

Dr G. Rożnowski

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 27
ZESZYT 4
1976



ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

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

Sekretarz Generalny

Doc. dr JAROSŁAW PIASECKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROŚIŃSKI

Członkowie Zarządu

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

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

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

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 27, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1976

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

Nakład 2795 + 105 egz. Ark. wyd. 9,5. Ark. druk. 8^{9/16}
Papier druk. sat. kl. III. 70×100, 80 g.
Oddano do składania w kwietniu 1976
Podpisano do druku w sierpniu 1976
Druk ukończono w sierpniu 1976
Zam. 412/76. P-17. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Zofia Białynicka-Birula

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Wielofotonowe procesy w atomach *

Multiphoton Processes in Atoms

Abstract: Multiphoton transitions in atoms and molecules are surveyed from the point of view of applicability of the perturbation theory. Special emphasis is put on the coherence effects and on resonant processes in which the induced structural changes in atoms are indirectly observed.

Już od prawie piętnastu lat obserwujemy bujny rozwój optyki nieliniowej wywołany zastosowaniem światła laserowego o dużej mocy. Dziesiątkom publikacji, które przynosi każde czasopismo naukowe z tej dziedziny, donoszącym o nowych obserwacjach lub dokładniejszych pomiarach zaobserwowanych już wcześniej zjawisk, towarzyszy niemal równie duża liczba prac teoretycznych. Możliwość dokładnej obserwacji takich zjawisk jak wielofotonowe wzbudzenia czy wielofotonowa jonizacja atomów i molekuł lub nieliniowych zjawisk towarzyszących propagacji silnych impulsów świetlnych w ośrodkach materialnych stwarza bowiem dla teoretyków okazję do sprawdzenia istniejących teorii elektromagnetyzmu i ujawnia zupełnie nowe problemy. Mój przegląd ograniczę do tych problemów teoretycznych, które dotyczą zjawisk zachodzących w pojedynczych atomach czy molekułach, pomijając zjawiska towarzyszące propagacji i generacji silnych fal elektromagnetycznych.

Historię badań teoretycznych nad procesami wielofotonowymi w atomach otwiera praca Marii Goepfert-Mayer [1] z 1931 roku. Zastosowała ona opracowany przez Diraca w latach dwudziestych zależny od czasu rachunek zaburzeń do problemu oddziaływania atomu ze zmiennym polem elektromagne-

* Referat wygłoszony na XXIV Zjeździe Fizyków Polskich w Katowicach, 15—19 września 1975 r.

tycznym w przybliżeniu dipolowym. Kolejne wyrazy otrzymanego szeregu perturbacyjnego opisują zjawiska z jednoczesnym udziałem jednego, dwóch, trzech, itd. fotonów. Mniej znana jest znakomita praca polskiego teoretyka Błatona [2] opublikowana w tym samym roku, dotycząca procesów zachodzących w atomie z udziałem trzech fotonów. W tych czasach, na trzydzieści lat przed zbudowaniem lasera, gdy nie dysponowano wiązkami światła o dostatecznie dużych natężeniach na to, by obserwować wymuszone zjawiska wielofotonowe, głównym celem pracy Goepfert-Mayer było podanie teorii spontanicznych przejść wielofotonowych, które mogłyby być obserwowane wtedy, gdy przejścia jednofotonowe są wzbronione. Klasycznym przykładem takiego przejścia jest rozpad promienisty metatrwałego stanu $2S_{1/2}$ w wodorze. Czas życia atomu w tym stanie oszacowany został teoretycznie [3] w latach pięćdziesiątych na około 1/8 sekundy właśnie przy założeniu, że rozpad spontaniczny odbywa się przez emisję dwóch fotonów. Ciekawe, że doświadczalne potwierdzenie tego przewidywania [4] w przypadku wodoru nastąpiło dopiero w lipcu 1975 roku. Rozwinięty zaś przez Marię Goepfert-Mayer rachunek zaburzeń stał się już od piętnastu lat podstawowym narzędziem teoretycznym stosowanym przy opisie procesów wymuszanych przez silne wiązki światła.

