trajektoriami niedyfrakcyjnymi. Takie modele nie wymagały słabej zależności od  $q^2$  i skalowanie trzeba było wprowadzić dodatkowo. Zaproponowano również modele rezonansowe do wyjaśnienia danych. Wśród nich był model typu Veneziana [17], w którym gęstość rezonansów rosła dostatecznie szybko, aby skompensować spadek wkładu od każdego rezonansu ze wzrostem  $q^2$ . W innym modelu rezonansowym [18] funkcje struktury konstruowano z nieskończonego szeregu rezonansów  $N$  i  $\Delta$ . Żaden z tych modeli nie był całkowicie zgodny z pełnym zakresem danych zebranych w programie badań głęboko nieelastycznych.

Jedna z pierwszych prób [19] wyjaśnienia wyników rozpraszania głęboko nieelastycznego wykorzystywała model dominacji mezonów wektorowych, stosowany do opisu oddziaływań foton-hadron w szerokim zakresie energii. W modelu zakłada się, że foton sprzęga się do mezonu wektorowego, który z kolei oddziałuje z hadronem. Model ten został uogólniony, przy założeniu dominacji mezonu  $\rho$ , do rozpraszania głęboko nieelastycznego elektronów. Odtwarzał on globalne własności danych, tzn.  $\nu W_2$  stawało się funkcją  $\omega$  dla  $\nu$  znacznie większego niż masa mezonu  $\rho$ ,  $M_\rho$ . Model przewiduje także, że

$$R = \frac{\sigma_S}{\sigma_T} = \left( \frac{\varepsilon q^2}{M_\rho^2} \right) \left( 1 - \frac{q^2}{2M\nu} \right),$$

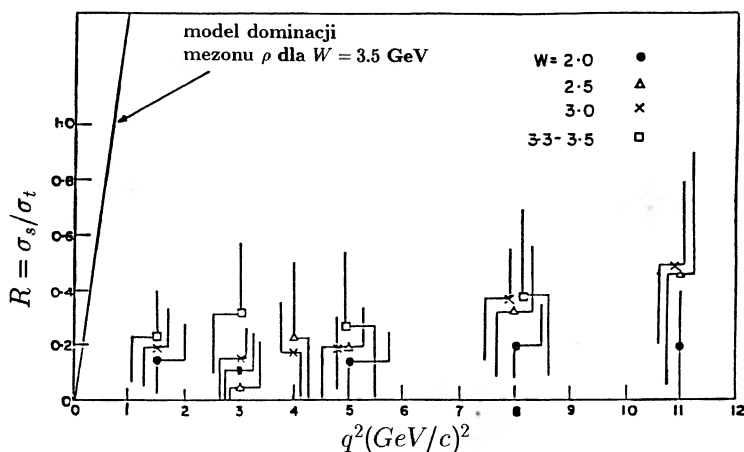
gdzie  $R$  jest stosunkiem  $\sigma_S$  do  $\sigma_T$ , przekrojów czynnych na fotoabsorpcję odpowiednio podłużnego i poprzecznego wirtualnego fotonu,  $\varepsilon$  jest stosunkiem całkowitego przekroju czynnego oddziaływania mezon wektorowy-nukleon dla mezonów wektorowych spolaryzowanych odpowiednio równolegle i prostopadle do ich kierunku ruchu. Ponieważ oczekuje się, że parametr  $\varepsilon$  ma wartość ok. 1 przy wysokich energiach, teoria ta przewidywała bardzo duże wartości  $R$  dla  $q^2 \gg M_\rho$ . Stosunek  $R$  można związać z funkcjami struktury w następujący sposób

$$R = \frac{W_2}{W_1} \left( 1 + \frac{\nu^2}{q^2} \right) - 1.$$

Pomiary rozpraszania głęboko nieelastycznego dla różnych kątów i energii pozwalały wydzielić  $W_1$  i  $W_2$  oraz wyznaczyć eksperymentalnie wartość  $R$ . Wczesne wyniki dla  $R$  oraz przewidywania modelu dominacji mezonów wektorowych są przedstawione na rys. 3. Rezultaty pokazywały, że  $R$  jest małe i nie zwiększa się z  $q^2$ . Spowodowało to wyeliminowanie modelu jako opisu rozpraszania głęboko nieelastycznego.

Podjęto różnorodne próby<sup>4</sup> ocalenia opisu w języku dominacji mezonów wektorowych. Rozszerzono widmo mezonów wektorowych do większych mas, w niektórych podejściach uwzględniano gładkie widmo stanów o wyższych masach.

<sup>4</sup>Przegląd modeli dominacji mezonów wektorowych i ich uogólnień podany jest w [20].



Rys. 3. Zmierzone wartości  $R = \sigma_S / \sigma_T$  w funkcji  $q^2$  dla różnych wartości  $W$ . Pokazano także przewidywania modelu dominacji mezonu  $\rho$  obliczone dla  $W = 3.5$  (por. [20])

Obliczenia w ramach uogólnionego modelu dominacji mezonów wektorowych nie potrafiły opisać danych w pełnym zakresie kinematycznym.

### 3. Modele składnikowe

Pierwsza sugestia, że rozpraszanie głęboko nieelastyczne może dostarczyć dowodu na istnienie składników elementarnych została poczyniona przez Bjorkena podczas jego wykładów w Varennie w 1967 r. [21]. Badając wnioski z reguł sum wyprowadzonych z algebry prądów<sup>5</sup> [22] stwierdził: "...Relacje te okazują się tak wyraźne, że poprzez odwołanie się do historii, sugerujemy interpretację przez składniki elementarne." W istocie Bjorken zaobserwował, że reguła sum dla rozpraszania neutrin, wyprowadzona przez Adlera [24] z komutatora dwóch składowych czasowych prądów słabych, prowadzi do następującej nierówności [25] dla nieelastycznego rozpraszania elektronu:

$$\int_{q^2/2M}^{\infty} d\nu \left[ W_2^p(\nu, q^2) + W_2^n(\nu, q^2) \right] \geq \frac{1}{2},$$

gdzie  $W_2^p$  i  $W_2^n$  są funkcjami struktury odpowiednio protonu i neutronu. Jest to równoważne z nierównością

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \left[ \frac{d\sigma_{ep}}{dq^2} + \frac{d\sigma_{en}}{dq^2} \right] \geq \frac{2\pi\alpha^2}{q^4}.$$

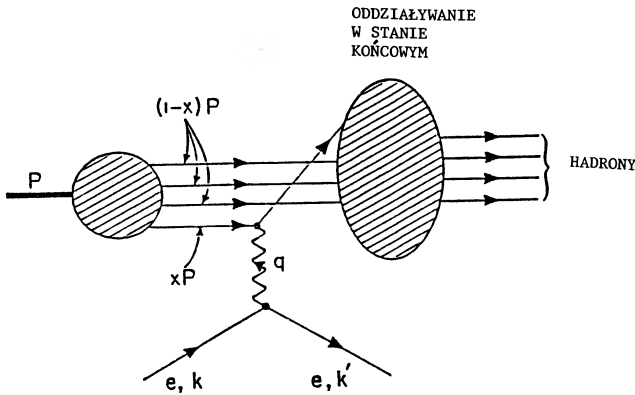
<sup>5</sup>Przegląd algebry prądów podany jest w [23].

Powyższa nierówność mówi, że gdy energia elektronu rośnie do nieskończoności, suma całkowitych przekrojów czynnych oddziaływania (elastycznego i nieelastycznego) elektron-proton i elektron-neutron przy ustalonym dużym  $q^2$  jest większa niż połowa przekroju czynnego na rozpraszanie elektronów na cząstce punktowej. Bjorken uzyskał także podobny wynik dla rozpraszania elektronów do tyłu [26]. Wyniki te zostały otrzymane na długo przed naszymi pierwszymi rezultatami z rozpraszania nieelastycznego. Obecnie jest jasne, że z tych nierówności wynikała punktowa struktura protonu i duże przekroje przy wielkich  $q^2$ , ale wówczas wyniki Bjorkena wywarły na nas niewielkie wrażenie. Może wskutek tego, że opierały się one na algebrze prądów, którą uważaliśmy za wysoce ezoteryczną, albo dlatego, iż byliśmy zbyt pogrążeni w ówczesnej fizyce, która sugerowała, że hadrony są rozciągłymi obiektami z rozmytą strukturą.

Modelem składnikowym, który otworzył drogę prostej dynamicznej interpretacji wyników głęboko nieelastycznych był model partonowy Feynmana. Feynman wprowadził ten model do opisu oddziaływań hadron-hadron [27], w których składniki jednego hadronu oddziałują ze składnikami drugiego. Składniki te, zwane partonami, były utożsamiane z "gólymi" cząstkami elementarnymi bliżej nieokreślonej podstawowej teorii pola oddziaływań silnych. Feynman zastosował ten model do rozpraszania głęboko nieelastycznego po zapoznaniu się z wczesnymi wynikami skalowania, które wkrótce potem przedstawiono na XIV Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii w Wiedniu, późnym latem 1968 r. Proces głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów idealnie nadawał się do zastosowania tego modelu. W rozpraszaniu elektron-hadron znane było zarówno oddziaływanie jak i struktura elektronów, podczas gdy w rozpraszaniu hadron-hadron nie rozumiano wówczas ani struktur, ani oddziaływań.

Stosując model do tego procesu zakłada się, że proton składa się z punktowych partonów, na których rozpraszają się elektrony. Model ten stosuje się w układzie odniesienia, w którym pęd dąży do nieskończoności; w układzie tym relatywistyczna dylatacja czasu spowalnia względny ruch składników prawie do stanu spoczynku. Nadlatujący elektron "widzi" i rozprasza się niekoherentnie na partonach, które nie oddziałują ze sobą w czasie wymiany wirtualnego fotonu. Zakłada się, że w tym układzie odniesienia jest słuszne przybliżenie impulsowe, tzn. proces rozpraszania jest czuły tylko na własności i pędy partonów. Parton odrzutu podlega oddziaływaniu w stanie końcowym w nukleonie, produkując cząstki wtórne wysyłane w rozpraszaniu nieelastycznym. Diagram dla tego modelu jest pokazany na rys. 4.

Rozważmy proton o pędzie  $P$ , składający się z partonów, w układzie odniesienia, w którym pęd dąży do nieskończoności. Pęd poprzeczny dowolnego partonu można zaniedbać i  $i$ -ty parton niesie pęd  $P_i = x_i P$ , gdzie  $x_i$  jest ułamkiem pędu protonu. Zakładając, że elektron rozprasza się na punktowym partonie o ładunku



Rys. 4. Schematyczne przedstawienie nieelastycznego rozpraszania elektronu na nukleonie według modelu partonowego;  $k$  i  $k'$  – pędy początkowy i końcowy elektronu. Pozostałe wielkości są zdefiniowane w tekście

$Q_i$  (w jednostkach  $e$ ), który po oddziaływaniu ma tę samą masę i ładunek, wkład do  $W_2(\nu, q^2)$  od tego rozpraszania możemy zapisać w postaci

$$W_2^{(i)}(\nu, q^2) = Q_i^2 \delta(\nu - q^2/2Mx_i) = \frac{Q_i^2 x_i}{\nu} \delta(x_i - q^2/2M\nu).$$

Wyrażenie na  $\nu W_2$  dla rozkładu partonów jest dane przez

$$\nu W_2(\nu, q^2) = \sum_N \mathcal{P}(N) \left( \sum_{i=1}^N Q_i^2 \right) x f_N(x) = F_2(x),$$

gdzie

$$x = \frac{q^2}{2M\nu} = \frac{1}{\omega}$$

i gdzie  $\mathcal{P}(N)$  jest prawdopodobieństwem występowania  $N$  partonów. Suma

$$\sum_{i=1}^N (Q_i)^2$$

jest sumą kwadratów ładunków  $N$  partonów, a  $f_N(x)$  jest rozkładem pędu połużnego naładowanych partonów.

Było jasne, że model partonowy przy założeniu punktowych składników dawał automatycznie skalowanie. Bjorkenowska zmienna skalowania  $\omega$  odpowiadała odwrotności części  $x$  pędu niesionej przez zderzający się parton, a  $\nu W_2$  była rozkładem ułamka pędu niesionego przez partony, ważonym przez kwadraty ich ładunków.

Proponując model partonowy Feynman nie określił, czym są partony. Były dwie konkurencyjne propozycje ich identyfikacji. W zastosowaniach modelu partonowego utożsamiano partony z gołymi nukleonami i pionami [28–30], a także z kwarkami [31–33]. Jednakże model partonowy z kwarkami zawierał rażącą niespójność. W celu uwzględnienia faktu, że nie obserwowano kwarków w laboratorium, konieczne było silne oddziaływanie w stanie końcowym. Zanim powstała chromodynamika kwantowa (QCD), poważnym problemem było pogodzenie “swobodnego” zachowania składników podczas absorpcji fotonu z żądaniem silnego oddziaływania w stanie końcowym. Jednym ze sposobów pozbycia się tej trudności było przypisanie kwarkom bardzo dużych mas, ale nie uważano tego za całkowicie zadowalające. Problemu takiego nie miał model partonowy z gołymi nukleonami i pionami, ponieważ składniki po oddziaływaniu z elektronem mogły się rozpadać na rzeczywiste cząstki w trakcie emisji z nukleonu.

Drell, Levy i Yan [28] wyprowadzili model partonowy, w którym partony są gołymi nukleonami i pionami, z kanonicznej teorii pola pionów i nukleonów, do której wstawiono obciążenie dla pędów poprzecznych. Obliczenia pokazywały że swobodnymi punktowymi składnikami, które oddziałują z prądami elektromagnetycznymi w każdym rzędzie rachunku zaburzeń i w wiodącym rzędzie w logarytmach wielkości  $2M\nu/q^2$ , są gołe nukleony składające się na proton, a nie piony z chmury pionów.

Dalsze rozwinięcie podejścia utożsamiającego gołe nukleony i piony z partonami stanowiły obliczenia Lee i Drella [30], które dostarczyły pełnego relatywistycznego uogólnienia modelu partonowego, tak że nie był już ograniczony do układu nieskończonego pędu. W teorii tej uzyskano rozwiązania, dla stanów związanych, równania Bethego-Salpetera dla gołego nukleonu i gołych mezonów, oraz połączono obserwowaną niezmienniczość skalowania z gwałtownym spadkiem elastycznych elektromagnetycznych czynników postaci.

Kiedy zaproponowano w 1964 r. model kwarkowy, zawierał on trzy typy kwarków: “górnny” (u), “dolny” (d) i “dziwny” (s) o ładunkach odpowiednio  $2/3$ ,  $-1/3$  i  $-1/3$ , i każdy o spinie  $1/2$ . W tym modelu nukleon (i wszystkie inne bariony) składają się z trzech kwarków, wszystkie mezony z kwarku i antykwarku. Ponieważ zarówno proton jak i neutron mają dziwność równą zero, są one odpowiednio układami (u, u, d) i (d, d, u). Bjorken i Paschos [31] badali model partonowy dla układu trzech kwarków, powszechnie nazywanych kwarkami walencyjnymi, na tle par kwark-antykwar, często nazywanych kwarkami morza, i proponowali kolejne testy modelu. Bardziej szczegółowe sformułowanie modelu kwarkowo-partonowego zostało podane przez Kutiego i Weisskopfa [32]. Ich model nukleonu zawierał, poza trzema kwarkami walencyjnymi, morze par kwark-antykwar i neutralne gluony, będące kwantami pola odpowiedzialnego za wiązanie kwarków. Rozkład pędu kwarków odpowiadający dużym  $\omega$  był dany w

postaci zgodnej z wymogami zachowania Regge'owskiego.

Decydujących testów tych modeli dostarczyły wszechstronne pomiary na tarczach wodorowych i deuterowych, jakie nastąpiły po uzyskaniu początkowych wyników.

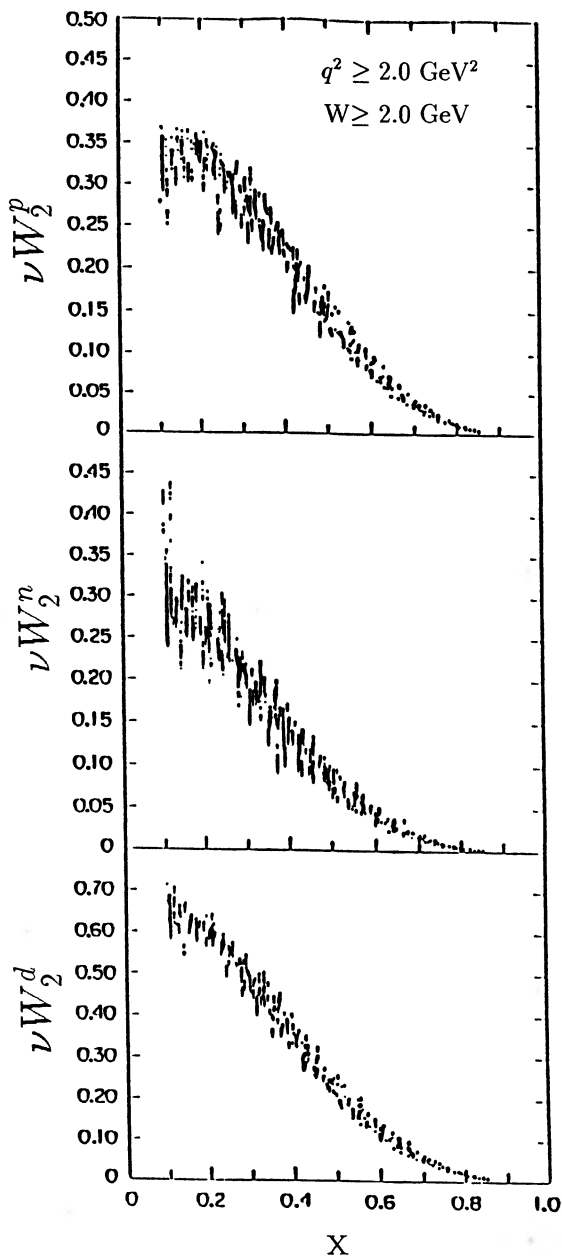
#### 4. Pomiary funkcji struktury protonu i neutronu

Pierwsze wyniki głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów [3] zostały uzyskane w latach 1967–1968 dla tarczy wodorowej przy użyciu spektrometru na 20 GeV ustawionego pod kątami rozpraszania  $6^\circ$  i  $10^\circ$ . W 1970 r. dane protonowe [34] zostały poszerzone o kąty rozpraszania  $18^\circ$ ,  $26^\circ$  i  $34^\circ$  z użyciem spektrometru na 8 GeV. Pomiary obejmowały zakres  $q^2$  od  $1 \text{ GeV}^2$  do  $20 \text{ GeV}^2$ , a  $W^2$  do  $25 \text{ GeV}^2$ . W 1970 r. uzyskano także dane [35] na tarczy deuterowej, dla kątów rozpraszania  $6^\circ$  i  $10^\circ$ . Następnie wykonano serie uzupełniających się pomiarów [36–38] z lepszą statystyką, pokrywając szerszy zakres  $q^2$  i  $W^2$  dla tarcz wodorowych i deuterowych przy użyciu spektrometrów 20 GeV, 8 GeV i 1.6 GeV. Dane te dostarczyły, poza bardziej szczegółowymi informacjami o funkcjach struktury protonu, testów skalowania dla neutronu. Dodatkowo, zmierzony stosunek funkcji struktury neutronu i protonu stał się decydującym narzędziem przy wyborze pomiędzy różnymi modelami proponowanymi dla wyjaśnienia wczesnych wyników protonowych.

Przekroje czynne dla neutronu zostały uzyskane z mierzonych przekrojów na deuteronie przy użyciu przybliżenia impulsowego oraz procedury usuwającej wpływ ruchu Fermiego. Użyto metody Atwooda i Westa [39], po niewielkich modyfikacjach [40] uwzględniających zejście nukleonu z powłoki masy. W tej metodzie mierzone funkcje struktury protonu  $W_1$ ,  $W_2$  były kinematycznie rozmywane rozkładem pędu Fermiego w deuteronie, a następnie łączone, tak aby uzyskać rozmyty przekrój czynny na protonie  $\sigma_{ps}$ . Odjęcie rozmytego przekroju czynnego na protonie od zmierzonego przekroju czynnego na deuteronie dawało rozmyty przekrój czynny dla neutronu  $\sigma_{ns} = \sigma_d - \sigma_{ps}$ . Stosując procedurę rozwikłującą [37] dla  $\sigma_{ns}$ , uzyskiwano nierozmyty przekrój czynny dla neutronu  $\sigma_n$ . Stąd oraz z pomiarów wartości przekroju czynnego dla protonu  $\sigma_p$  wyznaczono stosunek  $\sigma_n/\sigma_p$ , wolny od rozmycia kinematycznego. Wyniki nie były czułe na wybór funkcji falowej deuteronu, używanej do obliczeń rozkładu pędu związanych nukleonów, tak długo, jak długo funkcje falowe były zgodne ze znanymi własnościami deuteronu i oddziaływania n-p.

Wnioski z analizy tych wszechstronnych zbiorów danych były następujące:

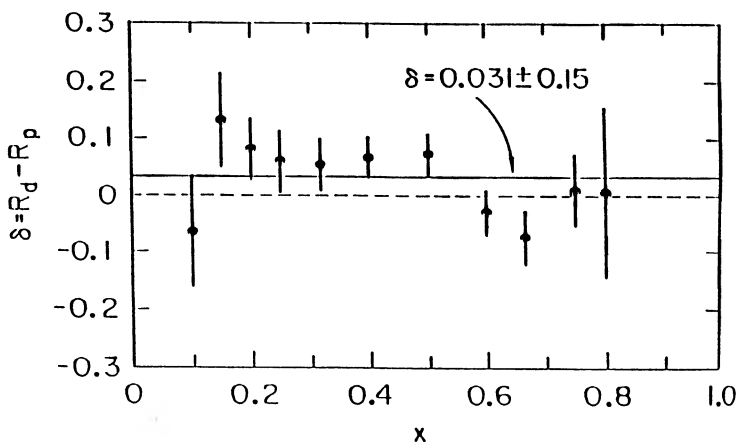
1. Funkcje struktury deuteronu i neutronu wykazują takie samo przybliżone skalowanie jak i w przypadku protonu. Jest to pokazane na rys. 5, który przedstawia  $\nu W_2$  dla protonu, neutronu i deuteronu w funkcji  $x$ , dla danych  $q^2$  od  $2 \text{ GeV}^2$  do  $20 \text{ GeV}^2$ .



Rys. 5. Wartości  $\nu W_2^p$ ,  $\nu W_2^n$  i  $\nu W_2^d$  wykreszone w funkcji  $x$ . Dane pochodzą z [36]

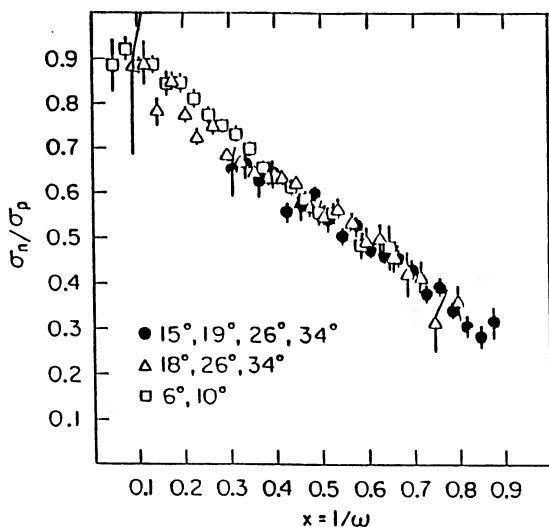
2. Wartości  $R_p$ ,  $R_n$  i  $R_d$  są równe w granicach błędów eksperymentalnych. Jest to pokazane na rys. 6, gdzie wykreślono różnicę między  $R_d$  i  $R_p$ .
3. Stosunek nieelastycznych przekrojów czynnych na neutronie i na protonie





Rys. 6. Średnia wartość wielkości  $\delta = R_d - R_p$  dla każdej z jedenastu badanych wartości  $x$ . Pokazane są tylko błędy statystyczne. Błąd systematyczny  $\delta$  wynosi 0.036. Dane pochodzą z [36] i [37]

spada monotonicznie gdy zmienna skalująca  $x$  dąży do 1. Od wartości równej ok. 1 dla  $x = 0$ , stosunek doświadczalny spada do ok. 0.3 w pobliżu  $x = 0.85$ . Jest to pokazane na rys. 7, gdzie wykreślono  $\sigma_n/\sigma_p$  w funkcji  $x$ .



Rys. 7. Wartości  $\sigma_n/\sigma_p$  w funkcji  $x$  wyznaczone na podstawie wyników przedstawionych w [36] i [37]

Jak zostanie pokazane poniżej, wyniki te nakładają silne ograniczenia na różnorodne modele struktury nukleonu.

### 5. Wyniki dla reguł sum

W ogólności reguła sum wiąże całkę z przekroju czynnego (lub wielkości pochodnej) z własnościami oddziaływania, które może być odpowiedzialne za dany proces. Eksperymentalne wyznaczenie takich związków dostarcza więc cennego narzędzia do testowania modeli teoretycznych. Wyznaczenie reguł sum w ramach modelu partonowego było ważnym elementem przy identyfikacji składników nukleonu. Początkowe obliczenia całek ważonych z  $\nu W_2(\omega)$  po  $\omega$  były oparte na założeniu, że pęd nukleonu jest, w średniej, rozłożony równo między partonami. Dwoma ważnymi regułami sum, które wyznaczono dla neutronów i protonów były

$$I_1 = \int_1^\infty \nu W_2(\omega) \frac{d\omega}{\omega^2} = \sum_N \mathcal{P}(N) \frac{\left( \sum_{i=1}^N Q_i^2 \right)}{N}$$

$$I_2 = \int_1^\infty \nu W_2(\omega) \frac{d\omega}{\omega} = \sum_N \mathcal{P}(N) \left( \sum_{i=1}^N Q_i^2 \right),$$

gdzie  $I_2$  jest ważoną sumą kwadratów ładunków partonów, a  $I_1$  [31, 41] jest średnim kwadratowym ładunkiem partonu. Suma  $I_2$  jest równoważna regule sum wprowadzonej przez Gottfrieda [42], który pokazał, że dla protonu składającego się z trzech nierelatywistycznych punktowych kwarków  $I_2^p$  jest równe 1 dla dużych  $q^2$ . Eksperymentalna wartość tej całki przy całkowaniu po obszarze danych grupy MIT-SLAC wynosiła

$$I_2^p = \int_1^{20} \frac{d\omega}{\omega} \nu W_2^p = 0.78 \pm 0.04;$$

całkę ucięto przy  $\omega = 20$  z powodu niewystarczającej informacji na temat  $R_p$  przy  $\omega > 0$ . Ponieważ wartości eksperymentalne  $\nu W_2$  przy dużym  $\omega$  nie wykluczały stałej wartości (zob. rys. 2), zachodziło podejrzenie, że suma ta może być rozbieżna. Konsekwencją tego byłoby, że w modelu kwarkowym rozpraszanie przy  $\nu \rightarrow \infty$  zachodzi na nieskończonym morzu par kwark-antykwar. Tabela 1 podaje zestawienie wczesnych porównań wartości eksperymentalnych reguł sum z przewidywaniami różnorodnych modeli. W przeciwieństwie do  $I_2$ , wartości eksperymentalne  $I_1$  nie były bardzo czułe na zachowanie  $\nu W_2$  dla  $\omega > 20$ . Wartość eksperymentalna stanowiła około połowy wartości przewidywanej na podstawie prostego modelu trzykwarkowego dla protonu, i była także zbyt mała dla modelu protonu z trzema kwarkami walencyjnymi w morzu par kwark-antykwar. Model Kutiego-Weisskopfa [32], który zawierał, oprócz walencyjnych kwarków i morza par kwark-antykwar, neutralne gluony, przewidywał wartości  $I_1^p$ , które były zgodne z wynikami eksperymentalnymi.

Tablica 1. Pierwsze wyniki reguł sum<sup>a</sup> – teoria<sup>b</sup> i pomiary<sup>c</sup>

	Przewidywana wartość <sup>e</sup>		Pomiar	$\omega_m^f$	$q^2$ (GeV/c) <sup>2</sup>
	3 kwarki	3 kwarki + "morze"			
$I_1^p$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{9} + \frac{1}{3\langle N \rangle}$	0.159±0.005	20	1.0
			0.165±0.005	20	1.5
			0.172±0.009 <sup>d</sup>	20 <sup>d</sup>	1.5 <sup>d</sup>
			0.154±0.005	12	2.0
$I_1^n$	$\frac{2}{9}$	$\frac{2}{9}$	0.120±0.008	20	1.0
			0.115±0.008	20	1.5
			0.107±0.009	12	2.0
$I_2^p$	1	$\frac{1}{3} + \frac{2\langle N \rangle}{9}$	0.739±0.029	20	1.0
			0.761±0.027	20	1.5
			0.780±0.04 <sup>d</sup>	20 <sup>d</sup>	1.5 <sup>d</sup>
			0.607±0.021	12	2.0
$I_2^n$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2\langle N \rangle}{9}$	0.592±0.051	20	1.0
			0.584±0.050	20	1.5
			0.429±0.036	12	2.0
$I_2^p - I_2^n$		$\frac{1}{3}$	0.147±0.059	20	1.0
			0.177±0.057	20	1.5
			0.178±0.042	12	2.0

<sup>a</sup> [43];

<sup>b</sup> [31];

<sup>c</sup> obliczenia na podstawie wyników wstępnych, opublikowanych potem jako [35, 36], poza zaznaczonymi wyjątkami;

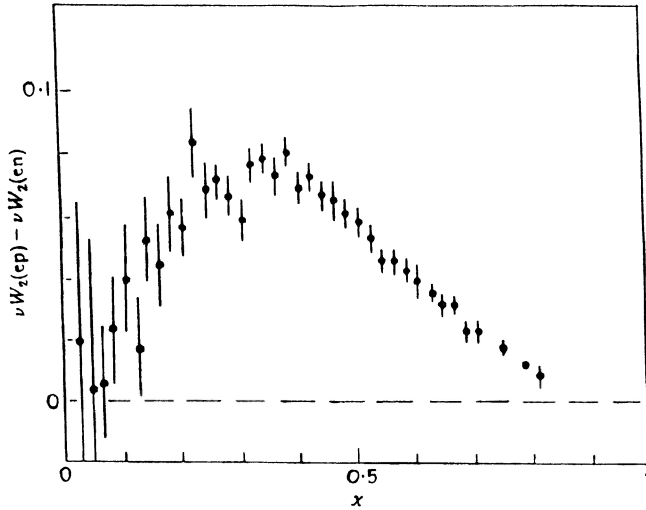
<sup>d</sup> [3];

<sup>e</sup>  $\langle N \rangle$  jest wartością oczekiwaną liczby kwarków;

<sup>f</sup>  $\omega_m$  jest górną granicą całki.

Różnica  $I_2^p - I_2^n$  miała duże znaczenie, ponieważ spodziewano się, że jest ona czuła tylko na kwarki walencyjne w protonie i neutronie. Przy założeniu, że morze par kwark-antykwar jest izotopowym skalarem, efekty morza znosiły się w powyższej różnicy, dając  $I_2^p - I_2^n = 1/3$ . Niestety, trudno było uzyskać wiarygodne

wartości eksperymentalne z powodu ważności zachowania  $\nu W_2$  przy dużym  $\omega$ . Ekstrapolując  $\nu W_2^p - \nu W_2^n$  dla  $\omega \rightarrow \infty$  przy  $\omega > 12$  i zakładając asymptotyczne zachowanie typu  $(1/\omega)^{1/2}$  wynikające z teorii Reggego, uzyskaliśmy zgrubne oszacowanie  $I_2^p - I_2^n = 0.22 \pm 0.07$ . Wynik był zgodny z oczekiwaniami, w granicach błędów i niepewności ekstrapolacji. W różnicy  $\nu W_2^p(x) - \nu W_2^n(x)$ , wykreślonej na rys. 8, widoczne jest maksimum, którego należało się spodziewać w modelach



Rys. 8. Wartości  $\nu W_2^p - \nu W_2^n$  w funkcji  $x$

teoretycznych [31, 32] zawierających quasi-swobodne składniki.

Poprzednio dyskutowana nierówność Bjorkena,

$$\int_{q^2/2M}^{\infty} d\nu \left[ W_2^p(\nu, q^2) + W_2^n(\nu, q^2) \right] \geq \frac{1}{2}.$$

także została obliczona. Okazało się, że jest ona spełniona dla  $\omega \simeq 5$ .

Uogólnienia modelu kwarkowo-partonowego pozwalały na teoretyczne wyznaczenie sumy ważonej

$$\int \frac{d\omega}{\omega^2} \nu W_2$$

bez zakładania, że pęd nukleonu jest równo rozłożony pomiędzy różne typy partonów. Jeżeli  $u_p(x)$  i  $d_p(x)$  są zdefiniowane jako rozkłady pędu kwarków  $u$  i  $d$  w protonie, wtedy  $F_2^p(x)$  jest dana przez

$$F_2^p(x) = \nu W_2^p(x) = x \left[ Q_u^2 (u_p(x) + \bar{u}_p(x)) + Q_d^2 (d_p(x) + \bar{d}_p(x)) \right],$$

gdzie  $\bar{u}_p(x)$  i  $\bar{d}_p(x)$  są rozkładami dla antykwarku  $u$  i  $d$ , a  $Q_u^2$  i  $Q_d^2$  są, odpowiednio, kwadratami ładunku kwarku  $u$  i  $d$ . Morze kwarków dziwnych zostało zaniedbane.

Wykorzystując symetrię ładunkową można pokazać, że

$$\frac{1}{2} \int_0^1 [F_2^p(x) + F_2^n(x)] dx = \left[ \frac{Q_u^2 + Q_d^2}{2} \right] \int_0^1 x [u_p(x) + \bar{u}_p(x) + d_p(x) + \bar{d}_p(x)] dx.$$

Całka po prawej stronie równania stanowi część całkowitego pędu przenoszoną przez kwarki i antykwarki, i byłaby równa 1, gdyby niosły one cały pęd nukleonu. Przy takim założeniu suma powinna być równa

$$\frac{Q_u^2 + Q_d^2}{2} = \frac{1}{2} \left[ \frac{4}{9} + \frac{1}{9} \right] = \frac{5}{18} = 0.28.$$

Wyznaczenie sumy eksperymentalnej na podstawie wyników dla protonu i neutronu w badanym obszarze kinematycznym dało

$$\frac{1}{2} \int [F_2^p(x) + F_2^n(x)] dx = 0.14 \pm 0.005.$$

Wynik ten ponownie sugerował, że połowa pędu nukleonu jest niesiona przez neutralne składniki, gluony, które nie oddziałują z elektronem.

## 6. Utożsamienie składników nukleonu z kwarkami

Potwierdzenie składnikowego modelu nukleonu oraz identyfikacja kwarków jako składników zajęło wiele lat i było rezultatem nieustannych związków pomiędzy eksperymentem i teorią. Od czasu XV Międzynarodowej Konferencji Wysokich Energii w Kijowie w 1970 r. pogląd, że proton jest zbudowany z punktowych składników, spotkał się z akceptacją pewnej części środowiska fizyków. W owym czasie byliśmy w sposób uzasadniony przekonani, że składniki te były widoczne w naszych wynikach eksperymentalnych. Następnym celem naszej grupy była próba identyfikacji składników i dokonanie porównań z ostatnimi modelami konkurencyjnymi, które się jeszcze ostały.

Wyniki eksperymentów nad rozpraszaniem elektronów, które odegrały kluczową rolę przy identyfikacji składników protonów i neutronów albo przy wykluczeniu modeli konkurencyjnych, były następujące:

### 6.1. Pomiary $R$

Na IV Międzynarodowym Sympozjum Oddziaływań Elektronów i Fotonów Wielkich Energii odbywającym się w Liverpoolu w 1969 r., zostały zaprezentowane wyniki grupy MIT-SLAC, które wskazywały, że  $R$  jest małe i niezależne od  $q^2$ . Późniejsze pomiary [36, 37], ze zmniejszonymi błędami, potwierdziły takie zachowanie.

Wynik eksperymentalny wskazujący, że  $R$  jest małe przy dużych wartościach  $q^2$  i  $\nu$  wymaga, żeby składniki odpowiedzialne za rozpraszanie miały spin  $1/2$ , jak wykazali Callan i Gross [44]. Te wyniki eliminowały piony jako składniki, ale nie wykluczały kwarków lub gołych protonów.

### 6.2. Stosunek $\sigma_n/\sigma_p$

Jak to omówiono w poprzednim rozdziale,  $\sigma_n/\sigma_p$  maleje od 1 dla  $x = 0$  do 0.3 dla  $x$  w okolicy  $x = 0.85$ . Stosunek  $\sigma_n/\sigma_p$  jest równoważny  $W_2^n/W_2^p$  dla  $R_p = R_n$ , a w modelu kwarkowym  $W_2^n/W_2^p$  musi być większe niż 0.25. Podczas gdy eksperyment dawał wartości zgodne z tą dolną granicą, modele Reggego i modele rezonansowe miały trudności przy dużych  $x$ , gdzie przewidywały dla tego stosunku wartości odpowiednio ok. 0.6 i 0.7 w pobliżu  $x = 1$ . Czysto dyfrakcyjne modele przewidywały wartość 1.0. Relatywistyczny model partonowy, w którym partony były utożsamiane z gołymi nukleonami i mezonami przewidywał dla  $W_2^n/W_2^p$  zależność spadającą do 0 przy  $x = 1$  i wartość ok. 0.1 przy  $x = 0.85$ , co było w oczywistej niezgodności z naszymi wynikami.

Model kwarkowy, w którym kwarki  $u$  i  $d$  mają identyczne rozkłady pędu dawałby  $W_2^n/W_2^p = 2/3$ . Tak więc obserwowana mała wartość eksperymentalna wymagała różnicy w tych rozkładach i korelacjach kwark-kwark dla małych  $x$ . Stosunek równy 0.25, dolne ograniczenie w modelu kwarkowym, może być uzyskany wówczas, gdy jedynie kwark  $d$  z neutronu i kwark  $u$  z protonu dają wkład do rozpraszania przy tej wartości  $x$ , przy której jest osiągnięta wartość graniczna.

### 6.3. Reguły sum

Jak to poprzednio przedstawiono, kilka przewidywań reguł sum sugrowało istnienie struktur punktowych wewnątrz nukleonu. Eksperymentalne wyniki reguł sum, związanych ze średnim kwadratem ładunku składników, były zgodne z ułamkowymi ładunkami wynikającymi z modelu kwarkowego, przy założeniu, że połowa pędu nukleonu jest niesiona przez gluony.

## 7. Pierwsze pomiary neutrinowe

Głęboko nieelastyczne rozpraszanie neutrin dawało uzupełniające informacje, które dostarczyły rozstrzygającego testu powyższej interpretacji. Spodziewano się, że oddziaływanie neutrin z kwarkami przez prądy naładowane nie zależy od ładunku kwarków, ale prawdopodobnie zależy od rozkładu pędu kwarków, podobnie jak dla elektronów. Dlatego przewidywano, że stosunek głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu i neutrina zależy od ładunków kwarków, a rozkłady pędów się znoszą.

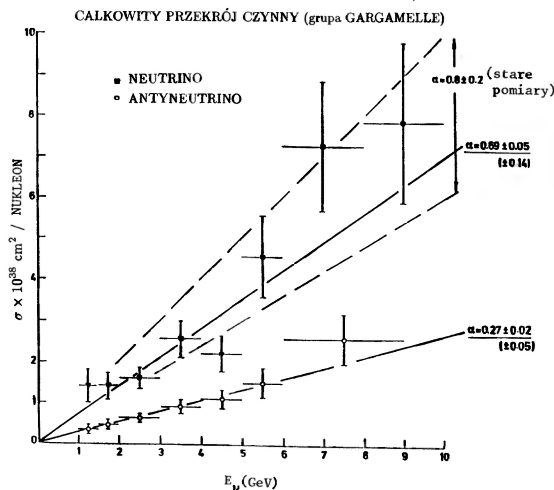
Czyli

$$\frac{\frac{1}{2} \int [F_2^{ep}(x) + F_2^{en}(x)] dx}{\frac{1}{2} \int [F_2^{\nu p}(x) + F_2^{\nu n}(x)] dx} = \frac{Q_u^2 + Q_d^2}{2},$$

gdzie  $1/2(F_2^{\nu p}(x) + F_2^{\nu n}(x))$  jest funkcją struktury  $F_2$  uzyskaną w rozpraszaniu neutrino-nukleon, na tarczy mającej równą liczbę neutronów i protonów. Całka z tej neutrinowej funkcji struktury po  $x$  jest równa ułmkowi całkowitego pędu nukleonu, przenieszonego przez składniki nukleonu oddziałujące z neutrinem. Jest to więc bezpośrednia miara części pędu unoszonej przez kwarki i antykwarki, ponieważ oczekuje się, że gluony nie oddziałują z neutrinami.

Pierwsze całkowite przekroje czynne dla rozpraszania neutrin i antyneutrin przedstawiono w 1972 r. na XVI Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii, która odbyła się w Fermilabie i na Uniwersytecie w Chicago. Pomiarzy zostały wykonane przy synchrotronie 24 GeV w CERN-ie przy użyciu dużej komory pęcherzykowej "Gargamelle" wypełnionej ciężką wodą. Podczas tego spotkania Perkins [45], który mówił o tych wynikach, stwierdził że "... wstępne dane dotyczące pomiarów przekroju czynnego dostarczają zadziwiającego potwierdzenia kwarkowego modelu hadronów Gell-Manna i Zweiga".

Wyniki pomiarów całkowitego przekroju czynnego, przedstawione na rys. 9, pokazują liniową zależność od energii, zarówno dla neutrin jak i antyneutrin,



Rys. 9. Pierwsze pomiary grupy Gargamelle przekrojów czynnych neutrino-nukleon i antyneutrino-nukleon w funkcji energii. Wyniki te przedstawiono na XVI Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wielkich Energii, NAL-Chicago, 1972 r. [45]

co jest konsekwencją skalowania bjorkenowskiego funkcji struktury w obszarze

głęboko nieelastycznym. Łącząc neutrinowe i antyneutrinowe przekroje czynne, grupa Gargamelle była w stanie pokazać, że

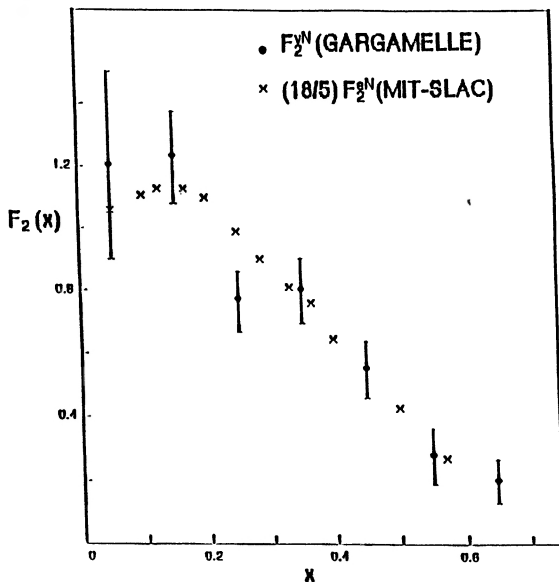
$$\frac{1}{2} \int (F^{\nu p}(x) + F^{\nu n}(x)) dx$$

$$= \int x [u_p(x) + \bar{u}_p(x) + d_p(x) + \bar{d}_p(x)] dx = 0.49 \pm 0.07,$$

co potwierdzało interpretację wyników z rozpraszania elektronów, sugerującą że kwarki i antykwarki niosą tylko około połowy pędu nukleonu. Porównując ten wynik z wartością wyrażenia

$$\frac{1}{2} \int [F_2^{ep}(x) + F_2^{en}(x)] dx$$

stwierdzono, że stosunek całek neutrinowych i elektronowych był równy  $3.4 \pm 0.7$ , podczas gdy wartość przewidywana przez model kwarkowy wynosi  $18/5 = 3.6$ . Był to imponujący sukces modelu kwarkowego.

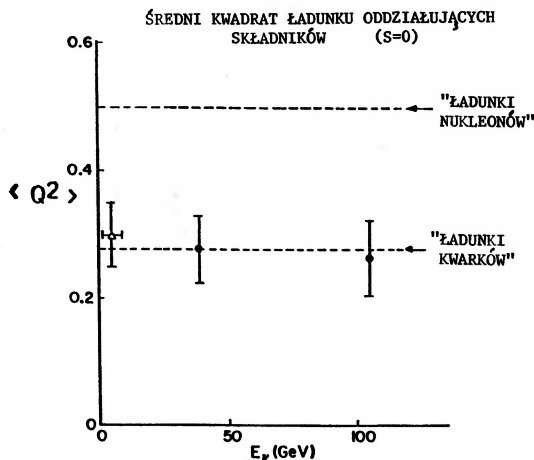


Rys. 10. Pierwsze pomiary  $F_2^{\nu N}$  grupy Gargamelle porównane z  $(18/5)F_2^{eN}$  obliczonymi na podstawie wyników grupy MIT-SLAC

W ciągu następnych kilku lat kolejne wyniki neutrinowe ugruntowały te wnioski. Wyniki przedstawione [46] na XVII Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii odbywającej się w Londynie w 1974 r. pokazywały, że stosunek  $18/5$  był słuszny dla funkcji zarówno  $x$  jak i energii neutrina. Rysunek 10 pochodzący z danych grupy Gargamelle przedstawia porównanie



$F_2^{\nu N}(x)$  z  $(18/5)F_2^{eN}(x)$ , gdzie  $F_2^{\nu N}$  i  $F_2^{eN}$  są średnimi z funkcji struktury protonu i neutronu. Rysunek 11 przedstawia stosunek całek z tych dwóch funk-



Rys. 11. Porównanie stosunku scałkowanych funkcji struktury elektron-nukleon i neutrino-nukleon z wartością 5/18 wynikającą z ładunków kwarków.

Punkty oznaczone pustymi trójkątami pochodzą od grupy Gargamelle, a wypełnione kółka od grupy CIT-NAL [46]. Wielkość  $\langle Q^2 \rangle \equiv \frac{[\int F_2^{\nu N} dx]}{\frac{3\pi}{4G^2 M} \frac{\sigma^\nu + \sigma^{\bar{\nu}}}{E_\nu}} = \frac{0.303 \pm 0.04}{\frac{\sigma^\nu + \sigma^{\bar{\nu}}}{E_\nu}}$  jest średnim ładunkiem kwadratowym kwarków w tarczy zawierającej równą liczbę protonów i neutronów

cji struktury w funkcji energii neutrina, obliczony na podstawie danych grup Gargamelle i CIT-NAL. Dodatkowo grupa Gargamelle wyznaczyła regułę sum Grossa-Llewellyna Smitha [47] dla funkcji struktury  $F_3$ , pojawiającej się wyjątkowo w ogólnym wyrażeniu na nieelastyczny przekrój czynny dla neutrina lub antyneutrina, jako konsekwencja niezachowania parzystości w oddziaływaniu słabym. Ta reguła sum mówi, że

$$\int F_3^{\nu N}(x) dx = (\text{liczba kwarków}) - (\text{liczba antykwarków}),$$

co jest równe 3 dla nukleonu w modelu kwarkowym. Uzyskując wartości  $F_3^{\nu N}(x)$  z różnicy przekrojów czynnych dla neutrina i antyneutrina, grupa Gargamelle stwierdziła, że suma ta wynosi  $3.2 \pm 0.6$ , co było kolejnym znaczącym sukcesem modelu kwarkowego.

## 8. Powszechna akceptacja kwarków jako składników nukleonu

Po konferencji w Londynie w 1974 r., gdzie zdecydowano potwierdzono model składników kwarkowych, nastąpiła ogólna zmiana poglądów co do struktury

hadronów. Nastąpił zmierzch podejścia samouzgodnienia i koncepcji demokracji cząstek, do końca lat 70-tych kwarkowa struktura hadronów stała się dominującym schematem przy rozwoju teorii i planowaniu eksperymentów. Kluczowym elementem tej zmiany była powszechna akceptacja QCD [48, 49], która eliminowała ostatni paradoks, mianowicie: dlaczego nie ma swobodnych kwarków? Mechanizm uwięzienia QCD dostarczył argumentów, by akceptować kwarki jako fizyczne składniki, nie wymagając ich istnienia w stanie swobodnym. Własność asymptotycznej swobody QCD pozwoliła łatwo wyjaśnić skalowanie, chociaż logarytmiczne odstępstwa od skalowania były nieuchronne w tej teorii. Odstępstwa takie zostały później znalezione w eksperymentach rozpraszania mionów i neutronów przy wyższych energiach przeprowadzonych we FNAL-u i CERN-ie. Pojawilo się wiele innych wyników doświadczalnych, przedstawionych w 1974 r., a także w drugiej połowie dekady, które dostarczyły dalszego gruntownego potwierdzenia modelu kwarkowego. Wśród nich było odkrycie czarmonium [50, 51] i jego stanów wzbudzonych<sup>6</sup>, badania całkowitego przekroju czynnego  $e^+e^- \rightarrow$  hadrony [53] oraz odkrycie pęków kwarkowych [54] i pęków gluonowych<sup>7</sup>. Model kwarków "budulcowych" z oddziaływaniami kwarków opisywanymi przez QCD, stał się akceptowanym poglądem na strukturę hadronów. Obraz ten będący jedną z podstaw modelu standardowego nie został do dziś podważony przez jakiegokolwiek fakty eksperymentalne.

### Podziękowania

Wiele osób wniosło zasadniczy wkład w powstanie tej pracy. Obszerny wykaz podziękowań umieszczono w pozycji [57].

Tłumaczył *Andrzej Kupść*

Instytut Problemów Jądrowych  
Warszawa

### Literatura

- [1] D.H. Coward et al., *Phys. Rev. Lett.* **20**, 292 (1968).
- [2] W.K. Panofsky, w: *Proceedings of 14th International Conference on High Energy Physics*, Vienna 1968, red. J. Prentki, J. Steinberger.
- [3] E.D. Bloom, D.H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, L.W. Mo, R.E. Taylor, M. Breidenbach, J.I. Friedman, G.C. Hartmann, H.W. Kendall, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 930 (1969); M. Breidenbach, J.I. Friedman, H.W. Kendall, E.D. Bloom, D.H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, L.W. Mo, R.E. Taylor, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 935 (1969).

<sup>6</sup>Pozycja [52] zawiera kopie prac i odnośniki dotyczące odkrycia cząstki  $J/\psi$  i jej stanów wzbudzonych.

<sup>7</sup>Przegląd oraz odnośniki do wczesnych danych produkcji pęków gluonowych – patrz [55, 56].

- [4] R.W. McAllister, R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **102**, 851 (1956).
- [5] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179**, 1547 (1969).
- [6] S.D. Drell, J.D. Walecka, *Ann. Phys. (NY)* **28**, 18 (1964).
- [7] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964).
- [8] G. Zweig, CERN preprint 8182/TH 401 (1964); CERN preprint 8419/TH 412.
- [9] M. Gell-Mann, Caltech Synchrotron Laboratory Report CTSL-20 (1961); Y. Neeman, *Nucl. Phys.* **26**, 222 (1961).
- [10] R.E Taylor, "Deep Inelastic Scattering: The Early Years", w: *Les Prix Nobel 1990: Nobel Prizes, Presentations, Biographies and Lectures*, Almquist & Wiskell, Stockholm 1991; tłumaczenie polskie: *Postępy Fizyki* **43**, 123 (1992).
- [11] H.W. Kendall, "Deep Inelastic Scattering: Experiments on the Proton and the Observation of scaling", w: *Les Prix Nobel 1990: Nobel Prizes, Presentations, Biographies and Lectures*, Almquist & Wiskell, Stockholm 1991; tłumaczenie polskie: *Postępy Fizyki* **43**, 243 (1992).
- [12] H.D. Abarbanel, M.L. Goldberger, S.B. Treiman, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 500 (1969).
- [13] H. Harrari, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1078 (1969); *Phys. Rev. Lett.* **24**, 286 (1970).
- [14] T. Akiba, *Lett. Nuovo Cimento* **4**, 1281 (1970).
- [15] H. Pagels, *Phys. Rev. D* **3**, 1217 (1971).
- [16] J.W. Moffat, V.G. Snell, *Phys. Rev. D* **30**, 2848 (1971).
- [17] P.V. Landshoff, J.C. Polkinghorne, preprint DAMPT 70/36 (1970).
- [18] G. Domokos, S. Kovesi-Domokos, E. Shonberg, *Phys. Rev. D* **3**, 1184 (1971); *Phys. Rev. D* **3**, 1191 (1970).
- [19] J.J. Sakurai, *Phys. Rev. Lett. B* **31**, 22 (1970); J. Chou, J.J. Sakurai, *Phys. Lett. B* **31**, 22 (1970).
- [20] T.H. Bauer, R.E. Spital, D.R. Yennie, F.M. Pipkin, *Rev. Mod. Phys.* **50**, 261 (1978).
- [21] J.D. Bjorken, *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course XLI: Selected Topics in Particle Physics*, red. J. Steinberger, Academic Press, New York 1968.
- [22] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **125**, 1062 (1962).
- [23] J.D. Bjorken, M. Nauenberg, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **18**, 229 (1968).
- [24] S.L. Adler, *Phys. Rev.* **143**, 1144 (1966).
- [25] J.D. Bjorken, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 408 (1966).
- [26] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **163**, 1767 (1967).
- [27] R.P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1415 (1969); *Proceedings of the III International Conference on High Energy Collisions*, red. C.N. Yang i in., Gordon and Breach, New York 1969.
- [28] S. Drell, D.J. Levy, T.M. Yan, *Phys. Rev.* **187**, 2159 (1969); *Phys. Rev. D* **1**, 1035, 1617 (1970).
- [29] N. Cabbibo, G. Parisi, M. Testa, A. Veganelakis, *Lett. Nuovo Cimento* **4**, 569 (1970).
- [30] T.D. Lee, S.D. Drell, *Phys. Rev. D* **5**, 1738 (1972).
- [31] J.D. Bjorken, E.A. Paschos, *Phys. Rev.* **185**, 1975 (1969).
- [32] J. Kuti, V.F. Weisskopf, *Phys. Rev. D* **4**, 3418 (1971).
- [33] P.V. Landshoff, J.C. Polkinghorne, *Nucl. Phys. B* **28**, 240 (1971).

- [34] G. Miller i in., *Phys. Rev. D* **5**, 528 (1972).
- [35] J.S. Poucher i in., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 118 (1974).
- [36] A. Bodek, M. Briedenbach, D.L. Dubin, J.E. Elias, J.I. Friedman, H.W. Kendall, J.S. Poucher, E.M. Riordan, M.R. Sogard, D.H. Coward, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1087 (1973); A. Bodek, D.L. Dubin, J.E. Elias, J.I. Friedman, H.W. Kendall, J.S. Poucher, E.M. Riordan, M.R. Sogard, D.H. Coward, D.J. Sherden, *Phys. Lett. B* **51**, 417 (1974); A. Bodek, M. Briedenbach, D.L. Dubin, J.E. Elias, J.I. Friedman, H.W. Kendall, J.S. Poucher, E.M. Riordan, M.R. Sogard, D.H. Coward, D.J. Sherden, *Phys. Rev. D* **20** 1471 (1979).
- [37] E.M. Riordan, A. Bodek, M. Briedenbach, D.L. Dubin, J.E. Elias, J.I. Friedman, H.W. Kendall, J.S. Poucher, M.R. Sogard, D.H. Coward, *Phys. Lett. B* **52**, 249 (1974).
- [38] W.B. Atwood, E.D. Bloom, R.L.A. Cottrell, H. DeStaebler, M. Mestayer, C.Y. Prescott, L.S. Rochester, S. Stein, R.E. Taylor, D. Trines, *Phys. Lett. B* **64**, 479 (1976).
- [39] W.B. Atwood, G.B. West, *Phys. Rev. D* **7**, 773 (1973).
- [40] A. Bodek, *Phys. Rev. D* **8**, 2331 (1973).
- [41] C.G. Callan, D.J. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 311 (1968).
- [42] K. Gottfried, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1174 (1967).
- [43] J.I. Friedman, H.W. Kendall, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **22**, 203 (1972).
- [44] C.G. Callan, D.J. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 156 (1969).
- [45] D.H. Perkins w: *Proceedings of the XVI International Conference on High Energy Physics*, Chicago i NAL, red. J.D. Jackson, A. Roberts i R. Donaldson, t. 4, 189 (1972).
- [46] M. Haguenaer, *Proceedings of the XVII International Conference on High Energy Physics*, London, 1974, red. J.R. Smith, str. IV-95; F. Sciulli, *ibid.*, str. IV-105; D.C. Cundy, *ibid.*, str. IV-131.
- [47] D.J. Gross, C.H. Llewellyn Smith, *Nucl. Phys. B* **14**, 337 (1969).
- [48] D.J. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973).
- [49] H.D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1346 (1973).
- [50] J.J. Aubert i in., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974).
- [51] J.E. Augustin i in., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1406 (1974).
- [52] R.N. Cahn, G. Goldhaber, *The Experimental Foundations of Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1989, str. 257-278.
- [53] R.F. Schwitters, K. Strauch, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **26**, 89 (1976).
- [54] G. Hanson i in., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1609 (1975).
- [55] P. Duinker, D. Luckey, *Comments on Nuclear and Particle Physics* **9**, 123 (1980).
- [56] P. Söding, G. Wolf, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **31**, 231 (1981).
- [57] J.I. Friedman, H.W. Kendall i R.E. Taylor, "Deep Inelastic Scattering: Acknowledgments", w: *The 1990 Nobel Lectures in Physics*. [Patz także: *Rev. Mod. Phys.* **63**, 629 (1991) - przyp. Red.]