Rachunek zaburzeń stosowany do opisu zjawisk wielofotonowych polega na rozwinięciu amplitudy prawdopodobieństwa procesu względem potęg energii oddziaływania (które w przypadku atomu oddziałującego ze światłem jest z dobrym przybliżeniem typu dipolowego-elektrycznego). Efektywnym parametrem rozwinięcia dla wyrażenia na prawdopodobieństwo procesu jest kwadrat stosunku pola elektrycznego fali E_ω do pola elektrycznego działającego na elektron w atomie, E_{atom} , czyli wielkość:

$$\begin{aligned} z &= \left(\frac{E_\omega}{E_{atom}} \right)^2 = \left(\frac{er}{\Delta E} E_\omega \right)^2 = \left(\frac{d}{\hbar\omega} \right)^2 \frac{4\pi}{c} I \approx 10^{-19} \frac{\text{cm}^2 \text{ s}}{\text{erg}} I \\ &\approx 10^{-12} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}} I, \end{aligned}$$

gdzie d jest średnią wartością elektrycznego dipola przejścia między stanami atomu ($d = er$, $r \approx 10^{-8}$ cm), ΔE typowym odstępem między poziomami energetycznymi, I gęstością mocy fali, a ω jej częstotliwością kołową. Warunkiem obserwowalności procesów wielofotonowych, czyli procesów wyższych rzędów, jest odpowiednio duża wartość parametru z . Widzimy, że procesy te są tym łatwiejsze do zaobserwowania, im większa jest moc promieniowania padającego i im mniejsza jest jego częstotliwość. W dziedzinie optycznej, a więc dla dużych częstotliwości (rzędu 10^{15} s⁻¹) dopiero lasery dostarczyły odpowiednich mocy. Dla mocy rzędu setek MW/cm² parametr z jest rzędu 10^{-4} . Pierwszej obserwacji dwufotonowej absorpcji w atomie (było to przejście $6S_{1/2} \rightarrow 9D_{3/2}$ w cenie) dokonał Abella [5] w 1962 r., a więc w rok po pierwszej obserwacji zjawiska nieliniowego w optyce światła widzialnego, którym była generacja drugiej

harmonicznej w kryształach kwarcu przez Frankena [6] i jego współpracowników. Natomiast w dziedzinie częstości radiowych przejścia wielofotonowe zaobserwowano w molekułach [7] już w 1950 r., a w fizyce atomowej stały się one nieodłączną częścią zjawisk związanych z podwójnym rezonansem w doświadczeniach nad pompowaniem optycznym. W przypadku zaś stałego pola elektrycznego, które można by uważać za graniczny przypadek pola zmiennego o zerowej częstości, zjawiska nieliniowe obserwowano jeszcze dawniej, bo już w 1920 r. [8] jako nasycenie dielektryczne w cieczach. Badania nad tym zjawiskiem prowadził owocnie przez wiele lat, począwszy od lat trzydziestych, Arkadiusz Piekara wraz ze współpracownikami.

Pojęcie procesu n -fotonowego wiąże się z tym, że szereg perturbacyjny można urwać na n -tym wyrazie zaniebując wyższe rzędy jako dające nieistotne poprawki. Żeby tak jednak można było uczynić, parametr κ nie może być zbyt duży; gdy κ zbliża się do jedności, wszystkie wyrazy szeregu stają się równie ważne i szereg taki jest praktycznie nieprzydatny do wykonywania obliczeń. Zbliżanie się κ do jedności oznacza fizycznie, że pole elektromagnetyczne padającej fali zaczyna oddziaływać na elektron związany w atomie równie silnie jak jądro atomowe. Zaczynają wtedy dochodzić do głosu inne procesy konkurujące z przejściami wielofotonowymi, np. proces tunelowania elektronu przez barierę potencjału wytworzonego przez jądro atomowe. Dla $\kappa \ll 1$ proces ten nie odgrywa praktycznie roli, gdyż średnia prędkość jaką elektron nabywa dzięki fali świetlnej nie wystarcza na to, by mógł on wyrwać się z atomu w czasie mniejszym niż okres drgań pola elektromagnetycznego fali. Dla każdego zakresu częstości promieniowania elektromagnetycznego istnieje więc graniczna wartość mocy promieniowania, do której można jeszcze stosować rachunek zaburzeń i do której ma jeszcze sens pojęcie n -fotonowego zjawiska. Dla światła widzialnego moc ta jest rzędu 10^{12} W/cm². Przy takim natężeniu światła zostaje zniszczona struktura atomu, następuje bowiem jego całkowita jonizacja i mamy już do czynienia nie z fizyką atomową, lecz z oddziaływaniem fali elektromagnetycznej z plazmą lub pojedynczymi naładowanymi cząstkami.