## RÓŻNE

**Roman S. Ingarden**

*Institut Fizyki  
Uniwersytet Mikołaja Kopernika  
Toruń*

### Ostatni wykład\*

The last lecture: an address on occasion of the Author's retirement

Panie Dziekanie, Panie Dyrektorze, Szanowni Państwo!

Nie wiem czy wszyscy Państwo zauważyli, że wchodząc na salę miałem w ręku teczkę. Były w niej materiały do wykładu, gdyż oto pragnę wygłosić tutaj mój "ostatni wykład".

Pierwszy z tych materiałów to krótki tekst Marcina Lutra, na który się ostatnio przypadkowo natknąłem [1]. Tekst ten, w moim tłumaczeniu, brzmi jak następuje:

Jedna generacja odchodzi, druga przychodzi; Ziemia jednak pozostaje wiecznie. Słońce wschodzi, i zachodzi, i biegnie na to swoje miejsce, na którym znowu wschodzi. Wiatr wieje około południa i wraca około północy i znowu na to samo miejsce, z którego rozpoczął. Wszystkie wody płyną do morza, ale morze nie staje się przez to pełniejsze; gdyż do miejsca, z którego wypłynęły, znowu popłyną. (...) Co to jest, co się stało? To właśnie później znowu się stanie. Co to jest, co zostało zrobione? To samo właśnie zostanie później dokonane. I nie dzieje się nic nowego pod słońcem. Czy dzieje się też coś nowego, o czym możnaby powiedzieć: Patrz, to jest nowe? Gdyż to działo się także w poprzednich czasach, które były przed nami.

Nie są to właściwie własne słowa Lutra: on je tylko pięknie przetłumaczył na niemiecki z hebrajskiego. Faktycznie są to słowa Biblii Starego Testamentu z księgi *Ecclesiastes* Salomona, który jak wiadomo był królem żydowskim w X w. przed Chr. Tekst ten ma więc w rzeczywistości ok. trzech tysięcy lat. Wyraża on pogląd ówczesnych ludzi,

---

\*Przemówienie wygłoszone przy przejściu na emeryturę na spotkaniu z pracownikami Instytutu Fizyki UMK w dniu 3 października 1991. Tekst ten odtworzyłem z pamięci na życzenie kilku słuchaczy w parę tygodni po wygłoszeniu. W kilku miejscach nieznacznie go rozszerzyłem w stosunku do tekstu mówionego, dla uściślenia lub uwypuklenia mej myśli.

że nic nie ma nowego pod słońcem i że wszystkie procesy i zjawiska powtarzają się jakoś okresowo prędzej czy później. Ciekawe, że podobny pogląd powstał również w starożytnych Indiach i został wyrażony przez buddyjski znak koła, który znajduje się obecnie na oficjalnym sztandarze Indii jako “koło Aśioki”, buddyjskiego cesarza Indii z III w. przed Chr.

Należy sobie uświadomić, że ów tradycyjny pogląd o wiecznych powrotach rzeczy tkwi poniekąd także i w fizyce dzisiejszej, a przynajmniej w jej dynamicznej, hamiltonowskiej części. W mechanice klasycznej i kwantowej zachowują się energia, pęd i moment pędu, a w procesach całkowalnych, jak ruch keplerowski, oscylator harmoniczny lub solitony, nawet nieskończenie wiele wielkości. Słusznie więc taką fizykę nazywamy konserwatywną czyli zachowawczą.

Nie wszystkie jednak procesy w fizyce są całkowalne, istnieją też procesy chaotyczne, a obok dynamiki hamiltonowskiej mamy w fizyce termodynamikę, w której nie ma na ogół symetrii między przyszłością a przeszłością w sensie zasadniczej odwracalności ruchu. Mogą bowiem wystąpić procesy tarcia i rozproszenie (dysypacja) energii, pędu, momentu pędu itd. Termodynamika jest teorią wzrostu entropii jako miary dysypacji, a więc poniekąd teorią zagłady i śmierci. Aby jednak była to teoria pełna jako teoria makroskopowa i nie stała w sprzeczności z dynamiczną teorią mikroskopową, musi ona również wyjaśniać procesy narodzin i wzrostu jako przeciwwagi śmierci. Ta strona termodynamiki była dotychczas bardzo słabo rozwinięta, praktycznie biorąc w ogóle nie istniała. W moich badaniach w Toruniu próbowałem i próbuję jakoś ją zapoczątkować. Zanim jednak powiem parę słów o sobie, chciałbym naprzód zacytować pewne wyjątki z poetów, którzy niezależnie od fizyków i często na długo przed nimi dobrze wyczuli rolę przypadku, losu, prawdopodobieństwa jako poniekąd przeciwieństwa pięknej symetrii i porządku hamiltonowskiej dynamiki.

Pierwszy cytat znalazłem w jednym z ostatnich zeszytów *Reviews of Modern Physics*, w artykule na temat roli pojęcia nieskończoności i infinitesimali w fizyce [2], jako jedno z licznych mott do tego artykułu. Autorem cytatu jest wybitny poeta rosyjski Aleksander Błok (1880-1921), który napisał w jednym ze swych wierszy (tłumaczenie moje):

Sotri słuczajnyje czerty — i Ty uwidisz: mir prekrasen. (Zetrzyj przypadkowe linie — i wówczas zobaczysz: świat jest przepiękny.)

Jest zabawne, że aby w tym artykule zrozumieć to motto trzeba było także z niego “zetrzeć przypadkowe linie”, gdyż słowo “słuczajnyje” zostało w nim przez chochlika drukarskiego przedzielone na dwie przypadkowe części: “słuczaj” i “nyje”. Przez chwilę musiałem się więc zastanawiać co może po rosyjsku znaczyć słowo “nyje”.

Drugi cytat to poetyckie przysłowie japońskie [3]:

Rakka eda ni kaerazu, hakyoo futatabi terasazu. (Upadłe kwiaty nie wracają na gałęzie, rozbite zwierciadło nie odbija.)

Tu mamy pogląd bardziej pesymistyczny, bardziej radykalny: niektóre zjawiska czy procesy są nieodwracalne, nie dadzą się “zetrzeć” nawet w myśli. Pod tym względem nieco bardziej optymistyczną myśl wyraził w jednym ze swych młodzieńczych wierszy mój Ojciec, który zanim został filozofem chciał być poetą. Nie pamiętam już dokładnego brzmienia tego wiersza, ale myśl była taka, że po naszej śmierci będziemy żyć dalej

w naszych dzieciach, bo życie jako zjawisko biologiczne jest poniekąd nieśmiertelne. Są gatunki zwierząt lub bakterii, których indywidua żyją tylko minuty, a przecież w sumie reprezentują ogromnie silne zjawisko żywołności, które nie kończy się ze śmiercią poszczególnych indywiduów. Jest to ta sama myśl, którą Luter wyraził w słowach: *Ein Geschlecht vergehet, das andere kommet* (Jedna generacja odchodzi, druga przychodzi), a Horacy w znanym powiedzeniu *Non omnis moriar* (Nie cały umrę).

W moich własnych badaniach naukowych, a także w badaniach moich uczniów i współpracowników, naprzód we Wrocławiu od r. 1945, a potem od 1966 r. w Toruniu, przeszliśmy dosyć długą drogę od zagadnień czysto dynamicznych hamiltonowskich z dziedziny optyki geometrycznej i dyfrakcyjnej (ogólnie teorii promieniowania elektromagnetycznego) do problemów statystycznych i termodynamicznych. Pod koniec lat pięćdziesiątych dowiedziałem się o istnieniu teorii informacji Shannona i wówczas sobie pomyślałem, że prędzej czy później będzie to mój los, zresztą nie lekki. I był, i jest. Ale owo "przejście fazowe" między dynamiką optyczną a termodynamiką statystyczną nie było ani gwałtowne, ani logicznie nienaturalne. Istotnie: w optyce zajmowałem się głównie zagadnieniami odwzorowania optycznego (optyka instrumentalna), a przecież odwzorowanie optyczne jest formą przekazywania informacji. Z drugiej strony informacja, abstrakcyjnie rzecz biorąc, to to samo co entropia, ta sama, która występuje w termodynamice i jest jej głównym pojęciem, choć w nieco innej konkretnej postaci.

Rozróżnienie między konkretnym przykładem, zastosowaniem, reprezentacją, a abstrakcyjnym pojęciem, to podstawowa idea nauki, która często decyduje o postępie naukowym. A jednak są jeszcze fizycy, którzy uważają np., że entropia w termodynamice, czyli miara ilości ciepła, to zupełnie coś innego niż entropia w teorii Shannona, gdzie jest ona miarą ilości informacji przekazywanej w kanale informacyjnym. Ludzie ci sądzą, że chodzi tu tylko o przypadkowe podobieństwo matematyczne i — terminologiczne. Faktycznie jest to identyczność samej natury tych zjawisk. W naszych pracach w Toruniu staraliśmy się oprzeć na tym zrozumieniu, wyrażającym się m.in. w tzw. zasadzie Jaynesa jako uogólnionej postaci zasady racji dostatecznej Leibniza. Staraliśmy się też wyjaśnić, że zjawisko dysypacji energii i innych wielkości jest związane z podziałem przyrody na układ i jego otoczenie, z którym ten układ oddziałuje, jakkolwiek słabo. (Podział ten wprowadza z natury rzeczy biologia, w której układ to organizm. W filozofii polega to poniekąd na wprowadzonym przez Martina Heideggera rozróżnieniu między *Dasein* [był tutaj] i *Sosein* [był w ogóle, pełny był]). Istnienie otoczenia wyjaśnia dysypację, tarcie, starzenie się, śmierć itp., ale także narodziny i rozwój. Obiektywnie więc w przyrodzie (w pełnym bycie) — śmierci nie ma.

## Literatura

- [1] J.H. Scharf, *Wiss. Z. Univ. Halle, Math. Naturwiss. Kl.* (1977) — preprint.
- [2] L.A. Segel, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 225 (1991).
- [3] D. Galef, *Japanese Proverbs*, Tuttle, Tokyo 1988, s. 54.

## WSPOMNIENIA—ROCZNICE

Sławomir A. Chojnacki

*Środowiskowe Laboratorium  
Ciężkich Jonów  
Warszawa*

## Wspomnienia o Georgiju Nikolajewiczu Florowie

## Recollections of Georgii Nikolaevich Flerov

Mija już dwa lata od dnia 19 listopada 1990 r., gdy zmarł Georgij Nikolajew Florow, członek Akademii Nauk ZSRR, światowej sławy fizyk eksperymentator, utalentowany organizator nauki i nauczyciel, znakomity popularyzator i wychowawca kilku pokoleń fizyków, założyciel i długoletni dyrektor Laboratorium Reakcji Jądrowych w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej.

Z nazwiskiem G.N. Florowa związane jest powstanie nowego kierunku w fizyce — fizyki ciężkich jonów. Uczony ten reprezentował rzadki typ umysłu ścisłego, a przy tym wszechstronnego, o bardzo szerokiej skali zainteresowań i uzdolnień, oraz o równie szerokiej skali działania.

Florow urodził się 2 marca 1913 r. w Rostowie nad Donem. Po zakończeniu nauki w szkole w 1923 r. pracował jako robotnik kolejowy, mechanik i elektryk. W 1931 r. przeniósł się do Leningradu, gdzie podjął pracę w fabryce. W 1933 r. uzyskał skierowanie na studia w Politechnice Leningradzkiej na wydziale inżynieryjno-fizycznym. Droga do fizyki wiodła go przez studia techniczne. Jeszcze jako słuchacz wydziału inżynieryjno-fizycznego Politechniki Leningradzkiej zaczął pracować w Laboratorium I.W. Kurczatowa i pod jego kierunkiem w 1938 r. zakończył swą pracę dyplomową na temat oddziaływania neutronów z jądrami. Od początków działalności naukowej przejawiał się jego niepospolity talent fizyka eksperymentatora, wyjątkowe zaangażowanie i konsekwencja oraz upór przy rozwiązywaniu trudnych zagadnień fizyki jądrowej.

W dwa lata po uzyskaniu dyplomu dokonał on wraz z fizykiem polskiego pochodzenia K.A. Pietrzakiem, swego pierwszego znakomitego odkrycia — odkrycia samorzutnego rozszczepienia uranu. Odkrył nowy rodzaj przemiany materii jądrowej, fundamentalne zjawisko, które parę lat wcześniej przewidywał Niels Bohr i John A. Wheeler, a które było bezskutecznie poszukiwane przez takich wytrawnych eksperymentatorów jak Libby. W tej pierwszej swojej pracy naukowej przejawiał oryginalność, pomysłowość i pracowitość. Ujawnił cechy charakteru i umysłu — ambicję podejmowania trudnych i wielkich zadań, wytrwałość w dochodzeniu do celu i w doskonaleniu metod i narzędzi badawczych,





G.N. Florow



Prof. Florow przy tablicy najcięższych pierwiastków

oraz wielki samokrytycyzm powodujący, że wielokrotnie na różnych drogach sprawdzał uzyskane wyniki. Te cechy zapewniły Florowowi sukcesy w dalszej działalności naukowej, a żył w bardzo trudnych i niebezpiecznych czasach.

W czasie wojny został powołany do wojska. Nie przestał jednak myśleć o fizyce. Śledził w miarę możliwości literaturę naukową, pracował nad problemami związanymi z rozszczepieniem jąder i możliwością łańcuchowej reakcji jądrowej. I znów przejawiały się jego cechy charakteru: z uporem, konsekwentnie przekonuje różne instytucje państwowe o konieczności podjęcia prac nad bronią jądrową — bombą atomową. Wygłasza referaty, pisze memoriały, zwraca się do najwyższych władz. To właśnie Florow zwrócił uwagę na fakt, że po burzliwej fali publikacji zniknęły za granicą doniesienia o badaniach nad rozszczepieniem uranu. Wezwał do wznowienia przerwanych wojną badań nad tym zagadnieniem. Starania te zbiegały się z działaniami innych naukowców radzieckich i zostały uwieńczone powodzeniem.

W końcu 1942 r. w Związku Radzieckim podjęto prace nad wykorzystaniem energii jądrowej i Florow był wśród tych niewielu fizyków, którzy w pierwszych latach wojny mogli zajmować się nauką i pracami nad wykorzystaniem energii jądrowej i metod fizyki jądrowej. Tymi zagadnieniami zajmował się także i po zakończeniu wojny. Kontynuował prace z dziedziny fizyki rozszczepienia, prowadził cykl doświadczeń dotyczących problemów promieniowania kosmicznego.

Florow był jednym z inicjatorów zastosowań w ZSRR metod fizyki jądrowej w poszukiwaniu złóż ropy naftowej i najbardziej racjonalnych sposobów ich eksploatacji. Od 1951 r. w ciągu wielu lat w Moskiewskim Instytucie Nafty pod jego kierownictwem opra-

cowano nowoczesną aparaturę dla karotażu złóż ropy za pomocą neutronów i promieniowania gamma. Był autorem oryginalnej impulsowej metody neutronowego karotażu.

Pełny rozkwit twórczości Florowa zaczyna się jednak w 1953 r., gdy podejmuje badania w dziedzinie fizyki ciężkich jonów i prowadzi je najpierw w Instytucie Energii Atomowej, a następnie od 1957 r. w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej w założonym przez siebie Laboratorium Reakcji Jądrowych. Laboratorium to urosło w latach następnych do rangi jednego z najpoważniejszych ośrodków fizyki ciężkich jonów na świecie. Pod jego kierownictwem zbudowano tam cyklotrony ciężkich jonów wyposażone w bardzo efektywne źródła wieloładunkowych jonów oraz różnorodne duże narzędzia badawcze, a także opracowano oryginalne metodyki. Taka baza, którą ciągle ulepszano i powiększono, pozwoliła na rozwinięcie szerokiego, oryginalnego programu naukowego. Źródło sukcesów tego laboratorium w głównej mierze było zasługą Florowa, jego ciekawości otaczającego świata, wyobraźni, konsekwencji i wytrwałej pracy. Potrafił zachęcać, radą i wskazaniem ambitnych zadań zapalić współpracowników i uczniów do tej pracy, której się oddał z rzadko spotykanym entuzjazmem.

Głównym kierunkiem badań w Laboratorium Reakcji Jądrowych była synteza nowych ciężkich pierwiastków i w ciągu ponad trzydziestu lat Florow ze współpracownikami otrzymali izotopy wielu najcięższych pierwiastków (o liczbie porządkowej powyżej sto).

W Dubnej przez wiele lat z udziałem najwybitniejszych fizyków jądrowych z czołowych ośrodków naukowych na świecie, toczyły się na seminariach, konferencjach i sympozjach żywe dyskusje na temat mechanizmu oddziaływań jądrowych i struktury jąder atomowych, kresu możliwości syntezy różnych ciężkich pierwiastków i możliwości ich występowania w przyrodzie, granicy stabilności materii jądrowej. Wiele uwagi i wysiłku poświęcał Florow, do końca swojej działalności naukowej, badaniom ukierunkowanym na wyjaśnienie możliwości istnienia tzw. superciężkich pierwiastków, poszukiwaniu ich na naszej planecie i w przestrzeni kosmicznej. Do jego laboratorium docierały materiały z głębin oceanów. Badał wody z głębokich źródeł podziemnych i różnorodne minerały. Aparaturę pomiarową umieścił w głębokich szybach kopalni w celu zminimalizowania wpływu czynników zewnętrznych. Pod jego kierunkiem opracowano nowe, o rekordowej czułości metody rejestracji rzadkich aktów rozpadu jąder.

Równoległe z pracami prowadzonymi nad otrzymaniem nowych pierwiastków, dokonano w Laboratorium Reakcji Jądrowych dwu innych doniosłych odkryć naukowych. W 1961 r. współpracownicy Florowa odkryli nowy typ izometrii jądrowej — izomery rozszczepiające się spontanicznie. Kolejnym wielkim osiągnięciem było odkrycie zjawiska opóźnionej emisji protonu. Istotnym osiągnięciem było też zsyntezowanie długiego szeregu nowych izotopów z dużym nadmiarem neutronów oraz zbadanie nowego mechanizmu oddziaływań ciężkich jonów z jądrami atomowymi (głęboko nieelastycznego procesu), a także istotny wkład w wyznaczenie granicy stabilności materii jądrowej.

Prace te wytyczyły na wiele lat główne kierunki badań w fizyce ciężkich jonów i były rozwijane w najważniejszych instytutach na świecie.

Obok intensywnej pracy badawczej, wiele uwagi poświęcił praktycznemu wykorzystaniu osiągnięć fizyki jądrowej. Był inicjatorem wdrożeń metod doświadczalnych fizyki w wielu naukach przyrodniczych i różnych gałęziach techniki. Organizował specjalne konferencje poświęcone tej tematyce i żywo interesował się wykorzystaniem w przemyśle najnowszych osiągnięć nauki. Doprowadził w Laboratorium Reakcji Jądrowych do wytwarzania tzw. filtrów jądrowych (filtrów kapilarnych) i jego zasługą jest zastosowanie

ich w wielu dziedzinach nauki i techniki. Był gorącym zwolennikiem i popularyzatorem konieczności ochrony środowiska naturalnego.

Omawiając działalność uczonego działającego w dobie zespołowych badań, trzeba też pokazać jego wkład w rozwój naszej wiedzy, polegający na kształtowaniu i wychowaniu nowego pokolenia pracowników nauki. Florow ma tutaj wielkie zasługi. Jego uczniowie i współpracownicy przedstawili wiele oryginalnych prac na konferencjach naukowych na całym świecie. Duża liczba badaczy także i spoza ZSRR uzyskała stopnie naukowe dzięki jego zachęcie i pomocy. Polscy fizycy od samego początku powstania Laboratorium Reakcji Jądrowych aktywnie uczestniczyli w jego pracach i w polskich instytutach żywo interesowali się problematyką ciężkich jonów.

Florow cieszył się wielkim autorytetem naukowym i uznaniem wśród fizyków na całym świecie. Wywarł on doniosły wpływ na rozwój fizyki jądrowej i nie sposób było się oprzeć jego wybitnej indywidualności. Fascynował żywą wyobraźnią i wielostronnością zainteresowań. Jego wystąpienia na wielkich międzynarodowych konferencjach spotykane były zawsze z niezmierną uwagą i zainteresowaniem.

Miał też pewną cechę charakteru, która obok wielkich zdolności, była niewątpliwie drugim źródłem jego sukcesów. Tą cechą był młodzieńczy zapał, z którym przystępował do każdego działania i który zachował do końca. Cieszył się osiągnięciami nauki, techniki, gospodarki i kultury. Miał szeroki krąg zainteresowań. Żywo interesował się ludźmi i gotów był im pomagać.

Był wrażliwy na piękno, lubił sztukę, głęboko przeżywał muzykę, entuzjasmował się poezją i literaturą. Umiał cieszyć się życiem i cenić je. Emocjonował się turystyką, pięknem otaczającego świata i pierwotną przyrodą. Był uosobieniem aktywności i energii, zawsze był w ruchu, coś robił, nie znosił bezczynności i bezymyślności.

Jak każdy człowiek aktywny, czy wręcz bojowy, miał wielu zwolenników i przyjaciół, ale także i przeciwników, którzy jednak szanowali go za nieprzeciętne cechy charakteru. Był bezkompromisowy i wytrwały. Cenił te cechy u innych, był wymagający względem siebie i innych, ale umiał być także wyrozumiałym i życzliwym.

Jego kraj ojczysty nie szczędził mu dowodów uznania za nieprzeciętne zasługi — został członkiem Akademii Nauk ZSRR, był laureatem wielu nagród i przyznano mu najwyższe odznaczenia państwowe.

Wyrazem uznania międzynarodowego środowiska naukowego było wybranie go w poczet wielu organizacji naukowych i akademii nauk oraz uhonorowanie tytułem doktora *honoris causa* kilku zagranicznych uniwersytetów.

W Polsce, którą Florow wielokrotnie odwiedzał, cieszył się szczególnym uznaniem mającym także swe źródło w licznych osobistych, bliskich kontaktach z wieloma fizykami, a także żywym zaangażowaniem w inicjatywę budowy w Warszawie cyklotronu ciężkich jonów. Wyrazem tego uznania było nadanie mu przez Polskie Towarzystwo Fizyczne najwyższego wyróżnienia — Medalu Mariana Smoluchowskiego.

Pamięć o Gieorgiju Nikołajewiczu Florowie na zawsze pozostanie wśród ludzi, którzy mieli szczęście spotkać się z nim, współpracować oraz uczyć się od niego.

**Bronisław Średniawa**

*Instytut Fizyki  
Uniwersytet Jagielloński  
Kraków*

## Wczesne badania nad podstawami szczególnej i ogólnej teorii względności w Polsce

### Early investigations on the foundations of special and general relativity in Poland

*Abstract:* The research on the foundations of special and general relativity in Poland during the twenties and thirties is described. The story starts with the controversy, concerning the foundations of relativity and the notion of rigid body, between the mathematician Stanisław Zaremba, the astronomer Tadeusz Banachiewicz and the physicist Leopold Infeld. Their discussions illustrate well the differences in the points of view of some representatives of mathematics and physicists in the approach to the formulation of physical theories. Also the work of Jan Weysenhoff on the foundations of relativity and especially on the measurements in both, special and general relativity, is reported in detail.

#### 1. Wstęp. Początki teorii względności w Krakowie

Fizycy polscy zainteresowali się teorią względności wkrótce po jej sformułowaniu przez Einsteina w 1905 r. Teorię tę uznał bardzo wczesnie profesor fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie August Witkowski (1854–1913), który przez wiele lat zajmował się zagadnieniami czasu i przestrzeni oraz metodologią nauki. Teorię tę uznali też ówczesni jego współpracownicy Kamil Kraft (1872–1945) oraz Stanisław Loria (1883–1958). Kraft ogłosił w latach 1911 i 1912 pięć pierwszych polskich prac z zakresu szczególnej teorii względności. Stanisław Loria odegrał z początkiem lat dwudziestych, jako profesor Uniwersytetu Lwowskiego, wybitną rolę w rozpowszechnianiu znajomości teorii względności w Polsce i w pobudzaniu żywego ruchu intelektualnego, który w latach dwudziestych i trzydziestych objął szerokie kręgi inteligencji w całym kraju.

Profesor fizyki teoretycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego, Władysław Natanson (1864–1937) również poznał wczesnie teorię względności. W swoich kursach fizyki teoretycznej poświęcił kilka wykładów teorii względności, odnosząc się entuzjastycznie do dzieła Einsteina. Na wykłady Natansona uczęszczał jako student fizyki Leopold Infeld (1898–1968). Po ukończeniu czterech lat studiów w Krakowie, Infeld wyjechał na pół roku

do Berlina, gdzie poznał Einsteina. W Berlinie napisał pracę pt. "Fale świetlne w teorii względności", którą po powrocie do Krakowa przedstawił prof. Natansonowi jako dysertację doktorską. Przedmiotem jej była zarówno szczególna jak i ogólna teoria względności. Dalsza działalność naukowa Infelda była poświęcona głównie teorii względności.

Teorię względności zainteresowali się również polscy matematycy. Świadczą o tym umieszczane w czasopismach matematycznych tłumaczenia artykułów z teorii względności i wygłaszane przez matematyków odczyty o tej teorii.

Historię wczesnego okresu teorii względności w Polsce można znaleźć w artykule pt. "Ewolucja pojęcia eteru i wczesny okres teorii względności w pracach fizyków krakowskich" [1], zawierającym również literaturę przedmiotu.

## 2. Krytyczna praca Stanisława Zaremby z 1922 r. i jego polemika z Tadeuszem Banachiewiczem

W 1922 r. wybitny matematyk krakowski, profesor UJ, Stanisław Zaremba (1863–1942) [2] ogłosił obszerną, 40-stronicową pracę nt. teorii względności [3]. Jej skrócony tekst ukazał się w tym samym roku w języku francuskim w *Journal de Mathematique* [4] i w *Scientia* [5]. W tej pracy Zaremba poddał krytyce sposób sformułowania teorii względności przez Einsteina, Eddingtona i innych fizyków, uznając go za niewystarczający.

Twórczość matematyczna Zaremby była związana z fizyką. W swojej autobiografii (zob. [2]) pisał:

"Już od młodości pociągały mnie problemy, występujące w fizyce matematycznej. Otóż fakt ten oraz moje głębokie przekonanie, że badania w zakresie analizy mają pełną wartość naukową wtedy, gdy są zupełnie ściśle, wyznaczyła charakter mojej twórczości naukowej."

Prace Zaremby dotyczyły głównie równań różniczkowych cząstkowych drugiego rzędu, będących jednym z podstawowych narzędzi fizyki i techniki. Publikował jednak również prace (i podręcznik *Mechanika teoretyczna* [6]), w których przyjmując punkt widzenia matematyka zajmował się podstawami teorii fizycznych. Dążył do możliwie ścisłego i drobiazgowego zaksjomatyzowania teorii fizycznych.

Do tej kategorii należy wymieniona przed chwilą jego praca o teorii względności z 1922 r. Jej treść i późniejsza dyskusja na jej temat są interesujące z metodologicznego punktu widzenia, ponieważ ilustrują one wyraźnie różnice w podejściu do zagadnień fizyki i w sposobie myślenia fizyków i pewnej grupy matematyków, pracujących nad aksjomatyzacją teorii fizycznych w pierwszej połowie naszego wieku. Zaremba wyraził w tej pracy swój sceptyczny w owym czasie stosunek do teorii względności. Postawił sobie za cel, aby

"...dokładnie zbadać, czy tezy wysnute z doświadczenia, a podawane przez relatywistów rzeczywiście z tej teorii wynikają... Żeby więc celu nie chybić, winniśmy wszelkich dołożyć usiłowań, ażeby osiągnąć jaknajwiększej precyzji przy wystawianiu się i jaknajwiększej ścisłości przy dowodach."

Praca Zaremby składa się z dwóch części. Pierwsza poświęcona jest aksjomatyzacji podstaw najpierw ogólnej, potem szczególnej teorii względności i podstaw fizyki nierelatywistycznej, a zwłaszcza tej części aksjomatyki tych teorii, która zajmuje się własnościami

czasoprzestrzeni. Autor opierał się na ujęciu Hilberta podstaw ogólnej teorii względności. Ujęcie to uważał za jasno sformułowane i rozbudował je w tych szczegółach, które uznał za zbyt krótko omówione przez Hilberta. Jako pojęcia pierwotne Zaremba rozważał punkt geometryczny, chwilę, punkt fizyczny i punktochwilę w czasoprzestrzeni czterowymiarowej z metryką Riemanna; punkt geometryczny określił jako położenie punktu fizycznego w jakiejś chwili. Wyraziwszy własności czasoprzestrzeni za pomocą aksjomatów, Zaremba rozważał łuki regularne i ich długości, zdefiniowane przez narzucające się aksjomaty i określił odległości dwóch punktów geometrycznych jako minimum długości łuku regularnego między nimi.

Następnie Zaremba określił ciało sztywne jako układ punktów fizycznych (S), których

”odległości wzajemne, szacowane w jakimkolwiek normalnym [tj. spełniającym warunki Hilberta B.Ś.] układzie współrzędnych są niezależne od chwili, której odpowiadają”,

poczem dodał objaśnienie:

”Z brzmienia powyższej definicji wynika, że ewentualna własność jakiegokolwiek układu punktów fizycznych (S) jest bezwzględną własnością tego układu w tym sensie, że wykluczoną jest rzeczą, żeby odpowiedź na zapytanie, czy jakiś oznaczony układ punktów fizycznych jest sztywny, różnie mogła wypaść, zależnie od bliższego sprecyzowania jakichś okoliczności w powyższej definicji nie oznaczonych; krótko mówiąc, ewentualna własność sztywności jakiegoś układu punktów fizycznych jest wewnętrzną jego własnością.”

Łatwo stwierdzić, że powyższe określenie ciała sztywnego przez Zarembę jest niezgodne z zasadami teorii względności.

W drugiej części pracy, Zaremba przyjął aksjomat, który nazwał aksjomatem (A), wiążący teorię z jej sprawdzianem doświadczalnym, Aksjomat ten żąda, aby podać teoretyczną definicję narzędzi mierniczych, np. nitki mierniczej i zegara świetlnego, oraz

”oznaczyć takie rzeczywiście istniejące układy punktów fizycznych, które mogłyby być uważane za nadające się do zastępowania powyższych narzędzi teoretycznych z dostatecznym stopniem przybliżenia.”

W dalszym ciągu Zaremba ograniczył się do szczególnej teorii względności i pokazał, że zdefiniowane przez niego ciało sztywne mogłoby w układzie inercjalnym wykonywać tylko ruch jednostajny postępowy. Takie ciało nie mogłoby zatem być przyrządem mierniczym. Wobec tego nie można mówić o jakimkolwiek potwierdzeniu doświadczalnym teorii względności.

Zaremba podkreślił jednak wyraźnie, że jego celem nie było obalenie teorii względności, pisząc że:

”Wobec powyższego stanu rzeczy mowy obecnie być nie może o potwierdzeniu albo o obaleniu teorii względności na podstawie faktów stwierdzonych przez jakieś doświadczenia lub spostrzeżenia. Żeby taka kontrola teorii względności stała się możliwą, należałoby uprzednio uzupełnić stosownie zespół jej przesłanek. Ponieważ jednak nie wykazałem, że rzeczone uzupełnienie teorii względności jest niemożliwe, przeto kwestia utrzymania się tej teorii w Nauce pozostaje na razie otwartą i każdy badacz może, nie narażając się na konflikt z logiką, taką w tym względzie wyznawać

opinię, jaka dogadza jego umysłowości. W każdym razie należy zaznaczyć, że bez względu na ostateczny los teorii względności teoria ta wyrządziła pewne usługi Nauce, już przez to, iż natchnęła niektórych badaczy do znakomitych prac z zakresu ogólnej geometrii, których wartość naukowa nie zależy od losu teorii względności, już to przez to, że spowodowała, jak się zdaje odkrycia nieznanych jeszcze zjawisk.”

Ukazanie się pracy Zaremby wywołało ostry spór i ożywioną dyskusję z profesorem astronomii Uniwersytetu Jagiellońskiego, Tadeuszem Banachiewiczem (1882–1954), zdecydowanym zwolennikiem teorii względności. Dyskutanci przedstawiali swoje stanowiska w przesyłanych do przeciwnika listach. Banachiewicz opublikował też artykuł pt. ”Uwagi krytyczne nad rozprawą prof. dr Zaremby » Teoria względności wobec faktów stwierdzonych doświadczeniem i spostrzeżeniem «” [7], w których sprzeciwił się przyjętej przez Zarembe definicji ciała sztywnego i zarzucił mu, że

... na skutek dziwnego daltonizmu geometrycznego nie spostrzegł, że jego definicja ciała sztywnego nie tylko nie jest definicją relatywistów, ale musi być przez nich a limine odrzucona. ...”

Według Banachiewicza definicja ciała sztywnego, przyjęta przez Zarembe jest tylko przybliżeniem, zresztą niedopuszczalnym, gdy rozważa się zjawiska, które teoria względności ma tłumaczyć. Także pewne aksjomaty Zaremby, a szczególnie jego aksjomat (A) Banachiewicz uważał za arbitralny i nie dopasowany do sytuacji istniejącej przy realnie wykonywanych pomiarach. Do wykonania pomiarów w szczególnej teorii względności wystarcza ciało w dostatecznym przybliżeniu sztywne w jednym inercjalnym układzie współrzędnych, mianowicie w tym, w którym spoczywa.

Również skrócona wersja Zaremby w języku francuskim opublikowana w *Scientia* (zob. [5]), wywołała krytyczne uwagi recenzenta J. Rossignola [8], który napisał:<sup>1</sup>

”Aby rozwinąć swoje propozycje, Zaremba opiera się tylko na ogólnych stwierdzeniach i unika wszelkiej ścisłości.”

Zaremba przedstawił również swoje ówczesne stanowisko wobec teorii względności w dwugodzinnym wykładzie na Uniwersytecie Jagiellońskim w letnim semestrze 1921 r. Obecny na tym wykładzie Infeld słuchał wywodów Zaremby z niesmakiem i ocenił je w swoich wspomnieniach bardzo surowo [9].

Sam Zaremba porzucił jednak wkrótce swój krytyczny stosunek do teorii względności i stał się jej zwolennikiem [10]. Jego praca z 1924 r., zatytułowana ”O ruchu ciał stałych, podlegających kontrakcji Lorentza w kierunku jego prędkości” [11] nie zawierała już żadnej krytyki teorii względności. Autor udowodnił w niej twierdzenie, odnoszące się do szczególnej teorii względności, mówiące, że ciało, podlegające skróceniu Lorentza i poruszające się względem eteru, wykonuje ruch prostoliniowy jednostajny. W dzisiejszej terminologii można by sformułować to twierdzenie mówiąc, że ciało podlegające skróceniu Lorentza wykonuje ruch prostoliniowy jednostajny względem dowolnego układu inercjalnego. Zauważmy, że pomimo upływu prawie dwudziestu lat od sformułowania szczególnej teorii względności, niepotrzebne od dawna pojęcie eteru było wciąż używane. Bardzo trudno było porzucić wieloletni zwyczaj używania tego pojęcia pozostałego z czasów, gdy teoria eteru panowała w fizyce.

<sup>1</sup>Tłumaczenia z języków obcych wykonane zostały przez autora niniejszego artykułu.

### 3. Prace Leopolda Infelda o pomiarach przestrzenno-czasowych

Bezpośrednią odpowiedzią na zarzuty Zaremby są dwie prace Infelda pt. "O pomiarach przestrzenno-czasowych w fizyce klasycznej i teorii względności" I, II [12], napisane w języku polskim z obszernym streszczeniem francuskim. W pierwszej pracy Infeld dyskutował problem pomiarów długości i czasu w fizyce klasycznej oraz szczególnej teorii względności, przyjmując jako podstawę poglądy Einsteina, Eddingtona i Hilberta. Szczególną uwagę poświęcił pojęciu ciała sztywnego. Za wspomnianymi już uczonymi Infeld uważał, że zasadniczych przyrządów pomiarowych (a wśród nich sztabki mierniczej i idealnego zegara) nie można określić poza obrębem praw fizyki, można jednak z praw fizyki wysnuć ich konstrukcję.

Punktem wyjścia dla Infelda były uwagi Einsteina, zawarte w jego wykładzie "Geometrie und Erfahrung" (Geometria a doświadczenie). Einstein odróżniał "geometrię dedukcyjną", zbudowaną aksjomatycznie, której doświadczenie nie może potwierdzić ani obalić, "od geometrii praktycznej", będącej działem fizyki, przenoszącej twierdzenia geometrii abstrakcyjnej na przedmioty rzeczywiste. Doświadczenie może potwierdzić lub obalić twierdzenia geometrii praktycznej.

W fizyce istnieje zbiór przedmiotów, tzw. ciał sztywnych, taki, że każdy jego element można przyporządkować przynajmniej w dostatecznym przybliżeniu pewnemu tworowi geometrii dedukcyjnej. Przy tym ciała, do których stosują się twierdzenia euklidesowej geometrii praktycznej, stanowią zbiór ciał sztywnych.

Uogólniając te rozważania Infeld wziął pod uwagę zbiór wszystkich praw doświadczalnych fizyki klasycznej:

"W tym zbiorze praw doświadczalnych zawarte jest *implicit*e określenie ciał sztywnych i zasadniczych przyrządów mierniczych, których konstrukcję możemy wysnuć ze zbudowanego już systemu fizyki."

A więc wyodrębniony zbiór odpowiednich praw doświadczalnych staje się definicją ciał sztywnych i przyrządów mierniczych.

Prawa fizyki klasycznej i szczególnej teorii względności są na ogół różne. Istnieje jednak zbiór praw doświadczalnych wspólnych obu teoriom. W szczególności, sposób przyporządkowania danemu zjawisku czasu i współrzędnych przestrzennych jest w obu teoriach identyczny. Każdy układ inercjalny fizyki klasycznej jest również układem inercjalnym szczególnej teorii względności. Własności ciał spoczywających są w obu teoriach takie same. Prędkość światła w układzie inercjalnym, w którym źródło światła spoczywa, jest stała w obu teoriach. Różnica między fizyką klasyczną a szczególną teorią względności ujawnia się dopiero wówczas, gdy zajmujemy się dwoma układami współrzędnych, poruszających się względem siebie ruchem postępowym jednostajnym.

Opierając się na prawach doświadczalnych dotyczących ciał sztywnych, Infeld usiłował wyprowadzić wzory na transformację Lorentza. Rozważał dwa układy współrzędnych, układ  $\mathcal{O}'(x', y', z')$  poruszający się względem układu  $\mathcal{O}(x, y, z)$  ruchem postępowym jednostajnym z prędkością  $v$ , przy czym oś  $x'$  ślizga się po osi  $x$ , osie  $y$  i  $y'$  oraz  $z$  i  $z'$  pozostają równoległe. Wzdłuż osi  $x$  i  $x'$  umieszczono sztywne miarki i zegary wskazujące czas  $t$  w układzie  $\mathcal{O}$  i czas  $t'$  w układzie  $\mathcal{O}'$ . Założył, że odkształcenia miarek, spoczywających w jednym z układów, a obserwowanych z drugiego, powinny zależeć tylko od prędkości



względnej  $v$  obu układów, przyjął więc wzory transformacyjne

$$x' = (x - vt)k(v), \quad x = (x' + vt)k(v).$$

Aby wyznaczyć funkcję  $k(v)$ , przyjął postulat

“jeżeli ciała [sztywne] A i C poruszają się ruchem jednostajnym względem ciała B, wówczas ciała A i C poruszają się ruchem jednostajnym względem siebie”

Z postulatu tego wynika, że

$$k(v) = \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha v^2}},$$

z nieokreśloną jeszcze stałą  $\alpha$ . Infeld otrzymał więc wzory transformacyjne

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \alpha v^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \alpha vx}{\sqrt{1 - \alpha v^2}}.$$

Wartość stałej  $\alpha$  można by otrzymać z postulatu stałej prędkości światła w układach inercjalnych. W swoim rozumowaniu Infeld na ten postulat się nie powołał, lecz zauważył, że

“teoria względności szczególna postuluje, że doświadczenia wykonane nad ciałami sztywnymi, poruszającymi się względem siebie ruchem jednostajnym, wskazywałyby iż  $\alpha = 1$ .”

To ogólnikowe powołanie się na teorię względności związane jest z faktem, że postulat stałej prędkości światła nie da się uniknąć przy tym podejściu, opartym na faktach doświadczalnych, chociaż autor wyraził przypuszczenie, że wartość stałej  $\alpha$  można by otrzymać, gdybyśmy potrafili podać konstrukcję ciała sztywnego z elementów prostszych. Infeld usprawiedliwia swoją metodę dojścia do transformacji Lorentza bez zastosowania postulatu stałej prędkości rozchodzenia się światła pisząc:

“Ignatowsky [13], a przedewszystkim Franck i Rothe [14] oraz Kraft [15] wprowadzili równania transformacyjne teorii względności niezależnie od postulatu stałej prędkości rozchodzenia się światła. Pomiedzy tymi pracami a treścią §2 niniejszej pracy [tj. pracy [12], B.Ś.] jest zasadnicza różnica. Podczas gdy Franck i Rothe dochodzą do równań transformacyjnych, opierając się na ich własnościach matematycznych (przedewszystkim na własności, że równania te tworzą grupę) i nie rozpatrują zgoła układu jako pewnej konstrukcji, utworzonej z ciał sztywnych i zegarów, to w rozważaniach naszych w §2 szukaliśmy tych własności ciał sztywnych, które prowadzą do równań transformacyjnych,”

Z przeprowadzonego tu rozumowania widoczne jest, że fizyka klasyczna przypisuje temu samemu zbiorowi ciał sztywnych inne własności niż szczególna teoria względności.

Druga z wymienionych prac Infelda zaczyna się od stwierdzenia, że w fizyce klasycznej praktyczna geometria euklidesowa oraz pojęcie ciała sztywnego stosuje się do każdego układu współrzędnych, podczas gdy w teorii względności jest ona słuszna tylko w odniesieniu do układów inercjalnych. Powstaje więc problem, aby wyznaczyć układ inercjalny za pomocą pomiarów. Dodatkową trudność sprawia fakt, że układu inercjalnego

nie można zrealizować w dowolnie wielkim obszarze czasoprzestrzennym. Ogólna teoria względności pozwala jednak na realizację układów lokalnie inercjalnych (które Infeld nazwał pseudoinercjalnymi). W takich układach można posługiwać się pojęciem bardzo krótkich (według Infelda nieskończenie małych) miarek sztywnych, a mając je można rozwinąć metodę mierzenia przedziałów czasoprzestrzennych ds w ogólnej teorii względności. Metodę tę Infeld referuje zgodnie z poglądami Eddingtona. Kończąc swoje rozważania Infeld stwierdził:

“Z treści niniejszej pracy wynika, że określenie ciał doskonale sztywnych poza prawami fizyki jest równie niemożliwe w fizyce klasycznej jak i w teorii względności. Fizyka klasyczna i teoria względności zawierają *implicite* określenie ciał doskonale sztywnych i przypisują tym samym przedmiotem rzeczywistym różne własności.”

Tu właśnie tkwi zasadnicza różnica pomiędzy sposobem budowania teorii fizycznych a formułowaniem teorii matematycznych, gdyż w matematyce formuluje się definicje niezależnie od twierdzeń, a tego właśnie żądał Zaremba od teorii względności. Przyjęcie definicji ciała sztywnego z zewnątrz, nie powiązanej z całością faktów fizyki relatywistycznej spowodowało podniesione przez Zarembę trudności w interpretacji podstaw teorii względności.

Wiele lat później Infeld napisał w swoich wspomnieniach [9]:

“Zarembie właściwie zawdzięczam dwie moje następne prace [te które właśnie omówiliśmy, B.Ś.], rozprawiające się z jego zarzutami. Ale Zaremba był tak pewny swego, że nigdy nie zadał sobie trudu czytania tych prac, przekonany, że są one idiotyczne.”

Można jednak w świetle wypowiedzi Weyssenhoffa i pracy Zaremby z 1924 r. mieć pewne wątpliwości, czy ta uwaga Infelda była w pełni obiektywna.

#### 4. Uwagi Jana Weyssenhoffa o podstawowych własnościach czasoprzestrzeni

Podstawami teorii względności zajmował się również Jan Weyssenhoff (1889–1972) [16, 17], profesor fizyki teoretycznej w Wilnie oraz Krakowie. Weyssenhoff zetknął się z Einsteinem w Zurychu w latach 1916 i 1919. Drugie z tych spotkań miało wpływ na długoletnie zainteresowanie Weyssenhoffa teorią względności. W swoich wspomnieniach [18] Weyssenhoff tak opisał spotkania z Einsteinem w 1919 r.:

“Po dwóch z górą latach [Einstein] przyjechał znowu do Zurichu na dwumiesięczny cykl wykładów o obu teoriach względności w styczniu i lipcu 1919 r. Brał wówczas udział w konwersatoriach fizycznych (zwanym tam *Physikalisches Colloquium*), na którym byłem jednym z dwóch najgorliwszych referentów i wówczas, a szczególnie na wspólnych posiedzeniach w kawiarni miałem sposobność bliższego kontaktowania się z Einsteinem.”

Pierwsza z wileńskich prac Weyssenhoffa o teorii względności, będąca wstępem do dalszych jego badań w tej dziedzinie, zatytułowana “Komentarze do teorii względności I” [19] została ogłoszona w języku polskim ze streszczeniem niemieckim. Była ona pośrednią odpowiedzią na zarzuty Zaremby, chociaż nazwiska Zaremby i Infelda nie zostały w niej wymienione. W pracy tej Weyssenhoff określił swoje stanowisko metodologiczne.

Wyszedł z uwagi, że istnieją dwa sposoby precyzowania teorii fizycznych. Pierwszy z nich to aksjomatyzacja podstaw fizyki, wzorowana na aksjomatyzacji teorii matematycznych. Drugi sposób polega na możliwie konkretnym, naocznym ujęciu podstaw fizyki aż do najdrobniejszych szczegółów. Służy do tego podanie “doświadczeń idealnych” służących do pomiarów każdej nowowprowadzonej wielkości. Metoda ta ma charakter raczej analityczny niż syntetyczny, ale stanowi przygotowanie do ujęcia syntetycznego całości podstaw fizyki, może więc służyć do aksjomatyzacji podstaw teorii fizycznych, odpowiadających wymaganiom fizyków. W metodzie naocznej gra rolę intuicja, której rolę należy sobie uświadomić, gdyż w przeciwnym razie przy sformułowaniu matematycznym teorii można osiągnąć tylko pozory ścisłości, które są często bardziej niebezpieczne od przyznania się do pewnej, koniecznej na danym etapie nauki, nie wystarczającej precyzji.

Metodę naoczną Weysenhoff przyjął jako odpowiednią metodę badawczą dla fizyka i zastosował do teorii względności, podkreślając że jest to teoria stosująca się do zjawisk makroskopowych. Ponieważ teoria względności posługuje się czasoprzestrzenią jako pojęciem zasadniczym, Weysenhoff rozważał to pojęcie, wychodząc od współrzędnych Hilberta, mających tę własność że cztery współrzędne punktochwili  $x^1, x^2, x^3, x^4$  rozpadają się na dwie grupy, a mianowicie trzy współrzędne przestrzenne  $x^1, x^2, x^3$  i jedną czasową  $x^4$ . Aby te współrzędne przedstawić w sposób poglądowy, Weysenhoff rozważał obszar przestrzeni trójwymiarowej, wypełniony materią ciągłą. Wtedy współrzędne  $x^1, x^2, x^3$  są ogólnymi współrzędnymi krzywoliniowymi. Współrzędne te są przyporządkowane tej materii ciągłej w sposób ciągły i różniczkowalny. Tę materię Weysenhoff nazwał materią odniesienia, przy założeniu, że umiemy identyfikować jej punkty. Punkty są tu rozważane jako ekstrapolacja, powstająca przy nieograniczonym zmniejszaniu nadanych obszarów.

W każdym punkcie materii odniesienia, który nazywa się punktem przestrzennym, znajduje się “chronoskop”, wskazujący współrzędną  $x^4$  w ten sposób, że późniejszym chwilom odpowiadają większe  $x^4$ . Przy tym wskazania chronoskopów, znajdujących się dostatecznie blisko siebie (tzn. takich, których współrzędne przestrzenne mało się różnią), muszą mało różnić się od siebie. Zależność  $x^4$  od współrzędnych przestrzennych powinna być funkcją różniczkowalną. Próżnia uważana jest za graniczny przypadek nieskończenie rozrzedzonej materii lub wolne od ciał materialnych wydrążenie wewnątrz obszaru wypełnionego materią. O punktach i ich współrzędnych wewnątrz tego wydrążenia możnaby mówić, jeżeli przez tę próżnię można przesyłać sygnały świetlne, przebiegające między punktami materii odniesienia, leżącymi na powierzchni wydrążenia.

Zauważmy, że w omawianej pracy nie ma jeszcze mowy o pomiarach przestrzennych i czasowych, czasoprzestrzeni tej nie przypisano jeszcze struktury.

## 5. Praca Weysenhoffa o pomiarach składowych tensora metrycznego w szczególnej teorii względności

W dalszych swoich badaniach Weysenhoff rozważał przestrzeń posiadającą strukturę metryczną i zajął się zagadnieniem pomiarów składowych tensora metrycznego w szczególnej i ogólnej teorii względności. W drugiej pracy wileńskiej pt. “Poglądowość w teorii względności I. Współrzędne liniowe i składowe  $g_{ik}$  w szczególnej teorii względności” [20], stanął na gruncie szczególnej teorii względności. Praca ta stanowi pomost pomiędzy szczególną a ogólną teorią względności, gdyż uwidacznia podobieństwo tensora metrycz-

nego szczególnej teorii względności, sformułowanej w ogólnych współrzędnych liniowych do tensora metrycznego ogólnej teorii względności w ogólnych współrzędnych Einsteina.

Weysenhoff rozróżnił we wstępie do tej pracy trzy rodzaje współrzędnych:

- 1) współrzędne Einsteina  $x^1, x^2, x^3, x^4$ , będące ciągami czterech liczb, przyporządkowanych jedno-jednoznacznie punktochwilom,
- 2) współrzędne z materią odniesienia, w których współrzędna  $x^4$  oznacza czas mierzony chronoskopem, oraz
- 3) współrzędne czasoprzestrzenne właściwe, lub ortochroniczne wraz z materią odniesienia, gdy wskazania chronoskopów są tak zestrojone, że późniejszym chwilom w układach lokalnie geodetycznych odpowiadają większe  $x^4$ . Dla tych współrzędnych zachodzą warunki Hilberta

$$g_{11} > 0, \quad \begin{vmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{vmatrix} > 0, \quad \begin{vmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{vmatrix} > 0, \quad g_{44} < 0.$$

Aby te warunki uczynić pogładowymi, Weysenhoff rozważał je najpierw w szczególnej teorii względności. Wychodząc od zwykle rozważanych w szczególnej teorii względności "współrzędnych Galileusza"  $X, Y, Z, T$  w układzie inercjalnym o metryce  $(+, +, +, -)$ , mierzonych za pomocą sztabek mierniczych i zegarów ("chronometrów"), Weysenhoff wprowadził w tymże układzie inercjalnym współrzędne  $x^\mu$ , ( $\mu = 1, 2, 3, 4$ ) za pomocą nieosobliwej transformacji liniowej jednorodnej o współczynnikach stałych. Badał następnie interpretację nowych współrzędnych  $x^\mu$  i składowych tensora metrycznego  $g_{\mu\nu}(x^1, x^2, x^3, x^4)$  określonego w tych współrzędnych, pozostając w tym samym układzie inercjalnym. Składowe te są stałe, tzn. nie zależą od miejsca i czasu. Okazało się, że:

- 1) odległość  $\sigma$  dwóch punktów geometrycznych  $x^i, x^i + \Delta x^i$  jest dana przez formę kwadratową określoną dodatnio

$$\sigma^2 = \sum_{i,k} \gamma_{ik} \Delta x^i \Delta x^k, \quad i, k = 1, 2, 3$$

w szczególności, gdy oba punkty leżą na osi  $x^i$

$$\sigma_i = \sqrt{\gamma_{ii}} \Delta x^i.$$

Tensor metryczny  $\gamma_{ik}$  jest bezpośrednio związany z pomiarami długości i kątów;

- 1) składowe tensorów  $\gamma_{ik}$  i  $g_{ik}$  spełniają związek

$$\gamma_{ik} = g_{ik} - \frac{g_{4i}g_{4k}}{g_{44}};$$

- 3) przedział czasowy  $\Delta T$  mierzony chronoskopami (wskazującymi współrzędną  $x^4 \equiv t$  jest równy

$$\Delta T = \sqrt{-g_{44}} \Delta x^4.$$

Aby układ współrzędnych był ortochroniczny, tj. aby późniejszym chwilom  $T$  odpowiadały większe wartości  $x^4$ , musi być  $g_{44} < 0$ ;

4) składowe  $g_{i4}$  są związane z asymetrią prędkości rozchodzenia się światła w dwóch przeciwnych kierunkach wzdłuż osi  $x^i$

$$g_{i4} = cg_{44} \frac{c_i^+ - c_i^-}{2c_i^+ c_i^-}$$

gdzie  $c$  jest prędkością światła mierzoną we współrzędnych Galileusza,  $c_i^+$  i  $c_i^-$  są składowymi prędkości światła  $dx/dt$  w dwóch przeciwnych kierunkach wzdłuż osi  $x^i$ .

Przed wyprowadzeniem warunków Hilberta w szczególnej teorii względności, Weysenhoff przedyskutował proste przykłady. Oto dwa najprostsze z nich:

1) Układ synchroniczny

$$X = x - wt, \quad Y = y, \quad Z = z, \quad w = \text{const} > 0.$$

Nie jest to transformacja inercjalnego układu odniesienia do innego układu odniesienia, lecz wprowadzenie w tym samym układzie inercjalnym nowych współrzędnych. Prędkością punktu materialnego we współrzędnych  $X, T$  jest pochodna  $dX/dT$ , we współrzędnych  $x, t$  prędkością nazywamy pochodną  $dx/dt$ .

Gdy  $w < c$ , punktowi materialnemu spoczywającemu w układzie inercjalnym przypisuje się prędkości mniejsze od prędkości światła. Łatwo sprawdzić, że światło porusza się (gdy używamy współrzędnych  $x, t$  wzdłuż osi  $x$ ) z prędkościami  $|w + c|$  i  $|w - c|$  w kierunkach przeciwnych.

Gdy  $w > c$ , punktowi materialnemu, spoczywającemu w układzie inercjalnym musielibyśmy przypisać prędkość większą niż prędkość światła, nie jest to więc układ współrzędnych z materią odniesienia, choć pozostaje synchroniczny.

2) Układ współrzędnych współporuszający się z układem inercjalnym

$$X = x, \quad Y = y, \quad Z = z, \quad T = t - ax, \quad a = \text{const} > 0.$$

Współrzędne przestrzenne są takie same, nastawienie chronoskopów jest cofnięte proporcjonalnie do odległości od początku układu współrzędnych.

Gdy  $a < \frac{1}{c}$ , chronoskopy i chronometry wskazują zgodną "strzałkę" czasu. Prędkości światła  $c^+$  i  $c^-$  wzdłuż osi  $x$  wynoszą

$$c^+ = \frac{c}{1 + ac}, \quad c^- = \frac{c}{1 - ac}.$$

Światło rozchodzi się asymetrycznie w obu kierunkach. Układ jest układem właściwym.

Gdy natomiast  $a > \frac{1}{c}$ , chronoskopy w miejscach  $x > at$  mają bieg wskazań przeciwny niż chronometry. Układ jest niewłaściwy, nieortochroniczny, choć z materią odniesienia. Wówczas światło porusza się w jednym kierunku z dwiema różnymi prędkościami.

W dalszym ciągu Weyssenhoff otrzymał warunki Hilberta na to, aby układ współrzędnych był układem właściwym. W przypadku szczególnej teorii względności warunki te łatwo było wyprowadzić z żądania, aby układ współrzędnych miał materię odniesienia i aby był ortochroniczny.