Z uwagi jednak na to, że w dziedzinie fizyki atomowej dysponujemy obecnie takimi mocami światła, które uzasadniają obliczanie wyższych rzędów rachunku zaburzeń, omówię teraz teoretyczne problemy związane ze stosowaniem tej metody. Nie sposób jednak uwzględnić nawet pobieżnie wszystkich prac z tej dziedziny, a nawet wszystkich prac fizyków polskich. Ograniczę się tylko do omówienia kilku ogólnych problemów teoretycznych.

W rachunku zaburzeń wyrażenie na prawdopodobieństwo przejścia atomowego ze stanu kwantowego $|i\rangle$ do stanu kwantowego $|f\rangle$ (który może być dyskretnym stanem wzbudzonym w przypadku wzbudzenia, lub należeć do widma ciągłego w przypadku jonizacji) z jednoczesną absorpcją k fotonów z monochromatycznej wiązki światła o częstości ω , ma następującą ogólną postać:

$$w^{(k)} = a_{i \rightarrow f}^{(k)}(\omega) \langle I^k \rangle,$$

gdzie współczynnik $a_{i \rightarrow f}^{(k)}(\omega)$ zależy od struktury danego atomu, stanów między którymi następuje przejście, częstości padającego promieniowania i jego polaryzacji, zaś wyrażenie $\langle I^k \rangle$ — tylko od własności promieniowania.

Pierwszą trudnością, którą napotyka się przy obliczaniu przekrojów czynnych i prawdopodobieństw procesów wyższych rzędów, jest konieczność znajomości całej struktury danego atomu, tzn. pełnego widma i funkcji falowych wszystkich stanów wzbudzonych, a przynajmniej wszystkich elementów przejść dipolowych między każdymi dwoma stanami. Współczynnik $a_{i \rightarrow f}^{(k)}$ ma bowiem postać:

$$a_{i \rightarrow f}^{(k)}(\omega) \sim \left| \sum_{n_1} \sum_{n_2} \dots \sum_{n_{k-1}} \times \right. \\ \left. \times \frac{\langle i | e \vec{\epsilon} \cdot \vec{r} | n_1 \rangle \langle n_1 | e \vec{\epsilon} \cdot \vec{r} | n_2 \rangle \dots \langle n_{k-1} | e \vec{\epsilon} \cdot \vec{r} | f \rangle}{[(E_{n_1} - E_i) - \omega][(E_{n_2} - E_i) - 2\omega] \dots [(E_{n_{k-1}} - E_i) - (k-1)\omega]} \right|^2$$

(w jednostkach, w których $\hbar = 1 = c$),

gdzie $\vec{\epsilon}$ jest wektorem polaryzacji fali, E_i energią stanu początkowego, E_{n_i} energią stanu wzbudzonego, a wielokrotne sumowanie rozciąga się po wszystkich stanach kwantowych atomu. Jak wiadomo, problem znalezienia wszystkich funkcji falowych jest rozwiązany ściśle tylko dla wodoru, lecz nawet i w tym przypadku wykonanie sumowania po wszystkich stanach pośrednich, tożsamy ze znalezieniem pełnej funkcji Greena dla elektronu w atomie [9] nie jest proste. Sumowanie to wykonuje się w sposób przybliżony stosując metodę kwantowego defektu (jak radzieccy fizycy Zonn, Manakov i Rapoport [10]), całkując numerycznie równania różniczkowe spełniane przez funkcję Greena wg metody Schwartz'a i Tiemanna [11], lub jak Bebb [12] sumując tylko główne wyrazy. Dla atomów wodoropodobnych używa się przybliżonych funkcji falowych wzorowanych na funkcjach wodorowych. Istnieją też zupełnie inne metody obliczania współczynnika $a_{i \rightarrow f}$ dla dowolnych atomów. Jedną z nich zaproponowaną przez Reissa [13], a zastosowaną przez Parzyńskiego [14] (pod kierunkiem Stanisława Kielicha) do problemu wielofotonowej jonizacji pozwala w ogóle uniknąć sumowania po stanach pośrednich. Obliczanie współczynnika $a_{i \rightarrow f}$ nawet dla prostych atomów nastęrcza więc trudności. Trudności te rosną niepomierne przy przejściu do fizyki molekularnej skomplikowanych układów cząsteczkowych lub do fizyki ciała stałego. Co więcej, dla dużych cząsteczek i mniejszych częstości promieniowania biorącego udział w procesie załamuje się przybliżenie dipolowe. Okazuje się jednak, że w tych przypadkach nawet bez dokładnego wyliczenia współczynników $a_{i \rightarrow f}$ można wiele powiedzieć o przebiegu procesów nieliniowych w oparciu o znajomość własności symetrii danego układu. Stanisław Kielich, który rozszerzył rachunek Marii Goeppert-Mayer poza przybliżenie dipolowe [15], uzyskał na tej drodze, wraz ze współpracownikami, cenne wyniki [16] dotyczące przejść wielofotonowych w kryształach i cieczach.

To, co nazwałam trudnością przy opisywaniu procesów wielofotonowych, można z drugiej jednak strony uważać za cenną własność tych procesów. Fakt, że wszystkie stany wzbudzone biorą wirtualnie udział w każdym wielofotonowym procesie, może być bowiem, poprzez dokładną obserwację tych procesów, źródłem dodatkowej wiedzy o strukturze danego układu atomowego.

Obserwacje procesów wielofotonowych okazały się też nowym sposobem lepszego poznania struktury wiązek światła. Prawdopodobieństwo k -fotonowego procesu jest proporcjonalne do k -tej funkcji korelacji natężeń światła $\langle I^k \rangle$, gdzie nawias oznacza średniowanie po zespole statystycznym opisującym daną wiązkę światła. Światło widzialne bowiem, nawet prawie monochromatyczne, nie jest falą o określonej amplitudzie i fazie, lecz raczej mieszaniną statystyczną takich fal, przy czym sposób mieszania zależy oczywiście od sposobu wytwarzania światła. Własności statystyczne światła, które decydują o jego spójności, były przedmiotem intensywnych badań w latach sześćdziesiątych, kiedy to dzięki pracom Glaubera [17] powstała nowoczesna teoria spójności światła. W badaniach tych niemały udział mają też polscy teoretycy: Ingarden, Karczewski, Kujawski i inni. Już prawie dziesięć lat temu przewidziano teoretycznie [18], że światło o mniejszym stopniu spójności, np. pochodzące z konwencjonalnych (nielaserowych) źródeł, jest bardziej wydajne w procesach wielofotonowych, gdyż dla takiego światła k -ta funkcja korelacji jest większa o czynnik $k!$ od analogicznej funkcji korelacji dla światła w pełni spójnego (oczywiście przy tym samym średnim natężeniu). Do niedawna główną metodą mierzenia funkcji korelacji wyższych rzędów było zliczanie fotonów przy użyciu fotomnożników. Metodę tę można stosować tylko do słabych wiązek światła. Procesy wielofotonowe w atomach mogą stać się nową metodą badania własności statystycznych światła tym lepszą, im do silniejszych wiązek będzie stosowana. Już do chwili obecnej doświadczenia nad wielofotonowymi procesami rzuciły nowe światło na strukturę promieniowania niektórych laserów. W badaniach tych przoduje grupa fizyków francuskich z Saclay, którzy do swych doświadczeń nad wielofotonową jonizacją atomów używają impulsowego lasera neodymowego. W 1973 r. badając sześciofotonową jonizację wodoru [19], zauważyli, że użyte światło laserowe pod względem własności statystycznych przypomina bardziej światło z konwencjonalnych, termicznych źródeł niż światło w pełni spójne. Przyczyną tego zjawiska był udział w procesie bardzo wielu (około 10^3) nieskorelowanych modów podłużnych. Dalsze badania tych samych autorów [20] wykazały, że w pełni spójne światło można uzyskać jedynie przez wydzielenie pojedynczego modu z promieniowania lasera. Pośrednią drogą otrzymali też oni interesujące dane o wzajemnej spójności między modami oraz o własnościach statystycznych światła lasera neodymowego o zsynchronizowanych modach. Wpływ liczby modów światła laserowego ciąglej pracy na wydajność procesu dwufotonowej absorpcji w cieczach organicznych jest przedmiotem doświadczeń prowadzonych w Warszawie w Zakładzie Optyki Uniwersytetu Warszawskiego i w Instytucie Fizyki PAN [21].