Praca kończy się podaniem przepisów na mierzenie składowych tensora metrycznego w szczególnej teorii względności, polegających na tym, że w układzie inercjalnym:

1) ustawiamy spoczywający chronometr mierzący czas  $T$  i chronoskop mierzący współrzędną  $t$ . Porównanie wskazań chronometru  $\Delta T$  i sąsiedniego chronoskopu  $\Delta t$  wyznacza:  $\sqrt{-g_{44}}$ :

$$\frac{\Delta t}{\Delta T} = \sqrt{-g_{44}};$$

2) mierzymy prędkości światła w sześciu kierunkach wzdłuż osi i obliczamy "wektor asymetrii"

$$a_i = \frac{c_i^- - c_i^+}{2c_i^- c_i^+}.$$

Wtedy

$$g_{4i} = -g_{44} c a_i,$$

3) mierzymy spoczywającymi miarkami składowe przestrzennego tensora metrycznego  $\gamma_{ik}$ . Po ich zmierzeniu składowe  $g_{ik}$  tensora metrycznego otrzymuje się ze wzoru

$$g_{ik} = \gamma_{ik} + g_{44} c^2 a_i a_k.$$

## 6. Prace Weyssenhoffa o pomiarach w ogólnej teorii względności

Dokonawszy analizy pomiarów w szczególnej teorii względności, Weyssenhoff przeszedł w dwóch pracach, wykonanych w Krakowie, do zagadnienia pomiarów w ogólnej teorii względności. Pierwsza z tych prac nosiła tytuł "Pole metryczne i grawitacyjne" [21]. Polem metrycznym Weyssenhoff nazwał obszar czasoprzestrzenny z określoną w nim metryką, polem grawitacyjnym nazwał pole metryczne z określoną materią odniesienia, lub, wyrażając się w języku geometrii, z określoną wszędzie w tym polu kongruencją linii rodzaju czasowego. W takim polu można wykonać dowolną transformację współrzędnych

$$\xi^{i'} = \xi^{i'}(\xi^1, \xi^2, \xi^3),$$

$$\xi^{4'} = \xi^{4'}(\xi^1, \xi^2, \xi^3, \xi^4),$$

gdzie  $\xi^\mu$  oznaczają ogólne współrzędne einsteinowskie.

Weyssenhoff rozważał własności materii odniesienia, a w szczególności ruch jej małych trójwymiarowych obszarów względem układu lokalnie inercjalnego (jakim jest na przykład spadająca swobodnie i bezobrotowo winda), z przyjętymi tam nieskończenie małymi współrzędnymi liniowymi  $x^\mu$  transformującymi się liniowo jednorodnie. Badając ten ruch Weyssenhoff wprowadził tensor odkształcenia tej materii i rozłożył go na sumę części symetrycznej  $\epsilon_{ik}$  oraz części antysymetrycznej  $\omega_{ik}$ , związanej z obrotem materii odniesienia względem układu lokalnie inercjalnego. Wykazał, że

$$\omega_{ik} = \frac{1}{2} \frac{c}{\sqrt{-g_{44}}} \left\{ \frac{\partial a_k}{\partial x^i} - \frac{\partial a_i}{\partial x^k} - \left( a_i \frac{\partial a_k}{\partial x^4} - a_k \frac{\partial a_i}{\partial x^4} \right) \right\},$$

gdzie

$$a_i = g_{4i}/g_{44}.$$

Następnie udowodnił twierdzenie, że warunkiem koniecznym i dostatecznym na to, aby w całym rozważanym układzie współrzędnych można było wprowadzić współrzędne ortochroniczne, w których sygnały świetlne rozchodziłyby się symetrycznie, czyli aby w nich zachodził związek  $g_{i4} = 0$ , jest aby w tym obszarze tensor  $\omega_{ik}$  znikał. Niemożliwe jest wprowadzenie takich współrzędnych na przykład na obracającej się tarczy.

W drugiej pracy, zatytułowanej "Poglądowość w teorii względności. II. Pomiarы czasoprzestrzenne w polach grawitacyjnych" [22], Weyssenhoff zajmował się zagadnieniami i trudnościami związanymi z realizacją układów lokalnie inercjalnych i realizacją ruchów bezobrotowych. Zaczął od uwagi, że do pomiarów długości w układach współrzędnych inercjalnych i lokalnie inercjalnych (które nazwał pomiarami pierwszego rodzaju), niepotrzebne są miarki mające cechę sztywności. W układach tych nie działa pole grawitacyjne, nie ma więc w nich działań odkształcających te miarki, które mogłyby być sporządzone nawet z gumy (a nawet można by wykonać pomiar za pomocą miarek ciekłych, gdyż porcja cieczy, na którą nie działają siły zewnętrzne, przyjmuje postać kuli o określonym promieniu). W układach lokalnie inercjalnych można w małych obszarach czasoprzestrzennych mierzyć składowe tensora metrycznego w otoczeniu rozważanej punktochwili w sposób opisany w pracy [20] o pomiarach składowych tensora metrycznego w szczególnej teorii względności, a następnie przy pomocy wzorów transformacyjnych

$$\xi^\mu = x^\mu - \frac{1}{2} \left\{ \begin{matrix} \mu \\ \nu\rho \end{matrix} \right\} x^\nu x^\rho$$

przejść do dowolnego układu współrzędnych  $\xi^\mu$  i obliczyć w nim składowe tensora metrycznego.

Przejście do układu lokalnie inercjalnego odbywa się przez upuszczenie dostatecznie małego pudła (które gra rolę swobodnie spadającej windy) w ten sposób, aby nie wykonywało ono ruchu obrotowego. Kryterium na to, aby ruch był bezobrotowy, jest aby w obszarze pudła było z dostatecznym przybliżeniem  $\omega_{ik} = 0$ .

Pomiarów pierwszego rodzaju nie da się w rzeczywistości wykonać i są one możliwe tylko jako doświadczenia pomyślane. Pomiarы rzeczywiste mogą być wykonywane za pomocą miarek i zegarów spoczywających w polu grawitacyjnym. Weyssenhoff nazywa je pomiarami drugiego rodzaju. W tych pomiarach grają rolę własności sprężyste miarek i konstrukcja zegarów, a ich dokładną teorię można zbudować na podstawie relatywistycznej teorii sprężystości. W praktyce fizyk doświadczalny powinien umieć uwzględnić poprawki, jakie należy wprowadzić, aby wziąć pod uwagę wpływ pola grawitacyjnego na przyrządy miernicze. Zwykle te przyrządy są "w praktyce sztywne" i wspomniane poprawki można zaniedbywać.

Omawiana praca kończy się krytyką fałszywego, ale często podawanego w podręcznikach aksjomatu, że zegar poruszający się mierzy swój "czas własny". Aksjomat ten nie jest prawdziwy, gdyż przy dostatecznie dużych przyspieszeniach poruszającego się zegara jego bieg może ulec poważnemu zakłóceniu, lub nawet zegar może zostać zniszczony. Do zmierzenia czasu własnego poruszającego się ciała materialnego konieczna jest wielka liczba zegarów, z których każdy jest związany z układem inercjalnym, poruszającym się z prędkością równą prędkości ciała materialnego i umieszczony w sąsiedztwie punktu przestrzeni, przez który przechodzi ruchomy punkt materialny.

Wyniki prac Weyssenhoffa nad podstawami teorii względności rozpowszechnił duń-

ski fizyk Christian Møller, który zacytował je i skorzystał z nich przy opracowywaniu ósmego rozdziału swojego szeroko rozpowszechnionego podręcznika *The Theory of Relativity* [23], mającego kilka wydań (pierwsze w 1952 r.).

Na omówionych tu pracach Jana Weysenhoffa zakończyła się w Polsce dyskusja nad podstawami teorii względności w latach trzydziestych. W następnych latach polscy relatywiści wzięli udział w pracach nad bardzo wówczas aktualnym problemem wyprowadzenia równań ruchu cząstek z równań pola grawitacyjnego i nad relatywistyczną teorią cząstek spinowych (zob. np. [24–26]).

### Literatura

- [1] B. Średniawa, *Postępy Fizyki* **43**, 33 (1992).
- [2] J. Szarski, *Wiadomości Matematyczne* **5**, 15 (1962).
- [3] S. Zaremba, *Teoria względności wobec faktów stwierdzonych doświadczeniem i spostrzeżeniem*, Kraków 1922.
- [4] S. Zaremba, *Journal de mathem. pure et appliquée (IX)* **1**, 105 (1922).
- [5] S. Zaremba, *Scientia* **31**, 341 (1922).
- [6] S. Zaremba, *Mechanika teoretyczna*, t. I 1933, t. II 1939, Wyd. PAU Kraków, t. III w rękopisie, sygn. PAU I-220a w Krakowskim Oddziale PAN.
- [7] T. Banachiewicz, *Rocznik Astronomiczny Obserwatorium Krakowskiego* **2**, 1 (1923).
- [8] J. Rossignol, *Journal de physique* **33**, no 9 (1923).
- [9] L. Infeld, *Kordian, fizyka i ja*, Warszawa 1968, str. 181.
- [10] Informacja uzyskana przez autora niniejszego artykułu od prof. Jana Weysenhoffa.
- [11] S. Zaremba, *Bull. Soc. Math. de France* **52**, 596 (1924).
- [12] L. Infeld, *Sprawozdania i prace PTF* **3**, cz. I 5, cz. II 117 (1927).
- [13] W.v. Ignatowsky, *Phys. Zeits.* **12**, 779 (1911).
- [14] Ph. Frank, H. Rothe, *Ann. d. Phys.* **34**, 825 (1911).
- [15] K. Kraft, *Bull. Int. Acad. Cracovie, classe math.-nat., serie A*, 537 (1912), zob. też [1].
- [16] J. Rayski, B. Średniawa, *Acta Phys. Pol.* **B3**, No 3, III (1972).
- [17] B. Średniawa, *Postępy Fizyki* **23**, 463 (1972).
- [18] J. Weysenhoff, *Postępy Fizyki* **6**, 481 (1955).
- [19] J. Weysenhoff, *Spraw. i prace PTF* **3**, 295 (1928).
- [20] J. Weysenhoff, *Zeits. f. Phys.* **95**, 391 (1935).
- [21] J. Weysenhoff, *Bull. Acad. Pol. Sci., Classe math.-nat., serie A*, 252 (1937).
- [22] J. Weysenhoff, *Zeits. f. Phys.* **107**, 64 (1937).
- [23] C. Møller, *The Theory of Relativity*, Clarendon Press, Oxford 1952.
- [24] E. Infeld, I. Białyński-Birula, A. Trautman, *Leopold Infeld, His Life and Scientific Work*, ser. Polish Men of Science, red. E. Infeld, PWN, Warszawa 1978.
- [25] B. Średniawa, *Postępy Fizyki* **33**, 373 (1982).
- [26] B. Średniawa, *History of theoretical physics at Jagellonian University in XIXth and the first half of XXth century*, Zeszyty Naukowe UJ, Prace Fizyczne **24**, 1985, nakł. UJ, zob. rozdz. 8,9 i Appendix 6.



Wychodząc naprzeciw zainteresowaniom części młodzieży lubiącej fizykę i traktującej ten przedmiot jako swoje hobby, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk organizuje

## II OGÓLNOPOLSKI KONKURS UCZNIOWSKICH PRAC NAUKOWYCH Z FIZYKI

Konkurs ma charakter otwarty, co oznacza, że może w nim wziąć udział każdy uczeń szkoły średniej dowolnego typu. Dobór tematyki, jej poziomu trudności i metod badawczych pozostawia się wyłącznie inwencji uczestników. Prace mogą być zarówno teoretyczne jak i doświadczalne. Przy ocenie prac najważniejszymi czynnikami będą: własny wkład pracy Autora, jego sposób rozumowania i czytelność sposobu przedstawienia wyników.

Wszystkich zainteresowanych prosimy o przysłanie swych prac (w miarę możliwości w 2 egzemplarzach maszynopisu) do 31 marca 1993 r. na adres:

**Instytut Fizyki PAN  
(Konkurs Prac Naukowych)  
al. Lotników 32/46  
02-668 Warszawa**

Prace zostaną ocenione najpóźniej w pierwszej połowie maja 1993 r. Autorzy najlepszych opracowań zostaną zaproszeni na koszt organizatorów Konkursu (w terminach ustalanych indywidualnie) do Instytutu Fizyki PAN na krótkoterminowy staż naukowy, podczas którego będą mogli zapoznać się z pracami prowadzonymi w Instytucie i włączyć się do nich (z możliwością kontynuowania rozpoczętych badań w przyszłości).

W razie potrzeby prosimy zwracać się o dodatkowe informacje do Sekretarza Naukowego Konkursu (dr Waldemar Gorzkowski, Instytut Fizyki PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 437001 w. 373).

*Prof. dr hab. Jacek Kossut*  
Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Andrzej Szymacha

*Institut Fizyki Teoretycznej*  
*Uniwersytet Warszawski*  
*Warszawa*

### Jak uczyć szczególnej teorii względności

#### How to teach special relativity

*Abstract:* It is argued that introducing special relativity at the end of XX century could, and should, be quite different from how it was done historically. The proposed approach is based solely on the equivalence of inertial frames, with no reference to particular properties of electromagnetic waves. The approach is fully accessible to those students, who have not learned Maxwell theory yet. In order to fix a constant that appears, it is enough to know the Ampère law of forces.

Tradycyjne ujęcie wstępu do szczególnej teorii względności, oparte na specyficznej właściwości rozchodzenia się fal elektromagnetycznych (najczęściej mówi się po prostu o świetle) prowadzi do poważnych komplikacji dydaktycznych i metodologicznych. Teoria względności jest, wbrew pozorom, bardzo prosta i jest wskazane uczyć jej raczej wcześniej, na etapie, na którym uczeń (czy student) nie zna jeszcze wystarczająco dobrze elektrodynamiki Maxwella. W tej sytuacji nie jest on w stanie w pełni docenić historycznej argumentacji, w szczególności związku logicznego między doświadczeniem Michelsona-Morleya, a wnioskami jakie są z tego wyciągane. Celem poniższej pracy jest zasugerowanie, że teorii względności można uczyć prościej (i mam nadzieję, że z lepszym skutkiem) niż tradycyjnie, zupełnie bez powoływania się na światło i jego obserwowane własności. Taka możliwość uzasadnienia teorii względności jest wartością samą w sobie, dodatkową korzyścią takiego ujęcia jest pełnoprawna możliwość powoływania się na (łatwiejszą) teorię względności przy uczeniu podstaw (trudniejszej) elektrodynamiki! Jeszcze inną wartościową cechą proponowanego podejścia jest zrozumiała i oczywista w nim, z natury rzeczy, uniwersalność teorii względności w zastosowaniu do wszelkich zjawisk, nie tylko elektromagnetycznych.

Istotą teorii względności są związki między wskazaniem zegarów tworzących dwie niezależne grupy – zegary w każdej z grup są wzajemnie nieruchome, grupy mają pewną względną prędkość  $V$ . Dla naszych celów wystarczy ograniczyć się do rozważania zegarów

poruszających się wyłącznie w jednym wymiarze przestrzennym, będziemy zajmowali się ruchami wzdłuż jednej prostej. Każda z grup zegarów tworzy w istocie to co nazywa się inercjalnym układem odniesienia, pojęcie dawno temu zdefiniowane w klasycznej mechanice.

Teraz, pod koniec XX w., wiemy bardzo dobrze, iż przyroda dostarcza nieograniczonej wręcz liczby atomowych (czy ogólniej kwantowych) wzorców mogących służyć do zdefiniowania jednostki czasu i jednostki długości. Żadna taka konkretna definicja nie będzie nam potrzebna we wszystkich szczegółach, wystarczy wiedzieć że można ją sformułować w sposób jednakowo użyteczny we wszystkich możliwych do pomyślenia układach inercjalnych.

Zegary w jednej rodzinie są wzajemnie nieruchome, nie stwarzają one żadnej trudności pryncypialnej ze swą synchronizacją, czyli uzgodnionym początkiem odliczania czasu. Podobnie jak samo pojęcie układu inercjalnego, tak i zagadnienie synchronizacji nieruchomych zegarów należy koncepcyjnie do domeny fizyki klasycznej i musi być praktycznie rozwiązane zanim podejmie się jakikolwiek eksperyment dotyczący ruchu. Symetria przestrzeni wystarcza by, przynajmniej w zasadzie, w pełni adekwatnie kontrolować prawidłowość synchronizacji nieruchomych zegarów. Na przykład, gdyby dwa zegary nie były prawidłowo zsynchronizowane, to wynik pomiaru prędkości, powiedzmy cząstek  $\alpha$  z rozpadu radu, uzyskany elementarną metodą czasu przelotu od jednego zegara do drugiego, zależałby od tego, czy ruch cząstek  $\alpha$  odbywałby się w kierunku od pierwszego zegara do drugiego, czy odwrotnie.

Zgodne z całą sumą naszych doświadczeń jest przekonanie, że jeśli dwa zegary są zsynchronizowane w danym układzie, żaden prawidłowy pomiar w tym układzie nie wykaże nagle różnicy i na odwrót, jeśli *nie są*, to każdy eksperyment wykaże tę samą liczbowo wartość przesunięcia. Jest to prawda tak ogólna, że trudno nawet ją uzasadniać, trudno polemizować dopóki nie istnieją żadne przesłanki poddające tę zasadę w wątpliwość (jesteśmy tu w sytuacji takiej jak z niemożliwością zbudowania *perpetuum mobile* – racjonalnie jest wyznawać tę zasadę). Podobnie głęboką własnością czasu jest to, że różne zegary, niezależnie od ich konstrukcji i zasady działania (o ile któryś nie jest zepsuty), pozostając wzajemnie nieruchome, są stale ze sobą zgodne). To właśnie ta współbieżność pozwala oderwać pojęcie czasu (w wybranym układzie!) od konkretnego zegara. Tak rozumiane pojęcie czasu, mierzalnego przy użyciu dobrych, zsynchronizowanych zegarów (nieważne jakiego typu, bo wszystkie się nadają) jest proste, elementarne, intuicyjnie oczywiste i w gruncie rzeczy całkowicie klasyczne.

Interesujące jest zauważyć w tym miejscu, że próba zsynchronizowania *przez nas* zegarów względem nas ruchomych, choćby nawet wykonujących ruch jednakowy, próba oparta na argumentach symetrii musi zakończyć się niepowodzeniem. Wynika to stąd, że sama sytuacja obu zegarów jest względem nas niesymetryczna. Nawet jeśli ich ruch jest jednakowy, to i tak tylko jeden z nich jest na przedzie, a drugi go goni!

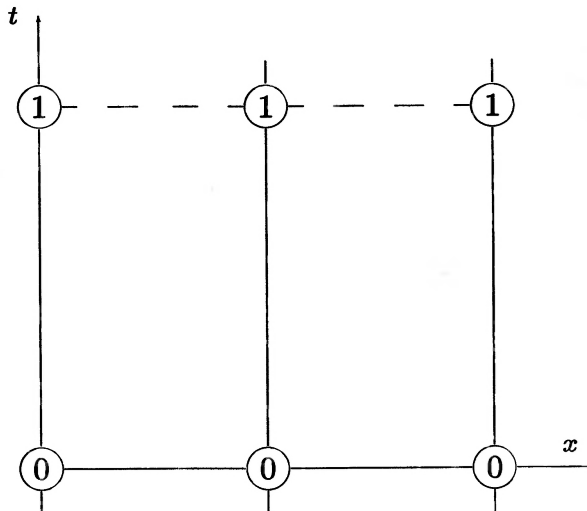
Co zatem można zrobić by wyznaczyć zachowanie zegarów (a prawie każdy układ fizyczny może, albo przynajmniej mógłby, być swoistym zegarem!) należących do jednej rodziny, opisywanych z punktu widzenia pomiarów dokonywanych z użyciem zegarów drugiej rodziny? Czy konieczne jest już sięgnięcie do trudnych, a precyzyjnych pomiarów, czy też daje się osiągnąć poważny postęp wyłącznie na drodze logicznego myślenia, z wykorzystaniem tych klasycznych argumentów symetrii o których tu już była mowa, ze

szczególną rolą Galileuszowej idei *traktowania wszystkich układów na równych prawach*?

W pracy tej pokażę, że można na takiej czysto dedukcyjnej drodze osiągnąć bardzo wiele, praktycznie całą teorię względności. Michelson i Morley nie będą do niczego potrzebni, nie wspomnimy też nawet o falach, czy jakichkolwiek szczególnych sygnałach. Po to, by nie wprowadzać niepotrzebnego zamętu, nie będę dla odróżnienia jednej rodziny zegarów od drugiej, używał częstych w tym kontekście słów “nieruchomy” i “poruszający się”, zamiast tego będę mówił o zegarach “okrągłych” i “kwadratowych”. Tak też będą one reprezentowane na diagramach.

Czasoprzestrzenne diagramy, o których wspomniałem będą naszym podstawowym narzędziem pracy. Niestety, i trzeba to powiedzieć na początku, by narysować taki diagram trzeba wyraźnie naruszyć jawną symetrię między rodzinami zegarów i zdecydować, czyje wskazania posłużą jako kartezjańskie współrzędne na tym diagramie. Cały nasz wysiłek pójdzie na zagwarantowanie, by faktyczne, fizyczne “traktowanie na równych prawach”, nie ucierpiało mimo tej *jawnej asymetrii*, wprowadzonej przez zastosowanie do prezentowania przestrzeni i czasu, dwuwymiarowej, *przestrzenno – przestrzennej* kartki papieru. Sytuacja jest tu trochę analogiczna jak przy przedstawianiu sześcianu na płaszczyźnie. Całkowicie równoważne w rzeczywistej przestrzeni, trzy krawędzie nie będą jednakowe na rysunku. Nie jest to nieszczęście, trzeba tę niewygodę zaakceptować, i uważać by nie dać się zwieść pozorom wizualnym.

Jeśli zdecydujemy się wybrać zegary “okrągłe” jako te, których położenia i wskazania odłożymy na osiach współrzędnych, to możemy narysować taki oto, samoobjaśniający się diagram (rys. 1). Dla wygody wysławiania, zegar o zerowej współrzędnej przestrzen-

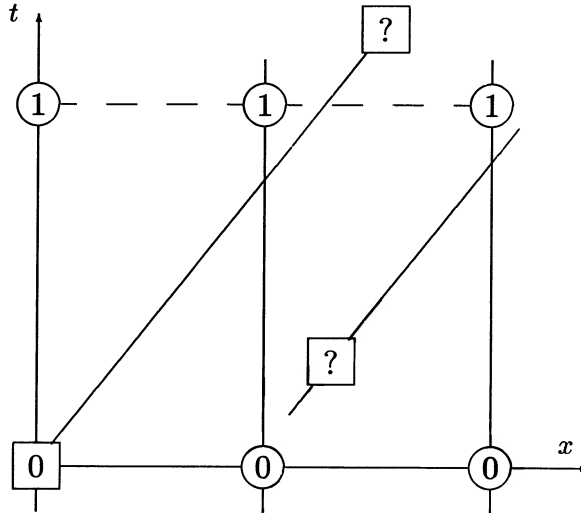


Rys. 1. Układ inercyjny

nej, ten od którego, mówiąc krótko, odmierzamy położenia innych okrągłych zegarów, nazwiemy “okrągłym zegarem-matką”. Powinniśmy wyobrazić sobie, że przestrzeń jest wypełniona mnogością zegarów. Gdy tylko cokolwiek się dzieje, jest w pobliżu zegar o dobrze określonej odległości od swego zegara-matki, dostarczający nam swe aktualne

wskazanie. To będzie “okrągły” czas danego zdarzenia.

Zegary kwadratowe poruszają się na tym diagramie wzdłuż linii pochyłonych ku osi czasu, z nachyleniem wyznaczonym przez prędkość względną  $V$  (rys. 2). Po to, by utrzy-



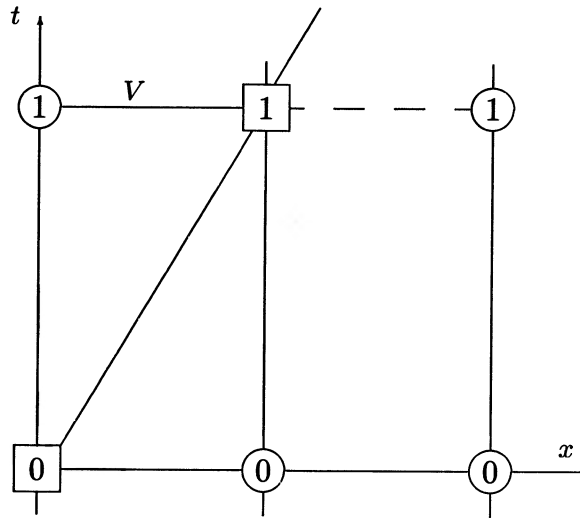
Rys. 2. Dwa układy inercjalne

mać symetrię, jak też i dla wygody, nazwiemy ten “kwadratowy” zegar, który mija się z okrągłym zegarem-matką, właśnie gdy ta pokazuje zero, “kwadratowym zegarem-matką”. Mając swobodę w wyborze wspólnego początku liczenia czasu dla całej klasy kwadratowych zegarów, ustawimy na kwadratowym zegarze-matce zero właśnie wtedy, gdy spotyka ona “matkę” okrągłą.

Jak dotąd wszystko było oczywiste, całkowicie klasyczne, zgodne z intuicją nawet najmniej wyrobionego umysłu. Pierwsze nietrywialne pytanie, w gruncie rzeczy jedyne istotne, na które wkrótce damy odpowiedź, dotyczy miejsca na tym diagramie, gdzie kwadratowy zegar-matka pokaże 1 s. Definicja sekundy jest ustalona (dla porządku przypomnę, że jest to 9 192 631 770 okresów wyznaczonych przez pewne konkretne przejście kwantowe w atomie cezu, tym atomie, który konkretnie siedzi w tym zegarze o którym mówimy), początkowe ustawienie zera jest też dobrze zdefiniowane. Miejsce na diagramie, gdzie dokona się 9 192 631 770-te “tyknięcie” wyznacza przyroda. Nam na pewno nie wolno się *umówić*, że sobie przyjmiemy sekundę tu, czy tam!. Możemy badać eksperymentalnie gdzie ta sekunda się dopełni, możemy także spekulować teoretycznie. To ostatnie na pewno jest tańsze, pójdźmy więc tą drogą.

Fizyka klasyczna, mówimy czasem newtonowska, miała oczywiście określony pogląd na tę sprawę. Przyjmowało się, i to tak jakoś bez pogłębionej dyskusji, że interesujące nas wydarzenie nastąpi na przecięciu dwóch linii:  $t = 1$  oraz  $x = Vt$  (rys. 3). Przyjmujemy, że prędkość jest  $V$ , zatem mijany okrągły zegar, pokazujący właśnie 1s, odległy jest od swego zegara matki o  $V$  metrów.

Fizyka relatywistyczna zaczyna się od podejrzenia, że kwadratowy zegar-matka (będący reprezentantem całej klasy zegarów z nim zgodnych, które mogą przebywać koło



Rys. 3. Istota fizyki newtonowskiej

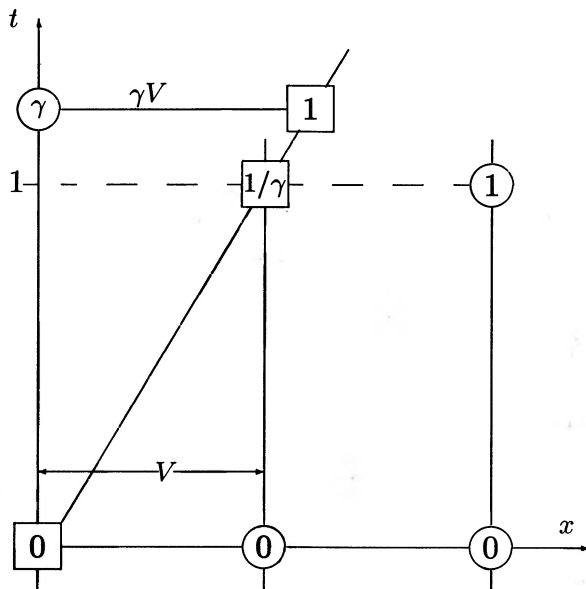
niego) nie zdoła skompletować wszystkich 9 192 631 770-ciu “tyknięć”, stanowiących jedną sekundę, do spotkania z okrągłym zegarem o współrzędnej  $V$  metrów, pokazującym  $t = 1$  s.