Duża część prac dotyczących wielofotonowych procesów w atomach poświęcona jest tzw. procesom rezonansowym. Mają one miejsce wtedy, gdy pewna wielokrotność energii fotonu z padającej wiązki światła jest równa odległości jednego z poziomów wzbudzonych od poziomu podstawowego. Pierwsza obserwacja wielofotonowego procesu rezonansowego, a mianowicie dwufotonowej absorpcji w potasie, pochodzi z 1965 r. [22], ale główne nasilenie prac w tej dziedzinie przypada na ostatnie parę lat w związku z możliwością otrzymywania światła o bardzo małej szerokości widmowej i częstości przestrajanej wokół częstości rezonansowej. Doświadczenia nad rezonansową wielofotonową jonizacją atomów wykonywane są głównie w Instytucie Lebediewa w Moskwie [23], w Saclay pod Paryżem [24] i w Budapeszcie [25]. Prawdopodobieństwo tych procesów zależy rezonansowo od częstości padającego promieniowania i w skomplikowany, niepotęgowy sposób od jego mocy. Ta niepotęgowa zależność ujawnia się w tym, że na wykresie w skali logarytmiczno-logarytmicznej zależność prawdopodobieństwa procesu od natężenia światła drastycznie odbiega od znanej wszystkim prostej, charakterystycznej dla zwykłych procesów wielofotonowych. Dla użytych mocy rzędu setek MW/cm² wbrów podanemu na wstępie oszacowaniu, obserwujemy więc jak gdyby już teraz w dziedzinie optycznej załamywanie się rachunku zaburzeń. Załamianie to jest jednak w pewnym sensie minimalne. Okazało się mianowicie, dzięki pracom teoretycznym, które są dziełem Stehle'go i Changa [26], Gontiera i Trahina [27], a także Mostowskiego [28] z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie, że wielofotonowe procesy rezonansowe można też opisywać przy pomocy odpowiednich wyrazów rachunku zaburzeń, pod warunkiem, że uwzględni się indukowane przez światło poszerzenie i przesunięcie poziomu rezonansowego w atomie. Te zaś wielkości wystarczy przy natężeniach światła stosowanych w obecnych doświadczeniach obliczyć też przy użyciu odpowiedniego wyrazu rachunku zaburzeń. Oznacza to jednak, że światło traktowane dotąd w fizyce atomowej tylko jako słabe zaburzenie powodujące przejścia między różnymi stanami kwantowymi, zaczyna odgrywać dodatkową rolę czynnika zmieniającego w obserwowalny sposób strukturę atomu. Zmiana struktury atomu pod wpływem światła obserwowana też była pośrednio [29] w końcu lat sześćdziesiątych jako obniżenie współczynnika nieliniowości w procesach wielofotonowej jonizacji gazów szlachetnych. Z dalszym wzrostem mocy stosowanych wiązek światła obliczenie indukowanych w atomie zmian strukturalnych wymagałoby stosowania metod nieperturbacyjnych. Dla pola o częstości radiowej z tą sytuacją mamy już teraz do czynienia. Odpowiednikiem indukowanego przez światło przesunięcia poziomów wzbudzonych w atomie jest znane od wielu lat przesunięcie poziomów zeemanowskich pod wpływem pola magnetycznego o częstości radiowej zwane przesunięciem Blocha-Siegerta. Do pełnego opisu wyników doświadczenia wykonanego w 1973 r. przez Arimondo i Moruzzi'ego [30] w celu dokładnego wyznaczenia przesunięcia Blocha-Siegerta nie wystarczy już rachunek zaburzeń. Wobec braku zada-

walających metod nieperturbacyjnych część danych uzyskanych w tym doświadczeniu czeka wciąż na konfrontację z teorią.

Nawet na podstawie tego, z konieczności pobieżnego i ograniczonego, przeglądu można chyba stwierdzić, że rozwój badań nad optycznymi procesami wielofotonowymi zachodzącymi pod wpływem silnych wiązek światła dostarczył i stale dostarcza potwierdzenia poprawności używanej do ich opisu teorii — nierelatywistycznej elektrodynamiki kwantowej i głównego jej narzędzia — rachunku zaburzeń. Z drugiej strony widzimy jednak w niezbyt odległej perspektywie konieczność rozwinięcia nowych nieperturbacyjnych metod rachunkowych. Wykształcenie tych metod będzie, być może, wymagało użycia aparatu pełnej relatywistycznej elektrodynamiki kwantowej.

Literatura

- [1] M. Goepfert-Mayer, *Ann. Phys.* **9**, 273 (1931).
- [2] J. Blaton, *Z. Phys.* **69**, 835 (1931).
- [3] Pierwszego oszacowania dokonali J. Shapiro i G. Breit, *Phys. Rev.* **113**, 179 (1959). Najnowszy poprawny wynik jest dziełem W. R. Johnsona, *Phys. Rev. Letters* **29**, 1123 (1972).
- [4] D. O'Connell, K. J. Kollath, A. J. Duncan, H. Kleinpoppen, *J. Phys.* **B 8**, L214 (1975).
- [5] I. D. Abella, *Phys. Rev. Letters* **9**, 453 (1962).
- [6] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, *Phys. Rev. Letters* **7**, 118 (1961).
- [7] V. Hugnes, L. Grabner, *Phys. Rev.* **79**, 314 i 829 (1950).
- [8] J. Herweg, *Z. Phys.* **3**, 36 (1920).
- [9] Funkcję Greena dla wodoru wyliczył M. Gavrila, *Nuovo Cimento* **9**, 327 (1958); *Phys. Rev.* **113**, 514 (1959).
- [10] B. A. Zon, N. L. Manakov, L. P. Rapoport, *Dokl. Akad. Nauk ZSRR* **188**, 560 (1969); *Zh. Exp. Teor. Fiz.* **61**, 968 (1971).
- [11] C. Schwartz, J. J. Tiemann, *Ann. Phys.* (N. Y.) **6**, 178 (1959). Metodę tę stosowali między innymi Y. Gontier i M. Trahin, *Phys. Rev.* **172**, 83 (1968).
- [12] H. Barry Bebb, *Phys. Rev.* **149**, 25 (1966).
- [13] H. R. Reiss, *Phys. Rev.* **D 4**, 3533 (1971).
- [14] R. Parzyński, *Acta Phys. Pol.* **A 42**, 745 (1972).
- [15] S. Kielich, *Proc. Phys. Soc.* **86**, 709 (1965), *Acta Phys. Pol.* **30**, 393 (1966).
- [16] S. Kielich, R. Zawodny, *Acta Phys. Pol.* **A 43**, 579 (1973); S. Kielich, Z. Ożgo, *Optics Comm.* **8**, 417 (1973); T. Bancewicz, Z. Ożgo, S. Kielich, *Phys. Letters* **44A**, 407 (1973); Z. Ożgo, S. Kielich, *Physica* **72**, 191 (1974); R. Tanaś, S. Kielich, *Optics Comm.* (w druku).
- [17] R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963); **131**, 2766 (1963).
- [18] Y. R. Shen, *Phys. Rev.* **155**, 921 (1967).
- [19] M. LuVan, G. Mainfray, C. Manus, I. Tugov, *Phys. Rev.* **A 7**, 91 (1973).
- [20] C. Lecompte, G. Mainfray, C. Manus, F. Sanchez, *Phys. Rev. Letters* **32**, 265 (1974); *Phys. Rev.* **A 11**, 1009 (1975).
- [21] J. Krasiński, S. Chudzyński, W. Majewski, M. Głódź, *Optics Comm.* **12**, 304 (1974); J. Krasiński, B. Karczewski, W. Majewski, M. Głódź, *Optics Comm.* (w druku).