Jeśli to tak przedstawić, ewentualna rozbieżność między jednakowymi, dobrymi, starannie ustawionymi zegarami, ale wzajemnie ruchomymi, nie powinna wydawać się nienaturalna. Można sytuację, mówiąc obrazowo (tylko gwoli łatwiejszego zapamiętania) przedstawić tak, że gdy kwadratowy zegar matka wyrusza w podróż ku okrągłemu zegarowi odległemu o  $V$ , ten ostatni jest już na miejscu i “do roboty” ma tylko tykanie, podczas gdy nasz kwadratowy zegar matka musi i tykać i przemieszczać się. Być może, te obie rzeczy sobie “przeszkadzają”. Przyjmijmy więc, że kwadratowy zegar-matka skompletuje 9 192 631 770 tyknięć dopiero gdy dobiegnie do odległego o  $\gamma V$  metrów okrągłego zegara pokazującego  $\gamma$  sekund (rys. 4). Niech, broń Boże, nikt nie myśli, że tu przemyciłem znany mi *skądinąd* rezultat, do którego fizycy na przełomie poprzedniego i obecnego wieku doszli na zupełnie innej drodze. Ja nie zakładam, że  $\gamma$  jest na pewno różne od 1. Ja tylko zakładam rzecz najogólniejszą, że  $\gamma$  *jakiś jest*. W szczególności, logiczne rozumowanie, o ile taka byłaby prawda, mogłoby nas doprowadzić do wniosku, że  $\gamma$  musi być 1, a spekulacja o możliwości uogólnienia nie sprawdziła się.

Wydaje mi się, że jest fascynująca przygodą, mimo że odpowiedź znalezioną na zawilej drodze w przeszłości znamy, przebadać co *a priori* można powiedzieć o  $\gamma$  bez odwoływania się do jakichkolwiek niezwykłych doświadczeń, a jedynie na podstawie logicznego myślenia uwzględniającego wymóg *równoprawnego traktowania* obu rodzin zegarów.

Nie ulega wątpliwości, że  $\gamma$ , o ile w ogóle jest różne od 1, będzie funkcją prędkości  $V$ , poddaną jednemu ograniczeniu jasnemu od początku, że dla  $V = 0$ ,  $\gamma = 1$ . Naszym celem jest wyznaczenie  $\gamma(V)$ .

Skoro kwadratowa “matka” mija pewien zegar okrągły pokazujący  $\gamma$  gdy sama pokazuje 1, to na zasadzie proporcji wnioskujemy, że gdy pokazuje ona  $1/\gamma$  mijany przez



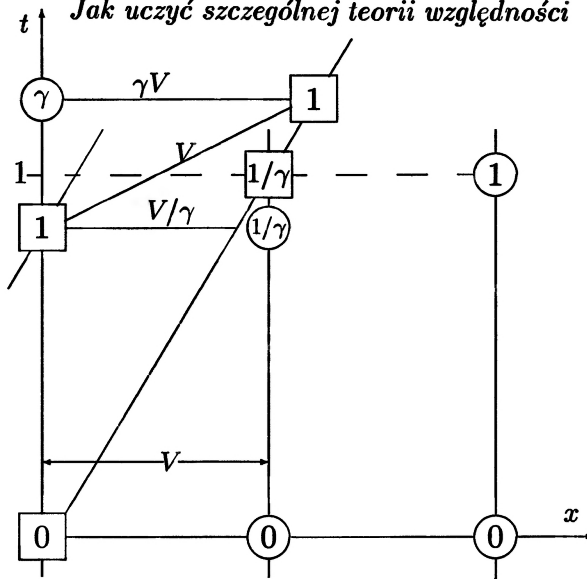
Rys. 4. Śmiało przypuszczenie

nią *jakiś* okrągły zegar pokaże 1 s i nastąpi to w odległości  $V$  (należy dodać że jest to odległość “okrągła”).

Na zasadzie symetrii musi tak być, że i “okrągła” matka, ( $x = 0$ ), gdy pokazuje  $1/\gamma$ , ( $t = 1/\gamma$ ), spotyka *jakiś* kwadratowy zegar pokazujący 1 s. Zegar ten, według pomiarów “kwadratowych”, musi z kolei być odległy od swej kwadratowej “matki” dokładnie o  $V$  metrów (w przeciwnym przypadku dla “kwadratowych” obserwatorów prędkość okrągłej matki nie byłaby  $V$ ).

Narysujmy więc ten “jakiś” kwadratowy zegar pokazujący 1 s (rys. 5), odległy o  $V$  od swej matki, w punkcie o “okrągłych” współrzędnych  $x = 0$  i  $t = 1/\gamma$ . Zegar ten będzie bezcenny w dalszych rozważaniach!

Zdobyte informacje pozwalają nam na wnioskowanie, że jeśli  $\gamma \neq 1$ , dwa inne nieoczekiwane efekty muszą mieć miejsce. *Jednoczesność* staje się względna! Istotnie, dwa momenty uchwycone w historii kwadratowych zegarów na rysunku, odbywają się w “kwadratowej” chwili 1, ale według zegarów okrągłych z którymi się mijają, są to chwile  $1/\gamma$  i  $\gamma$ . *Długość* także staje się względna. Wyobraźmy sobie, że nasze dwa kwadratowe zegary połączone są prętem. Jego długość, jak powiedzieliśmy, wynosi  $V$  (długość mierzona zwykłymi metodami między nieruchomymi, w ich układzie, zegarami). Dla obserwatorów “okrągłych” końce pręta są w ruchu. Co obserwator “okrągły” skłonny byłby nazwać długością *ruchomego* pręta? Dla wielu celów przydatne jest rozumienie długości jako odległości między miejscami w okrągłym układzie, gdzie o jakiejś, *ale jednej i tej samej* okrągłej chwili, przelatywały, odpowiednio, pierwszy i drugi koniec pręta. Niech ta chwila wybrana zostanie jako  $1/\gamma$ . Tylony koniec pręta mija w tej chwili okrągły zegar-matkę, jego początek (kwadratowa “matka”) mija w “okrągłej” chwili  $1/\gamma$  okrągły zegar odległy



Rys. 5. Egzekwowanie faktycznego równouprawnienia układów

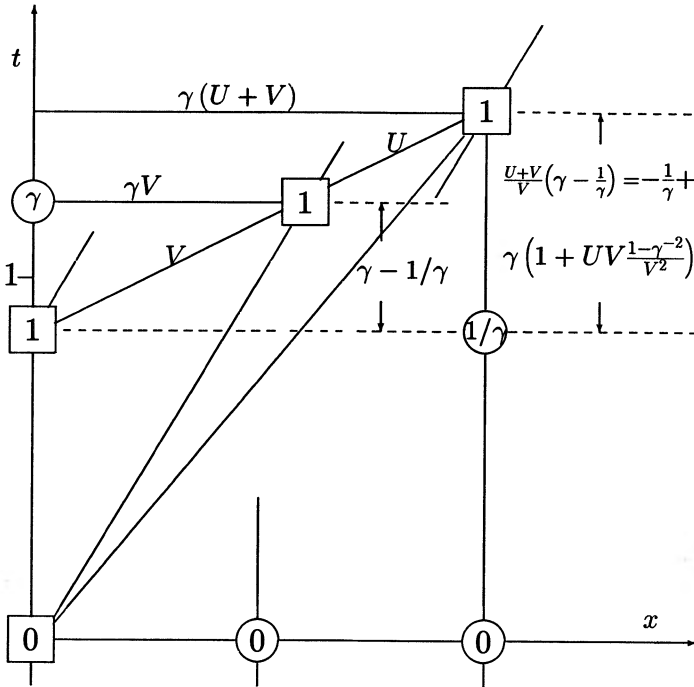
o  $V/\gamma$  (kwadratowa "matka" ma przecież prędkość  $V$ ). Pręt o długości "własnej"  $V$ , jawi się więc drugiemu obserwatorowi jakby miał długość  $V/\gamma$ ! Dylatacja czasu, nierównoczesność zdarzeń ocenianych jako równoczesne w innym układzie i kontrakcja długości "chodzą" więc razem. Jeśli  $\gamma = 1$ , wszystkie trzy efekty znikają, jeśli  $\gamma \neq 1$  występują wszystkie trzy.

Jak dotąd wszystko było łatwe. Ale ile równe jest  $\gamma(V)$ ? W celu uzyskania dalszych informacji o możliwej postaci  $\gamma(V)$  umieścimy na diagramie trajektorię pewnego ciała rozpoczynającego ruch w miejscu i chwili spotkania dwóch zegarów matek, a kończącego w chwili napotkania kwadratowego zegara odległego od swej matki o  $U$  metrów, pokazującego 1 s (rys. 6). Mówiąc zwyczajnie, ciało zaczyna ruch w początku układu (nie tylko kwadratowego, ale i okrągłego, bo właśnie wtedy one się mijają), kończy go po jednej sekundzie w odległości  $U$ , czyli ma, w układzie "kwadratowym", prędkość  $U$ . W tym "kwadratowym" układzie, zegar do którego właśnie dotarło wędrujące ciało i kwadratowy zegar, który był nam tak użyteczny, leżą po przeciwnych stronach zegara-matki na odcinku o łącznej długości  $V + U$ . Położenia wszystkich punktów tego odcinka, w "kwadratowym" czasie 1 s zaznaczone są na rysunku. Z twierdzenia Talesa wyznaczamy bez kłopotu boki trójkąta opartego na tym odcinku i o pozostałych bokach równoległych do osi współrzędnych. Pozwala to nam podać natychmiast prędkość ciała względem układu okrągłego. Jest to po prostu iloraz odpowiednich współrzędnych "okrągłych" odpowiadających zakończeniu ruchu nowego ciała. W teorii klasycznej prędkość ta równałaby się po prostu  $V + U$ . Na cześć tej odpowiedniości oznaczymy prędkość ciała względem "okrągłego" układu symbolem " $V + U$ ". Z rysunku odczytujemy

$$"V + U" = \frac{V + U}{1 + VU \frac{1 - \gamma^{-2}(V)}{V^2}}$$

Wyrażenie to nie jest symetryczną funkcją prędkości  $V$  i  $U$ , wydaje się też, że i fizyczna rola tych prędkości jest inna. O ile  $U$  można nazwać prędkością własną ciała, to  $V$  pełni rolę prędkości unoszenia.





Rys. 6. Dodawanie prędkości

Ale przecież możemy w pełni legalnie rozpatrywać ruch okrągłego zegara-matki z punktu widzenia naszego ciała, też definiującego pewien układ odniesienia. Prędkość względna jest oczywiście taka sama, ale role prędkości własnej i unoszenia ulegają odwróceniu! Wartość dana powyższym wzorem nie może więc ulec zmianie gdy zamienimy  $V$  na  $U$ , co jest możliwe wtedy i tylko wtedy gdy

$$\frac{1 - \gamma^{-2}(V)}{V^2} \equiv \frac{1 - \gamma^{-2}(U)}{U^2}.$$

Siła tego równania polega na tym, że jako czysto spekulatywne nie jest obciążone żadnym błędem pomiarowym! Ponadto, w przeciwieństwie do wielu wyników doświadczalnych, gdzie niedowiarek może podważać interpretację wiodącą do teorii względności, tu nie da się nic zakwestionować!!!, a wreszcie, musi ono być spełnione dla wszystkich wartości  $V$  i wszystkich wartości  $U$ ! Jest to możliwe oczywiście tylko wtedy, gdy każda ze stron równania jest w ogóle od prędkości niezależna, czyli jest pewną uniwersalną, od niczego niezależną stałą. Oznaczając ją literą  $C$ , mamy

$$\frac{1 - \gamma^{-2}(V)}{V^2} \equiv C.$$

a co za tym idzie

$$\gamma(V) = \frac{1}{\sqrt{1 - CV^2}} \quad \text{oraz} \quad "V + U" = \frac{V + U}{1 + CVU}.$$

Wartość  $C$ , jako stałej wymiarowej, zależy oczywiście od wyboru jednostek, nie może więc jej *wartość liczbowa* być wyznaczona z samych argumentów symetrii. Przynajmniej jedno porównanie z doświadczeniem jest niezbędne, ale to, że znaleźliśmy kompletną matematyczną postać  $\gamma(V)$ , a wraz z nią wszystkie interesujące związki między wielkościami kinematycznymi w dwóch układach, i to zasadniczo “z niczego”, ma ogromną wartość metodologiczną.

Aby rozstrzygnąć, czy świat jest relatywistyczny, czy nie, wystarczy zmierzyć jedną wielkość. Dziedzina fizyki nie ma znaczenia! Raz wyznaczone  $C$  obowiązuje wszędzie. Co więcej, znajomość wzorów przed przystąpieniem do analizy obserwowalnych efektów relatywistycznych, może stanowić znaczącą pomoc ku łatwiejszemu zaakceptowaniu przez nowicjusza zaskakujących konsekwencji szczególnej teorii względności; zapoznając się z tym czy innym efektem, młody człowiek już wie czego może się spodziewać.

I tak z wzoru na  $\gamma$  wynika, że można oczekiwać ograniczenia na prędkości ciał:  $V < 1/\sqrt{C}$ . Można więc przywołać wyniki pomiarów Bertozziego, wykonanych specjalnie dla celów dydaktycznych, w których mierzono prędkość elektronów przyspieszonych coraz to większą różnicą potencjałów. Kwadrat prędkości, po początkowo liniowym wzroście, zdecydowanie się stabilizuje, a krzywa na wykresie ma oczywistą asymptotę równą liczbowo  $1/C = 9 \cdot 10^{16} \text{ m}^2/\text{s}^2$  (tom 1 *Berkeleyowskiego Kursu Fizyki*).

Z wzoru na “dodawanie” prędkości odczytać łatwo, że nie cała prędkość unoszenia dodaje się do prędkości własnej: “ $V + U$ ”  $< V + U$ . Wyjaśnia to zadawalająco doświadczenia Fizeau, historycznie wcześniejsze od doświadczeń Michelsona–Morleya, itd, itd.

Bardzo pouczające może też być zastanowienie się nad oddziaływaniem prądu elektrycznego i poruszającego się równoległe ładunku. Uwzględniając pojawiającą się przy zmianie układu, zmianę odległości między ładunkami o czynnik  $\gamma$ , pokazuje się elementarnie (tak jak w podręczniku Purcella z *Berkeleyowskiego Kursu Fizyki*), że przewód obojętny elektrycznie w jednym układzie, staje się naładowany w innym. Efekt zawiera  $C$  jako mnożnik i opisuje idealnie prawo Ampère’a, o ile  $C/\epsilon_0 = \mu_0$ . Iloczyn  $\epsilon_0\mu_0$  został wyznaczony w połowie XIX w. i jest czymś pierwotniejszym niż jakakolwiek myśl o falach elektromagnetycznych. Relacja powyższa prowadzi do  $1/C = 9 \cdot 10^{16} \text{ m}^2/\text{s}^2$ .

Znając tę wartość możemy *przepowiedzieć*, sprawdzając wprawdzie, że “ $V + 1/\sqrt{C}$ ”  $\equiv 1/\sqrt{C}$ , iż  $1/\sqrt{C} = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$  jest prędkością niezmienniczą. Logicznie biorąc jest to rezultat teorii względności, a nie jej fundament!!!

Institute of Physics, Polish Academy of Sciences

## FIRST STEP TO NOBEL PRIZE IN PHYSICS

### First International Competition in Research Projects in Physics for Secondary School Students

Some of secondary school students interested in physics try to perform their own research works in physics. Sometimes their results are very interesting and valuable. Taking that into account the Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, has decided to organize the First International Competition in Research Projects in Physics for Secondary School Students.

Last year the Institute of Physics organized a similar competition for the Polish pupils only. The results surpassed our expectations so much so, that several of the papers submitted will be presented for publication. We hope that this year's 1st International Competition will prove equally fruitful.

#### General Rules:

1. All the secondary (high) school students regardless of the country, type of the school etc. are eligible for the competition. The only conditions are that the school cannot be considered as a university college and the age of the participant should not exceed 20 years on March 31, 1993.

2. The participants send their papers in two copies in English only by March 31, 1993 to

**Dr. Waldemar Gorzkowski**  
**Secretary General of the "FIRST STEP"**  
**Institute of Physics, Polish Academy of Sciences**  
**al. Lotników 32/46, (PL) 02-668 Warszawa**

Each paper should contain the name, birth date and home address of the Author and the name and address of his/her school.

3. There are no restrictions concerning the subject matter of the papers, their level, methods applied etc. All these are left to the participants' choice. The papers, however, have to deal with physics topics or topics directly related to physics.

4. Every participant can submit one or more papers but each paper should have only one author. The volume of each paper should not exceed 20 normal typed pages.

5. The papers will be refereed by the Organizing Committee and the best will be awarded. The number of awarded papers is not limited. All the awards will be considered equivalent. The Authors of the awarded papers will be invited to the Institute of Physics for one month's research stay. Expenses of the stay in Poland will be paid by the Institute of Physics (Unfortunately, the travel expenses to and from Poland cannot be paid by us).

We hope that our competition will provide the pupils with an opportunity to compare their own achievements with these of their colleagues from other countries. We hope also that the stay of young scientists in our Institute will result in friendly relationship between them, what seems especially valuable for the future.

On behalf of the Organizing Committee

*Prof. Henryk Szymczak*  
Director of the Institute of Physics

[Additional information can be obtained from Dr. Waldemar Gorzkowski

— phone: (022)435212; tlx: 812468 ifpan pl; fax: (022)430926; E-mail: gorzk@planif61.bitnet]

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

## XXI Europejska Konferencja na temat Oddziaływania Promieniowania Laserowego z Materią

W dniach 21–25 października 1991 r. odbyła się w Warszawie 21-sza Europejska Konferencja na temat oddziaływań promieniowania laserowego z materią (21st European Conference on Laser Interaction with Matter — 21st ECLIM) zorganizowana przez Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie. Europejska z nazwy, a faktycznie światowa ECLIM organizowana jest w odstępach mniej więcej półtorarocznych w kolejnych krajach europejskich prowadzących badania w zakresie oddziaływania intensywnego promieniowania laserowego z plazmą i w zakresie termojądrowej syntezy laserowej. Ostatnia ECLIM odbywała się w Schliersee koło Garching (RFN) w styczniu 1990 roku. W Polsce (w Ryń k. Warszawy) odbyła się ósma ECLIM w maju 1975 r., zapamiętana w środowiskach naukowych jako ważne spotkanie najwybitniejszych uczonych zajmujących się badaniami laserowo-plazmowymi.

Program 21-szej ECLIM obejmował trzy główne grupy zagadnień: synteza laserowa, fizyka oddziaływania promieniowania laserowego z plazmą i generacja promieniowania X w plazmie laserowej oraz problematyka laserów rentgenowskich.

Najnowsze wyniki eksperymentalnych badań syntezy laserowej przedstawili pracownicy laboratoriów w Stanach Zjednoczonych (LLNL w Livermore, LANL w Los Alamos, LLE Univ. of Rochester), Japonii (ILE w Osace) i we Francji (Centre d'Etudes de Limeil-Valenton). Szczególnie wiele ważnych prac pochodziło z ośrodków amerykańskich. W układzie laserowym Nova w LLNL uzyskano znaczny postęp w optymalizacji tzw. pośredniej syntezy laserowej z użyciem tarcz typu "hohlraum", w których implozja i grzanie sferycznej kapsuły z mieszaniną DT zachodzi pod wpływem promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy wytwarzanej laserem. Badania te wykonane wspólnie przez zespoły LLNL i LANL wskazują na możliwość uzyskania zapłonu i efektywnego spalania termojądrowego z użyciem projektowanego lasera Nova Upgrade o energii 1–2 MJ (wcześniej oceniono energię lasera niezbędną dla uzyskania dużego wydatku energii termojądrowej na 5–10 MJ). Szczegółowe wyniki amerykańskich badań laserowej syntezy pośredniej są nadal utajnione. W LLE (Univ. of Rochester) i w ILE (Osaka) opracowywano różne metody poprawy warunków realizacji laserowej syntezy bezpośredniej (implozja i grzanie tarczy sferycznej bezpośrednio promieniowaniem laserowym). W szczególności pracowano nad poprawą jednorodności oświetlenia tarczy, poprawą symetrii tarcz i nad kształtowaniem impulsu laserowego.

Wielkie eksperymenty syntezy laserowej skorelowane są z programami badań teoretyczno-symulacyjnych. Na 21-szej ECLIM oprócz wyników tych badań, uzyskiwanych w ośrodkach realizujących eksperymenty syntezy laserowej, przedstawiono także wiele interesujących prac teoretyczno-obliczeniowych dotyczących optymalizacji syntezy laserowej wykonanych w innych ośrodkach (w szczególności: w FIAN w Moskwie, w DE-NIM w Madrycie, w Politechnice Teikyo w Chiba (Japonia)).

Część badań oddziaływania promieniowania laserowego dużej mocy z plazmą w części ukierunkowana jest na optymalizację syntezy laserowej. W LLE w Rochester badano ostatnio stymulowane rozproszenie Ramana, filamentację i rozwój niestabilności Rayleigha-Taylor'a, a w LLNL badano wpływ gradientu koncentracji plazmy na trzyfalowe sprzężenia parametryczne dla warunków występujących w syntezie laserowej. Problematyce niestabilności parametrycznych, a w szczególności efektom nieliniowym związanym z rozwojem tych niestabilności, poświęcono również wiele uwagi.

Badania promieniowania rentgenowskiego generowanego w plazmie wytwarzanej laserem, zastosowania tego promieniowania oraz tematyka laserów rentgenowskich były szeroko omawiane na 21-szej ECLIM. Najwięcej prac dotyczyło teoretyczno-numerycznych i eksperymentalnych badań warunków uzyskiwania w plazmie laserowej inwersji obsadzeń poziomów atomowych, których deekscytacja następuje przez emisję promieniowania rentgenowskiego lub ultrafioletowego. Większość z tych prac pochodzi z laboratoriów angielskich, francuskich i niemieckich. Przedstawiono również konkretne rozwiązania laserowo-plazmowych źródeł promieniowania rentgenowskiego dla różnych zastosowań.

Tradycyjnie w programie 21-szej ECLIM uwzględniono także pewną liczbę prac wiążących się z profilem naukowym tej konferencji, ale dotyczących zagadnień, które mogą być przedstawiane również na sympozjach lub konferencjach o innym zakresie merytorycznym. Były to prace obejmujące następujące zagadnienia: oddziaływania promieniowania laserowego z materią przy bardzo dużych gęstościach mocy ( $> 10^{15}$  Wcm<sup>-2</sup>), różne zastosowania plazmy wytwarzanej laserami, aparatura pomiarowa, fizyka i technika laserów oraz technologia tarcz stosowanych w eksperymentach laserowo-plazmowych.

Spośród polskich laboratoriów, najwięcej prace przedstawili pracownicy Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy — organizatora ECLIM. Dotyczyły one badań plazmy laserowej w silnym zewnętrznym polu magnetycznym, własności plazmy wytwarzanej z materiałów o dużej liczbie atomowej  $Z$  oraz aparatury pomiarowej, laserów i technologii tarcz. Spośród innych krajowych ośrodków, kilka prac dotyczących technologicznych zastosowań laserów zgłoszono z Instytutu Maszyn Przepływowych PAN, interesujący wykład prof. Z. Białynickiej-Biruli na temat kolektywnych wzbudzeń atomowych pod wpływem promieniowania laserowego dużej mocy oraz praca na temat optymalizacji mocy w laserach zgłoszone zostały przez Instytut Fizyki PAN, a dwie prace z IPJ (metody diagnostyczne i model propagacji ultrakrótkich impulsów laserowych w plazmie). Przedstawiono także kilka prac teoretycznych zrealizowanych przez polskich naukowców pracujących za granicą.

Omawiana konferencja potwierdziła obserwowany od kilkunastu lat gwałtowny rozwój badań oddziaływań laserów dużej mocy z materią i znaczny postęp w opracowaniu warunków efektywnej realizacji laserowej syntezy termojądrowej. Przedstawiono nowe wyniki badań zjawisk fizycznych w plazmie laserowej oraz możliwości uzyskania dodatniego bilansu energetycznego w termojądrowych instalacjach laserowych, których uruchomienie przewiduje się za 8 — 10 lat. Wskazuje to na utrzymującą się konkurencyjność syntezy laserowej w stosunku do syntezy realizowanej w układach typu tokamak. W czasie trwania konferencji potwierdzona została także niezwykła "płodność" badań laserowo-plazmowych w zakresie stymulowania różnych nowych kierunków badań i zastosowań technicznych. Obecnie najważniejszymi, w zasadzie usamodzielniającymi się tego rodzaju kierunkami są: problematyka laserowo-plazmowych źródeł promieniowania rentgenowskiego łącznie z laserami rentgenowskimi i oddziaływania z materią subpikose-

kundowych impulsów laserowych przy wielkich gęstościach mocy ( $> 10^{16}$  Wcm<sup>-2</sup>).

W 21-iej ECLIM udział wzięło ok. 170 uczestników z kilkunastu krajów. Poza Polską najwięcej uczestników było z dawniejszego ZSRR (29), USA (16), Francji (16), Niemiec (13), Anglii (7), Czecho-Słowacji (5) i Japonii (5). Wygłoszono 26 wykładów i 30 komunikatów, przedstawiono ok. 100 plakatów.

Materiały naukowe 21-szej ECLIM wydrukowane będą w specjalnym wydawnictwie IFPiLM, a także w oddzielnym tomie czasopisma *Laser and Particle Beams* wydawanego przez Cambrige University Press (pod redakcją Prof. H. Hory).

*Jerzy Wołowski*

Instytut Fizyki Plazmy  
i Laserowej Mikrosyntezy, Warszawa

## Fizyka w Medycynie – Sympozjum z okazji 70-lecia powstania Katedry Biofizyki Akademii Medycznej w Poznaniu

Katedra Biofizyki Akademii Medycznej w Poznaniu obchodziła 6 grudnia 1991 r. 70-lecie swej działalności. Z tej okazji odbyło się okolicznościowe Sympozjum pt. „Fizyka w Medycynie”. Otwierając Sympozjum, J.M. Rektor, prof. Antoni Pruszewicz uwydatnił stale wzrastającą rolę jaką fizyka spełnia w działalności medycznej i w kształceniu lekarzy. To ostatnie zagadnienie nie znajduje niestety należytego zrozumienia w części środowiska akademickiego.

Na program Sympozjum złożyły się referaty: „70-lecie Katedry Biofizyki AM w Poznaniu” — doc. dr Andrzej Pilawski, „Działalność naukowa i dydaktyczna w Katedrze” — prof. dr hab. Feliks Jaroszyk, „Fizyka w Medycynie” — prof. Józef Terlecki i prof. Maciej Gembicki. Po referatach odbyła się dyskusja okrągłego stołu — prowadzący prof. Bolesław Turczyński.

Doc. dr A. Pilawski — wieloletni i wielce zasłużony pracownik Katedry (były asystent prof. S. Kalandyka) nawiązując do rocznicy jej utworzenia scharakteryzował sylwetkę prof. Stanisława Kalandyka. Stworzył on Katedrę Fizyki na Wydziale Lekarskim, jako pierwszą tego typu w Europie, w grudniu 1921 r. A zatem ma ona bogate, nie przez wszystkich doceniane tradycje. Prowadzono w niej zajęcia z fizyki — wykłady i ćwiczenia — dla studentów medycyny (240 godzin), studentów Studium Wychowania Fizycznego i Wydziału Rolniczo-Leśnego. Kalandyk był autorem podręcznika: *Podręcznik Fizyki dla medyków i biologów*, wydanego w Poznaniu w 1934 r. Prace naukowe poświęcone były głównie badaniom procesów jonizacyjnych i spektralnych w płomieniu i eksplozjach oraz emisji termojonowej metali (platyny i wolfranu) w atmosferze gazów z grupy halogenów a także tlenu i wodoru. W pracach tych uczestniczyli współpracownicy Kalandyka: Leon Kozłowski, Piotr Jerz, Tadeusz Tucholski (zginął w Katyniu), Marian Sasiadek (po wojnie profesor Politechniki Wrocławskiej). W październiku 1939 r. prof. S. Kalandyk zostaje aresztowany i w styczniu 1940 r. zamordowany przez hitlerowców. Katedra zostaje zlikwidowana przez okupanta, jednak jej działalność jest kontynuowana na Tajnym Uniwersytecie Ziemi Zachodnich. W Warszawie w nauczaniu fizyki studentów medycyny bierze udział dr Mikołaj Wojciechowski (zginął bez wieści), asystent prof. Kalandyka.

Jeszcze trwały w Poznaniu walki o cytadelę w lutym 1945 r., kiedy Uniwersytet Poznański zorganizował się od nowa. W dawnych pomieszczeniach Collegium Medicum, w znacznej części zniszczonych, tworzona była od podstaw Katedra Fizyki Lekarskiej (taką przyjmuje nazwę). Katedrą tą kierują od r. 1946 prof. Cezary Pawłowski, po nim do r. 1950 dr wszech nauk lek. Józef Konarski (były asystent prof. Kalandyka). Od 1950 r. kierownictwo Katedry przyjmuje adiunkt Andrzej Pilawski, i kieruje Katedrą do przejścia na emeryturę w r. 1980. W latach 1980–82 kieruje Katedrą dr Bolesław Kędzia, a po nim doc. (obecnie profesor) Feliks Jaroszyk. W ramach Katedry działa w latach 1965–71 Zakład Radiobiologii kierowany przez doc. Tadeusza Rudnickiego, a od r. 1982 działa Zakład Optometrii kierowany przez doc. Bolesława Kęzię.

W Katedrze prowadzone są zajęcia (wykłady, ćwiczenia laboratoryjne oraz seminaria) dla studentów medycyny, stomatologii i farmacji (łącznie ok. 600 studentów). Od 1950 r. nauczanie zostaje bardziej ukierunkowane na potrzeby medycyny. Wprowadza się ćwiczenia seminaryjne dotyczące diagnostyki i terapii rentgenowskiej, akustyki i optyki fizjologicznej a także elektro- i światłolecznictwa. Opracowano odpowiednie skrypty.

W r. 1966 w ramach reformy studiów Katedra przyjmuje nazwę Katedra Biofizyki a przedmiot nauczania — biofizyka. Program nauczania (opracowany w Poznaniu) został jeszcze bardziej przystosowany do potrzeb medycyny. Zamiast systematyki fizycznej (mechaniki, ciepło, elektryczność, optyka, atomistyka) z okazjnym nawiązywaniem do zastosowań w medycynie, wprowadza się systematykę opartą na hierarchii struktur biologicznych w interpretacji biofizycznej (tzn. biopolimery, komórka, tkanka, organizm, organizm a otoczenie). Pod tym kątem reformuje się także ćwiczenia laboratoryjne i seminaria, wprowadza się nowe często oryginalne ćwiczenia na materiałach biologicznych. Powstał także podręcznik Podstawy Biofizyki pod redakcją A. Pilawskiego z udziałem dziesięciu autorów z różnych uczelni. Od r. 1973 do 1985 PZWL wydało 4 wydania — łącznie 80 000 egzemplarzy.

Równoległe z działalnością dydaktyczną rozwija się w Katedrze działalność badawczo-naukowa. Jak przedstawił w swoim referacie prof. F. Jaroszyk, w działalności badawczej można wyróżnić kierunki: metody pomiarowe w fizyce i medycynie, fizykę ciała stałego (ferroelektryki), właściwości fizyczne substancji biologicznych (DNA, kolagen) i wpływ na nie czynników fizycznych, psychofizykę słuchu i wzroku, dydaktykę fizyki i biofizyki. W Zakładzie Radiobiologii badano działanie biologiczne małych dawek promieniowania jonizującego oraz ich względną skuteczność biologiczną. W Zakładzie Optometrii prowadzi się badania z dziedziny optyki fizjologicznej.

Ogłoszono ponad 250 publikacji, z tego 30 w renomowanych czasopismach zachodnich. Ponad 20 pracowników Katedry uzyskało stopień doktora, 4 habilitowało się, 8 uzyskało tytuł profesora a 5 docenta. Prof. F. Jaroszyk przedstawił także nowe kierunki w dydaktyce, wprowadzenie dalszych ćwiczeń laboratoryjnych o charakterze biofizycznym oraz informację o przygotowaniach Katedry do prowadzenia seminariów na IV roku medycyny z zastosowania metod fizycznych w diagnostyce i terapii medycznej, w szczególności nowoczesnych metod obrazowania.

Prof. J. Terlecki zwrócił uwagę na główne kierunki zastosowania fizyki w medycynie: usługowy, wykorzystujący zdobycze fizyki (ultradźwięki, lasery, rezonanse magnetyczne itd.) do celów diagnostycznych i terapeutycznych oraz poznawczy, pogłębiający znajomość struktur biologicznych także znajomość funkcji jakie mają do spełnienia w organizmach. Referent ustosunkował się również do coraz większej popularności nienaukowych,

paramedycznych, irracjonalnych metod stosowanych poza oficjalną medycyną. Stąd wynika potrzeba nadania medycynie podstaw bardziej naukowych, w tym główną rolę może odegrać fizyka.

Prof. M. Gembicki ustosunkował się do zastosowań fizyki w medycynie jako lekarz. Nie można przecenić roli jaką fizyka ma tu do spełnienia. Przedstawił kilka nowoczesnych metod diagnostycznych opartych na zastosowaniu fizyki. Zwrócił także uwagę na zagrożenia, które towarzyszą zastosowaniu fizyki w medycynie jak i w innych dziedzinach życia, np. w energetyce jądrowej (Czarnobyl) i broni jądrowej.

W dyskusji okrągłego stołu rozwijano bardziej szczegółowo problemy poruszane w referatach. Przede wszystkim zwrócono uwagę na fakt, że wielorakość zadań jakie fizyka ma do spełnienia w medycynie pozwala wyróżnić pewne kierunki: fizyka medyczna, inżynieria biomedyczna, biofizyka, biofizyka medyczna, biofizyka ekologiczna, biocybernetyka. Wszystkie one mają do spełnienia niejako dwa zadania, jedno pragmatyczne (zastosowania w diagnostyce, terapii, profilaktyce) drugie poznawcze – poznanie struktur biologicznych oraz ich funkcji; ostatnio termodynamika procesów nieodwracalnych pozwala głębiej poznać istotę życia i jego rozwój (synergetyka, struktury dysypacyjne).

Omawiano także zasady współpracy badawczej lekarzy i fizyków. Trudno tu nie raz o wspólny język, wynika to często z obustronnych braków w wiedzy w nie swojej specjalności. Stąd konieczność doksztalcania oraz partnerskiej współpracy.

Omówiono także rolę fizyki w kształceniu lekarzy. Świadome i wręcz niezbędne korzystanie z nowoczesnych metod diagnostycznych i terapeutycznych wymaga ze strony lekarza znajomości ich fizycznych podstaw, nie pomijając poznawczej roli fizyki poszerzającej horyzonty wiedzy o świecie, zwłaszcza ożywionym. Niestety zagadnienia te nie znajdują dostatecznego zrozumienia w kształtowaniu nowoczesnych programów kształcenia lekarzy. Przeznaczenie 15 godzin wykładów na biofizykę, jak to występuje na niektórych uczelniach, świadczy o dyletanckim, wręcz lekceważącym stosunku do przedmiotu. Świadczy to, zwłaszcza w świetle rozwoju nauk przyrodniczych, że niektóre środowiska pozostają na poziomie wiedzy sprzed co najmniej kilkudziesięciu lat. W dyskusji stwierdzono konieczność szerszego propagowania obecności fizyki w medycynie, również w nauczaniu, głównie przez ściślejszą współpracę z klinikami.

*Feliks Jaroszyk*

Katedra Biofizyki

Akademia Medyczna, Poznań

## VII Międzynarodowa Szkoła Zimowa Nowych Osiągnięć w Fizyce Ciała Stałego

W dniach 24–28 lutego 1992 r. w Mauterndorfie koło Salzburga (Austria) odbyła się kolejna Zimowa Szkoła Fizyki Ciała Stałego, tym razem poświęcona nowym koncepcjom w fizyce niskowymiarowych układów elektronowych. Tematyka układów o zmniejszonej wymiarowości już kilkakrotnie była przedmiotem szkół w Mauterndorfie, i podobnie jak poprzednio, organizatorom udało się zaprosić jako wykładowców badaczy światowej sławy. Zajęcia Szkoły prowadzone były w postaci mniej więcej jednogodzinnych wykładów



lub krótszych komunikatów o bardzo blisko związanej tematyce, połączonych w grupy. Oprócz wykładów, przez cały czas trwania Szkoły przedstawiane były krótkie komunikaty w postaci plakatów.

Wiodącymi tematami Szkoły były w tym roku: krystalizacja Wignera, nanostruktury i badania układów zawierających SiGe. Badania oddziałującego gazu elektronowego w obszarze niskich temperatur, niskich gęstości i silnych pól magnetycznych wydają się prowadzić do coraz lepszego zrozumienia zjawisk związanych z tzw. ułamkowym kwantowym efektem Halla. Jednak obecność nawet niewielkiego nieporządku powoduje ogromne trudności w określeniu własności układu, w tym także określeniu przejść pomiędzy tzw. nieściśliwą cieczą Laughlina a indukowanym przez pole magnetyczne kryształem Wignera. Obecność nieporządku powoduje mianowicie, iż zamiast idealnego kryształu Wignera powstaje układ częściowo tylko uporządkowany o domenowej strukturze, nazywany niekiedy szkłem Wignera. Pomimo iż w trakcie trwania Szkoły przedstawiono kilkanaście referatów na tematy związane z krystalizacją Wignera, panelowa dyskusja podsumowująca zakończyła się bez wyraźnych konkluzji. Warto zwrócić uwagę na znaczący spadek zainteresowania tzw. całkowitym kwantowym efektem Halla, mimo iż z teoretycznego punktu widzenia wiele problemów związanych z tym tematem pozostało nierozstrzygniętych.

Drugim z tematów było wytwarzanie i modyfikowanie układów półprzewodnikowych o atomowej skali i precyzji. Szczegółne wrażenie zrobiły demonstracje możliwości wykorzystania skaningowego mikroskopu tunelowego do badania i manipulowania atomowych i elektronowych własności powierzchni.

Przedstawianie osiągnięć związanych z niskowymiarowymi układami opartymi na złączach Si/SiGe, obok omawiania podstawowych własności elektronowych i optycznych objęła też praktyczne zastosowania. Związane jest to z faktem, że otwierając drogę do nowej fizyki (zmiana struktury pasmowej materiałów, efekty naprężeń itd.) układy wykorzystujące SiGe pozostają w głównym nurcie aktualnej technologii półprzewodnikowej. W trakcie wykładów przedstawiono przykłady gotowych elementów elektronicznych opartych na układach warstwowych z SiGe, np. tranzystory (MOSFET, MODFET, HEMT), rezonansowe diody tunelowe, fotodetektory i diody elektroluminescencyjne. Przedstawiający referaty, zastrzegając się, że choć ruchliwość nie jest jedyną i najważniejszą cechą charakteryzującą uzyskane przez nich struktury, nie powstrzymali się jednak od wzajemnej licytacji, imponujących zresztą wyników (do  $175000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ !).

Położony w Alpach Salzburskich Mauterndorf jest miejscowością niezwykle malowniczą, szczególnie w zimowej scenerii. Termin Szkoły przypada na szczyt sezonu narciarskiego, nic więc dziwnego, że godziny wykładów dobrane były tak, aby umożliwić uczestnikom przynajmniej częściowe wykorzystanie licznych wyciągów i stoków. Tradycyjnie, Szkoła uwieńczona została zawodami narciarskimi, rozgrywanymi w kategoriach indywidualnych i zespołowych. Niestety, ze względu na ominięcie bramki przez jednego z zawodników, drużyna polska nie została sklasyfikowana.

*Paweł Sobkowicz*

Instytut Fizyki PAN, Warszawa

## RECENZJE

**Jan Przedmojski: Rentgenowskie metody badawcze w inżynierii materiałowej, WNT, Warszawa 1990, s. 183, cena 15.000 zł.**

Czytając tę książkę widzi się, że Autor jest znawcą rentgenowskich metod badania struktury materiałów. W omówieniu poszczególnych zagadnień widać wieloletnie doświadczenie dydaktyczne nauczyciela akademickiego. Stąd książka Jana Przedmojskiego powinna być przeznaczona przede wszystkim dla osób pragnących samodzielnie rozpocząć stosowanie metod rentgenowskich oraz dla studentów fizyki, chemii, geologii i niektórych wydziałów politechnicznych. Recenzowana pozycja jest przede wszystkim podręcznikiem, pozwalającym zapoznać się w sposób ogólny z prawie wszystkimi najczęściej stosowanymi metodami rentgenowskimi. Do przyswojenia jej treści nie jest wymagana znajomość matematyki, fizyki i chemii wykraczająca poza zakres wykładany dla studentów szkół wyższych.

Chcąc napisać podręcznik zawierający możliwie szeroki wachlarz współczesnych metod rentgenografii, należy dokonać należytego wyboru jego treści i selekcji materiału, tak jednak by czytelnik zrozumiał podstawowe założenia metody, jej możliwości badawcze i nabral zainteresowania do dalszego studiowania. Wszystkie te wymagania spełnia książka Jana Przedmojskiego. Z tego też względu można ją polecać wszystkim, którzy pragną zajmować się rentgenografią.

Książka zawiera 12 rozdziałów. W rozdziale pierwszym przedstawiono podstawowe elementy z zakresu krystalografii, bez których znajomości jest niemożliwe stosowanie metod rentgenowskich. W dwóch następnych rozdziałach omówione są podstawy fizyki promieni rentgenowskich, ich oddziaływanie z materią, łącznie z dyfrakcją i interferencją promieni rentgenowskich na kryształach i ciele bezpostaciowym. W kolejnych rozdziałach przedstawione są metody badania materiałów w mono- i polikrystalicznych, tj. metoda Lauego, obracanego i oscylującego kryształu, ilościowa i jakościowa analiza fazowa, wyznaczenie wielkości kryształitów, uporządkowania w roztworach, precyzyjny pomiar stałych sieciowych, analiza tekstur, zagadnienia związane z rentgenowską topografią, metody rentgenografii nisko- i wysokotemperaturowej. Książka kończy się omówieniem wykorzystania metod rentgenowskich do badania ciekłych kryształów. Zagadnienie to w ujęciu podręcznikowym jest po raz pierwszy opisane w literaturze krajowej.

Każdy rozdział książki kończy się wykazem specjalistycznej literatury, który umożliwia czytelnikowi szersze zaznajomienie się z interesującą go metodą. Zaletą przedstawionego wykazu literatury jest to, że w większości jest ona dostępna w kraju zarówno w bibliotekach szkół wyższych jak i w instytutach resortowych. Uważam jednak, że w następnych wydaniach powinna ona być uzupełniana o nowe pozycje ukazujące się na rynku krajowym, zarówno jako wydania uczelniane jak i ogólnokrajowe. Dla przykładu książka: Z. Bojarski, E. Łągiewka *Rentgenowska analiza strukturalna*, PWN 1988 nie jest cytowana przez Autora.

Bardzo przydatne dla samodzielnego studiowania książki *Rentgenowskie metody badawcze w inżynierii materiałowej* byłoby wzbogacenie każdego rozdziału o zestaw kilku pytań kontrolnych lub zadań z odpowiedzią. Pytania te lub zadania umożliwiłyby czytelnikowi samokontrolę zrozumienia materiału, a przez ich odpowiedni dobór pozwoliłyby również ukierunkować czytelnika w dalszym studiowaniu. Uwaga ta jest szczególnie ważna, gdy książka trafi do rąk czytelnika pragnącego samodzielnie studiować rentgenografię.

W omawianej książce znalazłem usterki, które uważam, że powinny być usunięte w następnym wydaniu. Do najistotniejszych zaliczam stosowanie przez Autora różnych oznaczeń. Prawdą jest, że w tym zakresie w literaturze istnieje dość duża dowolność. Stosowanie jednak różnych oznaczeń tej samej wielkości lub tego samego oznaczenia dla różnych wielkości w jednej pozycji wprowadza niepotrzebny chaos i utrudnia zrozumienie. Autor stosuje np. do oznaczenia wektora sieci odwrotnej dwa symbole  $\mathbf{H}$  i  $\mathbf{r}$ , a współczynniki absorpcji i osłabienia są oznaczone tym samym symbolem  $\mu$ .

Zgodnie z zaleceniem Międzynarodowej Unii Krystalografii nie używa się pojęć: amplituda atomowa i amplituda struktury lecz atomowy czynnik rozpraszania oraz czynnik struktury. Wielkości  $f^2$  i  $F^2$  powinno się nazywać odpowiednio : kwadrat atomowego czynnika rozpraszania, kwadrat czynnika struktury.

Niektóre rysunki, jak np. 2.9a lub 2.10, powinny być zmienione. Monochromator płaski jest tak wycięty, że płaszczyzny krystaliczne do monochromatyzacji promieniowania są równoległe do powierzchni. Kształt ogniska anody lampy na rys. 2.10b powinien być prostokątny a na rys. 10c ognisko efektywne powinno być kwadratowe lub liniowe.

Sądzę, że w następnym wydaniu książki należy zastosować zmianę w układzie rozdziałów. Mianowicie rozdz. VII powinien być umieszczony po rozdz. III lub na końcu książki, a to dlatego, że rentgenowska analiza składu chemicznego nie należy do metod badania struktury monokryształów lub polikryształów. Metoda ta wykorzystuje wprawdzie promieniowanie rentgenowskie do analizy składu chemicznego materiałów, lecz w sensie fizycznym nie wiele mają wspólnego z metodami dyfrakcyjnymi służącymi do badań struktury.

W zakończeniu recenzji pragnę podkreślić, że wydana pozycja wzbogaci literaturę krajową z zakresu rentgenografii stosowanej i obok uczelnianych wydawnictw skryptowych, wydawnictw ogólnokrajowych oraz tłumaczeń zagranicznych, stanowić będzie ważną pomoc dla wszystkich pragnących w swojej działalności badawczej zajmować się metodami rentgenowskimi. Sądzę, że książka Jana Przedmojskiego powinna się znaleźć we wszystkich bibliotekach szkół wyższych i instytutów resortowych, w których pracownicy zajmują się badaniem struktury materiałów. Książka powinna być również polecana studentom na wykładach i ćwiczeniach z zakresu rentgenografii. Będzie ona stanowiła dla nich niewątpliwą pomoc i umożliwi poszerzenie wiadomości uzyskanych na wykładach.

*Eugeniusz Łągiewka*

Instytut Fizyki i Chemii Metali UŚ  
Katowice

Alfons Kawski: *Fotoluminescencja roztworów*, PWN, Warszawa 1992, s. 370, wyd. I, cena zł 50.000,-

Fotoluminescencja roztworów była jedną z najefektywniej uprawianych dziedzin fizyki w Polsce międzywojennej. W tym czasie była to dziedzina nowa, burzliwie się rozwijająca, w którą wnieśli bardzo istotny wkład fizycy polscy. Do dziś we wszystkich podręcznikach fotochemii i fotobiologii podaje się schemat poziomów Jabłońskiego, w wielu monografiach cytowane są ciągłe prace Szymanowskiego (pomiarów czasów życia emisji) oraz prace Jabłońskiego dotyczące polaryzacji luminescencji.

Po wojnie, badania fotoluminescencji roztworów kontynuowano w szkole toruńskiej, w której równocześnie zajmowano się innymi typami luminescencji i jej zastosowaniami np. w biofizyce. W Gdańsku, pod kierunkiem prof. A. Kawskiego, wychowanka szkoły toruńskiej, intensywnie uprawiane były i są badania fotoluminescencji roztworów barwników. Autor jest więc niezwykle kompetentny w dziedzinie, o której pisze. Musimy mu być wdzięczni za wielki trud włożony w opracowanie tej monografii.

W książce opisano jasno i przejrzysto podstawowe prace z okresu "burzliwego" rozwoju fotoluminescencji roztworów (Perrina, Wawilowa, Jabłońskiego) oraz z nieco późniejszego, już powojennego czasu (Foerster, Knoxa, Dextera). Musimy sobie jednak zdać sprawę z tego, że obecnie fotoluminescencja roztworów (ciekłych, ciekłokrystalicznych lub sztywnych) jest przede wszystkim bardzo popularnym narzędziem w badaniach biologicznych, w technice, w diagnostyce i terapii medycznej itp. Podstawowe prawa zostały ustalone, a teraz, od lat, rozwijają się ich zastosowania. Większość czytelników, którzy sięgną po tę książkę będzie więc zainteresowana zastosowaniami luminescencji. Moje krytyczne uwagi, dotyczące redakcji książki pisane są z pozycji takiego właśnie czytelnika, który szukać w niej będzie podstawowych praw i zależności oraz opisu współczesnych metod pomiarowych. Metody starsze, obecnie już nie stosowane, mogą być ze względów historycznych wspomniane, ale zbyt szczegółowe ich omawianie stanowi zbędny balast. Z drugiej strony — Autor cytując bogato słowiańską (polską i rosyjską) literaturę uzupełnia braki anglojęzycznych książek często nie doceniających tych źródeł. Książka powstała z połączenia dwóch, wcześniej wydanych skryptów Autora (A. Kawski, *Fotoluminescencja Roztworów*, Gdańsk 1986 oraz A. Kawski i A. Kubicki, *Aparatura i Metody Badań Luminescencji*, Gdańsk 1987). Skrypty te są przeznaczone dla studentów IV i V roku wydziału fizyki oraz pracowników naukowych. Ma to dobre i złe strony. Dobre — bo materiał zawarty w książce został próbnie przedstawiony magistrantom i doktorantom Uniwersytetu Gdańskiego i innym polskim studentom zainteresowanym luminescencją; złe — bo jest w tej książce olbrzymia przewaga wyników, aparatur oraz metod stosowanych w Gdańsku i w Polsce — nad tym co jest obecnie stosowane w świecie. Dla studentów miejscowych niezwykle istotne jest zapoznanie się z dostępnymi aparaturami i prowadzonymi w laboratorium, do którego należą, pracami. Z kolei dla czytelnika "z zewnątrz" istotne są nie szczegóły lecz zasada metody pomiarowej lub rachunkowej oraz założenia i wyniki teorii. Skrypty przeznaczone były dla magistrantów i stanowiły istotną pomoc w ich pracy. Monografię stawia się jednak nieco inne zadania. Bardzo cenne jest to, że zawiera ona podstawowe informacje o prawach rządzących emisją luminescencji lecz, opis stosowanych w Gdańsku metod pomiarowych i pewne eksperymentalne lub rachunkowe wyniki (przede wszystkim szkoły gdańskiej) są podane zbyt szczegółowo jak na

monografię, która ma być użyteczna dla "ogólnopolskiego" (lub nawet po ewentualnym tłumaczeniu — dla "ogólnoziemskiego") czytelnika. Naprawdę podawanie (str. 72), że w aparaturze użyto sterownika Neptun, czy też dyskutowanie właściwości monochromatora SPM2 Zeissa (str. 52) lub też wymienianie wszystkich typów elementów wchodzących w skład aparatów zbudowanych w Gdańsku (np. na rysunkach: 4.13; 4.8; 4.9; 4.7) jest zbędne i słusznie Autor unika takich szczegółów pisząc o aparaturach z innych laboratoriów (np. rys. 4.12 — wg Baltera (Toruń); rys. 6.7 — schemat aparatury do pomiaru widm emisji rozdzielnych w czasie i inne). Szczegóły techniczne szybko się dezaktualizują, gdyż z każdym rokiem powstają nowe rozwiązania, natomiast zasady pomiaru są trwalsze. Poza tym takie nagromadzenie szczegółów utrudnia czytanie, a dodatkowo może zrobić na nieprzygotowanym czytelniku wrażenie, że zasady tych wszystkich pomiarów odbiegają w jakiś istotny sposób od metod ogólnie stosowanych. Wydaje się, że praktyczniejszym byłoby schematyczne podanie nowoczesnego zestawu najbardziej typowej dla danego pomiaru aparatury, wymienienie historycznie pierwszego pomysłodawcy oraz zacytowanie innych (również polskich) realizatorów różnych wariantów.

Istotne jest oczywiście uwzględnienie w monografii dokonań własnego laboratorium. Przykładem monografii, która nie rezygnując z opisu osiągnięć swego laboratorium, unika nadmiaru szczegółów, może być świetna pod względem dydaktycznym książka J.R. Lakowicza *Principle of Fluorescence Spectroscopy*, Plenum Press 1983). Książka ta, również w dużym zakresie oparta na osiągnięciach szkoły autora, omija dane konieczne w pracach eksperymentalnych publikowanych w czasopiśmie, a zbędne w monografii (przy okazji — drobna uwaga redakcyjna: w recenzowanej książce należałoby podać, że schemat na str. 116 jest kopią rysunku ze str. 72 książki Lakowicza). Książki Lakowicza i Kawskiego nie dublują się; książka Lakowicza jest przeznaczona dla biofizyków, biochemików, medyków stosujących metody luminescencyjne do badania makromolekuł, książka Kawskiego koncentruje się natomiast na wynikach prac dotyczących molekuł barwników syntetycznych umieszczonych w roztworach ciekłych. Większość badanych preparatów biologicznych to układy ciekłokrystaliczne lub sztywne, dlatego książką Kawskiego będą zainteresowani fotochemicy, podczas gdy Lakowicz adresuje swą książkę do biofizyków i biologów.

Nie tylko metody pomiarów, ale i niektóre wyniki prac eksperymentalnych przedstawione są zbyt drobiazgowo. Powinny one służyć raczej jako ilustracja możliwych badań, podawać założenia, metodę i wyniki. Szczegóły zainteresowany czytelnik może odnaleźć w literaturze.

Przykłady zastosowań metod fluorescencyjnych są dobrane dość dowolnie. Brak bliższego omówienia badań szkoły Webera (białka), monowarstw i wielowarstw, zastosowania tych układów w elektronice i w konwersji energii. Zastosowanie fotoakustyki do badań fluorescencji ogranicza się w książce do metody błyskowej. Brak opisu wyznaczania wydajności fluorescencji i wydajności przekazywania energii wzbudzenia na podstawie stacjonarnych pomiarów fotoakustycznych (zob. np. Biospektroskopia, PWN). Również metoda badania stanów trypletowych stacjonarną (nie błyskową) fotoakustyką nie jest nawet wspomniana.

Tam gdzie pisze się o typach fotopowielaczy (str. 54–62) należałoby dodać informację o zaletach MPP *Microchannel Plates Photomultiplier*, który jest wprawdzie wymieniony pod rysunkiem na str. 85 jako część aparatury, ale nie o to chodzi.

Drobne uwagi redakcyjne:

1. str. 33 i inne jest "deaktywacja" powinno być "dezaktywacja" (słownik WNT 1986);
2. "liczenie" czy raczej "zliczanie" fotonów ? (str. 66) (zob. np. *Biospektroskopia*, t. 3, PWN, 1989, str. 144);
3. "moc absorpcji" i "moc emisji" (str. 162) wydaje się, że lepiej byłoby "moc energii absorbowanej" lub "emitowanej";
4. na str. 286 definicja anizotropii absorpcji jest inna niż na str. 287 (druga lepsza);
5. str. 157 — nieporządki z wzorami — brak wzoru 11.4, choć dalej pisze się o obu wskaźnikach "I" i " $\mu$ ", więc jest to po prostu opuszczenie.
6. W literaturze o układach anizotropowych (częściowo uporządkowanych) (rozdz.18) brak odnośnika do podstawowej obecnie monografii J. Micha i E.W. Thulstrupa *Spectroscopy with polarized light* VCH, Weinheim 1986, jest natomiast starszy, ale również postawowy artykuł B. Nordena *App. Spectrosc. Rev.* 14, 157 (1978)). Brak monografii grupy J. Bretona jest uzasadniony wyrywkowym tylko traktowaniem zastosowań biofizycznych i skupieniem się nad fotoluminescencją roztworów ciekłych.
7. Jako sposób na uzyskanie niskotemperaturowych widm podano dość archaiczne naczynie Dewara (str. 70), brak natomiast informacji o kriostatach o zamkniętym obiegu helu, szeroko obecnie stosowanych.
8. Wydaje się, że bez szkody można by pominąć lub zmniejszyć niektóre tabele odsyłając czytelnika do tablic np. Landoldta lub do aktualnych katalogów wyposażenia (fotopowielaczy itp.). Tabele są celowe, jeśli ilustrują jakąś teorię, dając pojęcie o wynikach.
9. Czy nie byłoby wskazane połączenie paragrafu "Fotoselekcja" (str. 149) z opisem uporządkowanych układów (rozdz. 18) ?
10. "Czasoworozdzielone pikosekundowe widma emisji" (str. 132 — 135) — brak nowszych, aktualnie szeroko stosowanych (już nawet "komercyjnych") zestawów.
11. Poprawki na reabsorpcję i fluorescencję wtórną (rozdz. 2) wydają się zbyt szczegółowe. Rachunek zależy od konfiguracji użytej w doświadczeniu. Często, przy wyższych stężeniach roztworu, wzbudza się i obserwuje emisję "od czoła" próbki, co zmniejsza efekty wtórne. Jeśli jest możliwość i konieczność zastosowania rachunku ze szkoły z Szeged lub Gdańska, starczy podanie warunków stosowalności danej poprawki, odnośnika i końcowego wzoru.
12. Wydaje mi się, że wstępy paragrafów 2 i 3 (str. 234 i 240) nie są skorelowane, bo dyfuzyjne wygaszanie też może być "fotofizyczne", jak to zresztą wynika z tekstu Autora.
13. Poza tym używane jest raz "gaszenie" drugi raz "wygaszanie".
14. Mam wątpliwości czy lepiej pisać "samodepolaryzacja", czy "depolaryzacja własna"? "Samowygazanie" czy "wygaszanie własne"? Podobnie: "transfer energii" czy "przekazywanie energii"? Z kolei na str. 344 Autor używa terminu "przenoszenie energii" (w sensie przekazywania, nie migracji energii).

Zdaję sobie sprawę, że duża część tych uwag wynika z nieustalonej ogólnopolskiej terminologii naukowej. Świadczy to o pożytku z powstania polskiej monografii, która tę terminologię ustala.

Reasumując, dobrze się stało, że ta książka, tak szeroko uwzględniająca polskie osiągnięcia, została wydana. Byłoby również bardzo dobrze, gdyby po oczyszczeniu jej z nadmiaru szczegółów mogła być wydana w języku angielskim.

*Danuta Frąckowiak*

**Instytut Fizyki**

**Politechnika Poznańska**

## K R O N I K A

## PTF

## Posiedzenie Zarządu Głównego

Posiedzenie Zarządu Głównego PTF, na które zaproszeni byli przewodniczący wszystkich oddziałów Towarzystwa, odbyło się 25 kwietnia 1992. Sekretarz generalny Zygmunt Ajduk podsumował wyniki ankiety, jaka rozesłana była do wszystkich oddziałów. Wynikła z niej wyraźnie potrzeba rozszerzenia kontaktów z nauczycielami i rozszerzenia zasięgu oddziaływania agend PTF na wszystkie województwa.

Następnie przewodniczący oddziałów podawali informacje o działalności i najważniejszych sprawach ze swojego terenu. Niepokojąca sytuacja wytworzyła się obecnie w okręgu katowickim, gdzie powstał nadmiar nauczycieli. Natomiast w Oddziale Krakowskim została utworzona w ubiegłym roku Sekcja Nauczycielska, prowadząca intensywną działalność i wydająca swój biuletyn *Foton* (pisaliśmy o tym w Kronice 6/91). W Oddziale Opolskim jest organizowany dla uczniów doroczny Turniej o Puchar ZG PTF. Oddział Wrocławski wydaje biuletyn *WIF*, w którym są podawane informacje o różnych (chyba wszystkich) seminariach, konferencjach itp. wrocławskich, oraz sprawozdania i wypowiedzi fizyków. Większość oddziałów organizuje seminaria naukowe (z wyjątkiem oddziałów: Gliwickiego, Kieleckiego i Warszawskiego), a niektóre oddziały - również seminaria dla nauczycieli. Prawie wszystkie oddziały prowadzą zajęcia dla uczniów.

Prezes Towarzystwa, Stefan Pokorski, poinformował, że wobec rezygnacji Jerzego Gintera, przewodniczącym Komisji Dydak-

tycznej PTF będzie teraz Jan Blinowski (Uniwersytet Warszawski). Komisja ta ma trudne zadanie wobec planów MEN kolejnej reformy w oświacie, a w szczególności wobec problemu ustalenia minimum programowego nauczania fizyki.

Zofia Gołąb-Meyer zwróciła uwagę na konieczność recenzowania podręczników szkolnych i książek popularnonaukowych przez odpowiedzialnych i fachowych fizyków. Prezes Towarzystwa obiecał pomoc finansową Zarządu Głównego w tym zakresie.

Zwracano także uwagę na zły poziom nauczania fizyki w wyższych uczelniach technicznych.

Komisja Legislacyjna rozpoczyna prace nad unowocześnieniem Statutu PTF (sprawa członków wspierających, zmiany organizacji biura ZG i in.) i zwraca się do oddziałów o nadsyłanie propozycji.

W krótkiej informacji skarbnik ZG, Lucjan Zemło, apelował o regularne wpłacanie składek i o starania dla pozyskania nowych członków, zarówno zwyczajnych jak i wspierających.

Przypomniano, że na najbliższy Zjazd Fizyków Polskich w 1993 r. zaprasza Oddział Krakowski.

## EPS

Na zebraniu Rady EPS w marcu 1992 został wybrany Komitet Wykonawczy na kadencję 1992/93 w następującym składzie: prezes - M. Jacob (Genewa), wiceprezes - N. Kroo (Budapeszt), sekretarz - A. Taroni (Brescia), wicesekretarz - C. van der Leun (Utrecht), skarbnik - Ph. Choquard (Lodzanna), wiceskarbnik - E. Jakeman (Malvern), członkowie - A.F. Andrejew (Mo-



skwa), C.M. Ferreira (Lizbona), E. Osnes (Oslo), E. Schopper (Genewa), I. Šlaus (Zagrzeb).

Rada EPS zatwierdziła przyjęcie do Europejskiego Towarzystwa Fizycznego towarzystw fizycznych Albanii, Estonii i Litwy.

Inne ważniejsze decyzje Rady to: przyjęcie nowych 397 członków indywidualnych i 8 członków stowarzyszonych; kontynuacja prac nad zmianą struktury organizacyjnej EPS; utworzenie Oddziału Astrofizyki wspólnego z Europejskim Towarzystwem Astronomicznym; dalsze rozwijanie prac Komitetu Koordynacyjnego Wschód-Zachód i podjęcie współdziałania w tym zakresie z Amerykańskim Towarzystwem Fizycznym; uznanie potrzeby wprowadzenia w Europie zawodowego tytułu fizyka i przeprowadzenie studium nad praktycznymi możliwościami wprowadzenia takiego tytułu.

Następne zebrania Rady odbędą się w 1993 r. w Nicei i w 1994 r. w Krakowie.

*Europhys. News* 23,  
No 4 (1992)

B. W.

### Nominacje profesorskie

W dniu 14 stycznia 1992 tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali: Józef Bara (Uniw. Jagielloński), Rafał Broda (Inst. Fizyki Jądrowej, Kraków), Ludwik Dobrzyński (Uniw. Warszawski, filia w Białymstoku), Danuta Kisielewska (Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków), Janusz Konopka (Inst. Fizyki PAN, Warszawa), Maciej Kozierowski (Uniw. Adama Mickiewicza, Poznań), Mikołaj Łabowski (Uniw. Adama Mickiewicza, Poznań), Andrzej Maksymowicz (Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków), Stanisław Robaszekiewicz (Uniw. Adama Mickiewicza, Poznań), Wiesław Stręk (Inst. Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław), Andrzej Szymacha (Uniw. Warszawski), Ritta Szymczak

(Inst. Fizyki PAN, Warszawa), Marek Szymoński (Uniw. Jagielloński), Krzysztof Walasek (Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Zielona Góra).

*Biol. KBN* 1'92

B. W.

### Wykład im. Aleksandra Jabłońskiego w UMK

W czwartek, 27 lutego 1992, w 94-tą rocznicę urodzin prof. Aleksandra Jabłońskiego, twórcy toruńskiej szkoły fizyki, wykład pt. "Hiperjądra podwójne: nowy stan materii jądrowej" wygłosił Janusz Zakrzewski, profesor Uniwersytetu Warszawskiego.

Był to kolejny, piąty, wykład im. Aleksandra Jabłońskiego. W latach poprzednich wykłady takie w Instytucie Fizyki UMK w Toruniu wygłosili: Andrzej Trautman (1988), Andrzej Hryniewicz (1989), Łukasz Turski (1990), Roman S. Ingarden (1991).

Na wstępie do swojego wykładu prof. Zakrzewski przypomniał bliskie związki Aleksandra Jabłońskiego z Uniwersytetem Warszawskim, gdzie studiował on fizykę i w 1926 r. w Katedrze Fizyki Doświadczalnej, kierowanej przez prof. Stefana Pieńkowskiego, został młodszym asystentem. Tu również w 1930 r. na podstawie pracy "O wpływie zmiany długości fali wzbudzającej na widma fluorescencji" otrzymał stopień doktora filozofii, a w r. 1934 habilitował się na podstawie pracy nt. wpływu oddziaływań międzycząsteczkowych na zjawiska absorpcji i emisji światła.

*Józefina Turło*

### Pro Physica w 1991 r.

Zarząd Fundacji "Pro Physica" został powołany na zebraniu założycielskim Fundacji w dniu 29 października 1990. Pierwszym celem działań Zarządu było doprowadzenie

do formalno-prawnego zaistnienia Fundacji. Procedura rejestracyjna została zakończona 24 kwietnia 1991, kiedy Sąd Rejonowy dla m.st. Warszawy zarządził wpisanie Fundacji "Pro Physica" do rejestru fundacji. W tym początkowym okresie Zarząd zorganizował wybory Rady Fundacji, która zebrała się na inauguracyjnym posiedzeniu w dn. 13 kwietnia 1991.

Dalsze działania Zarządu były następujące: 1) Zarząd Fundacji nawiązał kontakt z International Physics Group Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego i pomógł w organizacji pobytu w Polsce (we wrześniu 1991) wiceprzewodniczącego IPG dra Williama Blanpieda. W trakcie rozmów z drem Blanpiedem przedyskutowano różne formy współpracy Fundacji z IPG. Możliwości finansowe IPG są skromne, lecz jest możliwe uzyskanie pomocy IPG przy organizowaniu np. szkół dla studentów z Europy Środkowej i Wschodniej lub też polsko-amerykańskich seminariów specjalistycznych. Również IPG jest gotowa pomóc Fundacji w ewentualnym doborze amerykańskich recenzentów polskich wniosków o przyznanie funduszy na badania (grant) oraz w znalezieniu możliwości transportu do Polski darów książkowych, aparaturowych itp.

2) Zarząd Fundacji poparł pomysł zorganizowania "przedszkola" dla studentów z Czecho-Słowacji, Litwy, Węgier i Polski przed Szkołą Fizyki Półprzewodników w Jaszowcu w 1992 r. i zaangażował się w organizację tej imprezy. Fundacji udało się zdobyć fundusze na ten cel - Fundacja im. Stefana Batorego ofiarowała 70 mln zł, a International Physics Group podjęła się sfinansowania podróży do Polski jednego z wykładowców z USA. Uważamy, że jeśli ta impreza się uda (a wszystko na to wskazuje), to podobne "przedszkola" warto byłoby zorganizować także przed innymi międzynarodowymi szkołami i konferencjami odbywającymi się w Polsce. Zarząd Fundacji

jest gotów służyć radą i pomocą wszystkim zainteresowanym.

3) Dzięki staraniom Zarządu organizacja STUDIUM (The North American Study Center for Polish Affairs) otworzyła dla naszej Fundacji rachunek bankowy w USA. Ponieważ jest to organizacja typu niekomercyjnego (non-profit), to donacje na rzecz Fundacji kierowane na ten rachunek podlegają ulgom podatkowym, a więc stają się atrakcyjniejsze dla ewentualnych ofiarodawców.

W dniu 31 grudnia 1991 stan konta Fundacji wynosił 83 412 900 zł, w tym 70 mln zł dotacji przeznaczonej na organizację "przedszkola" w Jaszowcu, otrzymanej z Fundacji im. Stefana Batorego.

Zainteresowanym podajemy nasz adres i konto: Fundacja "Pro Physica", Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43 25 09, tlx 81 24 68, fax 43 09 26, e-mail: kos-sut @ planif61.bitnet. Konto: PKO BP IX O/Warszawa, nr 1599-314761-132-3.

*Jacek Kossut*

### Nagroda Nobla z fizyki

Nagrodę Nobla z fizyki za rok 1991 otrzymał Pierre-Gilles de Gennes za wykazanie w swoich pracach teoretycznych, że "metody, które zostały rozwinięte dla opisu uporządkowania w prostych układach, można stosować również do skomplikowanych form materii, w szczególności do ciekłych kryształów i polimerów".

De Gennes urodził się 24 października 1932 w Paryżu. Studiował w Ecole Normale Supérieure. W 1961 r. został profesorem Uniwersytetu Paris-Sud, w 1971 r. objął katedrę fizyki materii skondensowanej w Collège de France. Od 1976 jest również dyrektorem Ecole Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris.

W początkach swojej działalności naukowej de Gennes prowadził badania układów



P.-G. de Gennes

magnetycznych i zjawisk granicznych (proximity effects) w nadprzewodnikach II rodzaju. W końcu lat sześćdziesiątych zajął się teorią ciekłych kryształów i wykazał, że przejścia fazowe: faza nematyczna-faza izotropowa i cholesteryczna-izotropowa dają się opisać teorią Ginzburga-Landaua, podobnie jak przejścia fazowe paramagnetyk-ferromagnetyk. Następnie wyjaśnił anomalne rozpraszanie światła przez ciekłe kryształy nematyczne jako wynikające z fluktuacji uporządkowania w głównym kierunku cząsteczki. Dalej opracował zastosowanie teorii Ginzburga-Landaua do przejść faza nematyczna - faza smektyczna A i wykazał, że mogą to być przejścia fazowe drugiego rodzaju. Długość koherencji w ciekłych kryształach smektycznych jest porównywalna z cząsteczkową skalą długości, można więc obserwować zjawiska krytyczne w okolicy tych przejść fazowych. Swoimi badaniami wykazał de Gennes bliskie związki między zjawiskami obserwowanymi w ciekłych kryształach a zjawiskami krytycznymi.

Od początku lat siedemdziesiątych de

Gennes zajmuje się także polimerami. Wykazał możliwość zastosowania teorii skalowania do łańcuchów polimerów. Stworzył prosty model mikroskopowych zjawisk dynamicznych w rozcieńczonych polimerach. Dowiódł też, że typowy fragment łańcucha może poruszać się, nawet w stężonych roztworach, tak jakby był cząstką swobodną.

De Gennes umie skupiać wokół siebie zarówno teoretyków jak i eksperymentatorów. Między innymi, w połowie lat sześćdziesiątych prowadził w Orsay taką grupę "nadprzewodnikowców", a później grupę badającą ciekłe kryształy bardzo różnorodnymi metodami.

Trzy książki de Gennes'a: *Superconductivity of Metals and Alloys* (1966), *The Physics of Liquid Crystals* (1974) i *Scaling Concepts in Polymers* (1979) stały się klasycznymi pozycjami w swoich dziedzinach. *Phys. Bl.* 47, No 12 (1991)

### Medal Holwecka

Medal i Nagrodę Holwecka za rok 1992 otrzymał Donald Perkins (Oxford) za ważny wkład do fizyki, w szczególności za wczesne prace na temat pionów i pierwsze systematyczne badania oddziaływań jądrowych przy wysokiej energii.

Medal i Nagroda Holwecka zostały ustanowione wspólnie przez Francuskie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki. W latach nieparzystych Instytut Fizyki przyznaje nagrodę fizykowi francuskiemu, a w latach parzystych - Francuskie Towarzystwo Fizyczne fizykowi brytyjskiemu.

*Phys. World* 5, No 3 (1992)

B. W.

### Medal Maxa Borna

Medal i Nagrodę Maxa Borna za rok 1992 otrzymał Joachim Heintze (Heidelberg) za swój wkład do fizyki czątek elementarnych, w szczególności za badania oddziaływań

słabych i zaobserwowanie niezachowania parzystości w rozpadzie  $\beta$ . Nagroda ta jest przyznawana na przemian przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne fizykowi brytyjskiemu i przez brytyjski Instytut Fizyki fizykowi niemieckiemu.

*Phys. World* 5, No 4  
(1992)

B. W.

### Przedszkole Fizyki Teoretycznej

W dniach 17 -28 lutego 1992 odbyło się w Karpaczu XXVI Zimowe Przedszkole Fizyki Teoretycznej. Brało w nim udział 19 studentów z Uniwersytetów: Wrocławskiego (12), Adama Mickiewicza (3) i Szczecińskiego (4), jeden student Uniwersytetu w Monachium oraz jeden z doktorantów UAM.

Przedszkole było zorganizowane jako impreza towarzysząca XXVIII Zimowej Szkole Fizyki Teoretycznej, której tegorocznym tematem była "Nieskończenie wymiarowa geometria w fizyce". Uczestnicy Przedszkola mieli możliwość słuchania wykładów Szkoły, z czego chętnie korzystali. Jest to bowiem jedyna dla nas, uczestników przedszkola możliwość brania udziału w tak poważnej konferencji naukowej.

Dzięki wyjątkowo dobrym stosunkom z kierownictwem Szkoły i jej gośćmi udało nam się zaprosić na wykłady dla Przedszkola dwunastu specjalistów, uczestników Szkoły. Warto wymienić ich nazwiska: profesorowie M. Assorey, I. Białynicki-Birula, M. Blau, R. Coquereaux, S. Doplicher, Z. Galasiewicz, R. Kerner, J. Lukierski, E. Malec, E. Osipov, K. Osterwalder i L. Woronowicz. Ponadto sami studenci wygłosili 6 referatów, z czego większość w języku angielskim. Można tu jeszcze dodać zaimprovizowane na gorąco spotkanie dla omówienia najnowszych wyników naszego starszego kolegi z UAM. Wprawdzie przygotowaliśmy jeszcze ok. 10 referatów, ale ze względu na bardzo bogaty program, zdecydowaliśmy się na wygłaszanie ich w trakcie

cotygodniowych spotkań Koła Naukowego Fizyków Teoretyków.

W czasie wolnym od zajęć uczestnicy Przedszkola mieli znakomitą okazję do jazdy na nartach. Ponadto zorganizowaliśmy tradycyjny poczęstunek pod nazwą "Beczka Piwa", którego główną atrakcją była stulitrowa beczka znakomitego zielonogórskiego piwa "Jubilat". Uczestnicy Szkoły zrewanżowali się nam zaproszeniami na ognisko z grzaniem winem i kielbaskami.

Przedszkole było doskonałą okazją do nawiązywania kontaktów, zarówno między studentami jak i z zaproszonymi wykładowcami. Kończyło się to często długimi dyskusjami, trwającymi niemal do rana.

Warto dodać, że organizacja Przedszkola nie byłaby możliwa bez pomocy finansowej ze strony Uniwersytetu Wrocławskiego i jego Instytutu Fizyki Teoretycznej, którym w imieniu Koła składam tu podziękowanie.

Tomasz J. Marcinkowski

### Nowe czasopismo materiałoznawców

Brytyjski Instytut Fizyki rozpoczął wydawanie kwartalnika *Modelling and Simulation in Material Science and Engineering*. Redaktorem naczelnym jest M.I. Baskes (Sandia Natl. Labs, Livermore, USA).

Czasopismo publikuje prace oryginalne na temat struktury elektronowej i własności materiałów (liczonych *ab initio* ale również metodami półempirycznymi) własności strukturalnych, mechanicznych, termodynamicznych, zjawisk mikrostrukturalnych (wzrost ziaren, dyslokacje), modelowania przepływu, dyfuzji, transportu ciepła, przemian fazowych, modelowania procesów makroskopowych. Redakcja szczególnie mile widzi prace dotyczące symulacji związanych z interpretacją obserwacji doświadczalnych i synergetycznego łączenia teorii i eksperymentu.

Redakcja nie pobiera opłaty od autorów.

B. W.

## Czernolit

*Czernolit* - bibliografia zawierająca odnośniki (wraz ze streszczeniami) do ok. 4500 publikacji światowych nt. katastrofy w Czarnobylu jest obecnie dostępna na dyskietkach 5.25" i 3.5" w systemie zgodnym z IBM. Wydawcą jest Departament Energii USA. Cena zestawu 395 USD.

*Science* 255, No 5050  
(1992)

B. W.

## N.N. Bogolubow (1910 - 1992)

Dnia 13 lutego 1992 zmarł Nikołaj Nikołajewicz Bogolubow, wybitny rosyjski fizyk-teoretyk i matematyk.

Wymienić należy przede wszystkim jego pionierski wkład do mechaniki nieliniowej, co znalazło zastosowania w fizyce reaktorowej, zagadnieniach stabilności plazmy itp. oraz jego prace z fizyki statystycznej, kwantowej teorii pola, nadciekłości i nadprzewodnictwa. Wniósł również podstawowy wkład do kwarkowej teorii cząstek elementarnych.

Przez 25 lat Bogolubow był dyrektorem Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej.

*CERN Courier* 32, No 3 (1992)

B. W.

## Aniela Wolska (1908 - 1992)

W dniu 1 stycznia 1992 zmarła doc. Aniela Wolska, która przez ponad 50 lat nieprzerwanej pracy z rzadko spotykanym oddaniem uczyła i kształciła młodzież. Właśnie nauczanie i opieka nad uczniami, studentami i wychowankami była jej prawdziwym powołaniem.

Współtworzyła również jeden z największych i najsilniejszych dzisiaj zakładów Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW - Zakład Fizyki Ciała Stałego. Wniosła tu poważny wkład naukowy i organizacyjny.

Pracę naukową rozpoczęła w 1936 r. na Politechnice Warszawskiej, gdzie obok zajęć dydaktycznych podjęła badania nad zjawiskami lepkości magnetycznej ferromagnetyków. W latach okupacji uczestniczyła bardzo aktywnie w tajnym nauczaniu. W tym samym okresie zapisała też piękną kartę pomagając wielu ludziom, m.in. ukrywając ich u siebie w mieszkaniu.

W 1945 r. rozpoczęła pracę w Uniwersytecie Warszawskim, a od r. 1954 była związana z Instytutem Fizyki Doświadczalnej. Pełniła funkcję prodziekana Wydziału Fizyki oraz obowiązki Kierownika Dydaktycznego Fizyki. Przez okres kilku lat prowadziła również pracę naukową w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk.

Działalność naukowa doc. Anieli Wolskiej w okresie powojennym dotyczyła zjawiska fotoelektrycznego w cienkich warstwach. Zajmowała się problemem formowania warstw półprzewodzących o rozmaitym składzie i strukturze. Prowadziła też badania nad stanami powierzchniowymi i ich rolą w rekombinacji elektronów. W ostatnim okresie podjęła pracę w zakresie mikrofalowych metod badania półprzewodników.

Prowadziła wykłady z fizyki doświadczalnej i wykłady specjalistyczne z fizyki ciała stałego. Jest autorką książek *Analiza spektralna i Elektromagnetyzm*, wielu artykułów popularno-naukowych i przeglądowych, a także wierszy - niektóre z nich ukazały się w *Tygodniku Powszechnym*.

Za swoje osiągnięcia odznaczona została Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski i Medalem Edukacji Narodowej.

Wymienione wyżej dokonania naukowe, dydaktyczne i organizacyjne nie oddają jednak w pełni jej faktycznego wkładu w

życie i rozwój naszego Wydziału. Przez cały czas swojej działalności należała do osób najbardziej zaangażowanych w opiekę nad młodzieżą, traktując wszystkie jej sprawy z olbrzymim przejęciem. Była prawdziwą opiekunką studentów. Cieszyła

się zawsze powszechną sympatią i uznaniem kolegów i współpracowników. Była ceniona i szanowana za niezwykłą prawość charakteru i życzliwość wobec ludzi.

Wpisała się trwale w historię Hożej i w pamięć tych, którzy tworzą tej historii ciąg dalszy.

*Krzysztof Ernst*

## KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z – termin nadsyłania zgłoszeń, A – termin nadsyłania streszczeń, P – przewidziane wydanie materiałów, U – liczba uczestników, język (jeśli inny niż polski).

### 1992

25 – 27 września 1992, Wrocław

II Symp. Maksa Borna: Spinory, Twistory i Algebry Clifforda. Inst. Fizyki Teoretycznej Uniw. Wrocł. Z. Oziewicz, B. Jancewicz i A. Borowiec, IFT UW, pl. Maksa Borna 1, 50-205 Wrocław, tel. 22 23 63.

26 – 30 września 1992, Warszawa

Coherence of Experimental & Theoretical Aspects of Excited State Electron Transfer & Related Phenomena. Inst. Chemii Fizycznej PAN. K.J. Waluk, IChF PAN, Kasprzaka 44/52, 01-224 Warszawa.

ang.

5 – 10 października 1992, Kudowa

16th Int. Seminar on Surface Physics. Inst. Fizyki Doświadczalnej Uniw. Wrocł. Prof. Maria Stęślicka, IFD UW, Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

Z, A: 15.6.92, P, U: 120, ang.

19 – 21 października 1992, Warszawa

Int. Conf. Phase Contrast & Differential Interference Contrast. SPIE-Polish Chapter; spons.: SPIE, CLO, Sekcja Optyki SIMP, Sekcja Optyki PTF. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel. 18 44 97, tlx 82 59 60 clo, fax 13 32 65, e-mail OPTILAB @ PLEARN.

P, ang.

22 – 24 października 1992, Warszawa

Advanced Course on PhC & Interference Microscopy in Life Sciences.

SPIE-Polish Chapter i CLO. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel. 18 44 98, tlx 82 59 60 clo, fax 13 32 65, e-mail OPTILAB @ PLEARN.

ang.

22 – 24 października 1992, Warszawa

Advanced Course on PhC & Microinterferometry in Material Science.

SPIE-Polish Chapter i CLO. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel. 18 44 98, tlx 82 59 60 clo, fax 13 32 65, e-mail OPTILAB @ PLEARN.

ang.

## 1993

15 – 28 lutego 1993, Karpacz

XXIX Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Fizyka Fononów. Inst. Fizyki Teoret. Uniw. Wrocław. Prof. T. Paszkiewicz, IFT UWr, pl. Makska Borna 1, 50-205 Wrocław, fax 20 14 67, e-mail TAPASZ at PLWRTU11.

Z: 30.1.93, P, U: 100, ang.

24 – 28 maja 1993, Warszawa

Diffractometry. SPIE-Polish Chapter. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa.

wrzesień 1993, Kraków

XXXII Zjazd Fizyków Polskich. Oddział Krakowski PTF.

## 1994

maj 1994, Warszawa

4th Int. Symposium on Systems with Fast Ionic Transport. Inst. Fizyki Politechniki Warszawskiej. Prof. W. Jakubowski, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel. 49 98 31, tlx 81 33 07 pw.

16 – 20 maja 1994, Warszawa

Interferometry'94. SPIE-Polish Chapter. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa.



## NOWE KSIĄŻKI

- Janusz Piotrowski, *Theory of Physical and Technical Measurement*, PWN, Warszawa i Elsevier, Amsterdam 1992, s. 305
- Andrzej Tylikowski, *Stochastyczna stateczność układów ciągłych*, PWN, ser. "Małe Monografie - Technika", Warszawa 1991, s. 228
- Kazimierz M. Borkowski, *L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X - profesjonalny skład publikacji*, Wyd. Adam Marszałek, Toruń 1992, s. 88
- Janusz Wiskowski, *Niezawodność przyrządów półprzewodnikowych w polu promieniowania jądrowego*, Wyd. Centrum Badań Kosmicznych, Warszawa 1992

# POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

## WARUNKI PRENUMERATY

1. Wpłaty na prenumeratę są przyjmowane na okresy półroczne.
2. Cena prenumeraty krajowej na I–VI 1992 r. wynosi 36 000 zł. Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej.
3. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:
  - na teren kraju — jednostki kolportażowe "Ruch" i urzędy pocztowe właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora
  - na zagranicę — Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Konto PBK, XIII Oddział Warszawa, Poland, 370044-1195-139-11
4. Dostawa zamówionej prasy następuje:
  - przez jednostki kolportażowe "Ruch" — w sposób uzgodniony z zamawiającym,
  - przez urzędy pocztowe — pocztą zwykłą na wskazany adres, w ramach opłaconej prenumeraty z wyjątkiem zlecenia dostawy na zagranicę pocztą lotniczą do odbiorcy zagranicznego, której koszt w pełni pokrywa prenumerator.
5. Terminy przyjmowania prenumeraty na kraj i zagranicę 20 stycznia — na I półrocze, do 20 maja na II półrocze.

## PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF na cały rok otrzymują 20% zniżki.

## INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, 370044-1195-139-11.

## SPIS TREŚCI

J.I. Friedman — Rozpraszanie głęboko nieelastyczne: porównania z modelem kwarkowym . . . . .	335
RÓŻNE	
R.S. Ingarden — Ostatni wykład . . . . .	359
WSPOMNIENIA—ROCZNICE	
S.A. Chojnacki — Wspomnienia o Geоргiju Nikolajewiczu Florowie . . . . .	363
B. Średniawa — Wczesne badania nad podstawami szczególnej i ogólnej teorii względności w Polsce . . . . .	367
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
A. Szymacha — Jak uczyć szczególnej teorii względności . . . . .	381
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	391
RECENZJE . . . . .	397
KRONIKA . . . . .	403

## CONTENTS

J.I. Friedman — Deep inelastic scattering: comparisons with the quark model	335
MISCELLANEA	
R.S. Ingarden — The last lecture: an address on occasion of the Author's retirement . . . . .	359
RECOLLECTIONS—ANNIVERSARIES	
S.A. Chojnacki — Recollections of Georgii Nikolaevich Flerov . . . . .	363
B. Średniawa — Early investigations on the foundations of special and general relativity in Poland . . . . .	367
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
A. Szymacha — How to teach special relativity . . . . .	381
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	391
REVIEWS . . . . .	397
CHRONICLE . . . . .	403