- [22] S. Yatsiv, W. G. Wagner, G. S. Pisus, F. J. Mc Clung, *Phys. Rev. Letters* **15**, 614 (1965).
- [23] G. A. Delone, N. B. Delone, G. K. Piskova, *Zh. Exp. Teor. Fiz.* **62**, 1272 (1972).
- [24] B. Held, G. Mainfray, C. Manus, J. Morellec, F. Sanchez, *Phys. Rev. Letters* **30**, 423 (1973).
- [25] J. S. Bakos, A. Kiss, L. Szabo, M. Tendler, *Phys. Letters* **39A**, 283 (1972).
- [26] C. S. Chang, P. Stehle, *Phys. Rev. Letters* **30**, 1283 (1973).
- [27] Y. Gontier, M. Trahin, *Phys. Rev. A* **7**, 1899 (1973).
- [28] J. Mostowski, *Bull. Acad. Polon. Sci.* (w druku).
- [29] G. J. Pert, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE 8**, 623 (1972). Cytowana tam jest literatura dotycząca prac doświadczalnych.
- [30] E. Arimondo, G. Moruzzi, *J. Phys.* **B 6**, 2382 (1973).

Janusz Zakrzewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Jądro atomowe a cząstki elementarne *

Atomic Nucleus and Elementary Particles

Abstract: Negatively charged leptons and hadrons can be incorporated into atomic shells forming exotic atoms. Nucleon resonances and Λ hyperons can be considered as constituents of atomic nuclei. Information derived from studies of such exotic systems enriches our knowledge of both the interactions of elementary particles and of the structure of atomic nuclei.

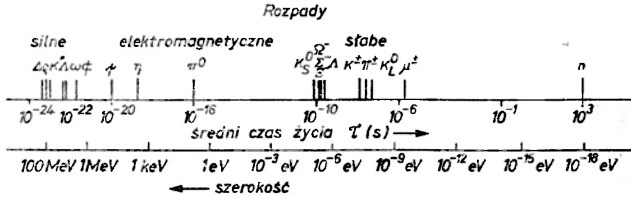
1. Wprowadzenie

Spośród różnych możliwych aspektów zagadnienia sformułowanego w tytule referatu, chcielibyśmy poruszyć dwa: (1) jądro atomowe a jego powłoka oraz (2) jądro atomowe a jego składniki, oba wchodzące w zakres zainteresowania fizyki jądrowej pośrednich energii.

W atomie „zwyčajnym”, dodatnio naładowane jądro, złożone z oddziaływających na siebie silnie nukleonów, otoczone jest powłoką ujemnie naładowanych elektronów, związanych oddziaływaniem elektromagnetycznym (przyciągającymi siłami kolumbowskiemi). Pojawia się naturalne pytanie czy składnikami powłoki atomowej mogą być inne leptony oraz hadrony (mezony i bariony) obdarzone ujemnym ładunkiem elektrycznym a składnikami jądra — inne hadrony (bariony) o czasach życia rzędu lub dłuższych od charakterystycznego czasu jądrowego $\sim 10^{-24}$ s (rys. 1). Odpowiedź na to pytanie jest twierdząca a wynikiem badań takich układów „egzotycznych” są informacje o własnościach cząstek elementarnych, ich oddziaływaniach z nukleonami

* Referat wygłoszony na XXIV Zjeździe Fizyków Polskich w Katowicach, 15—19 września 1975 r.

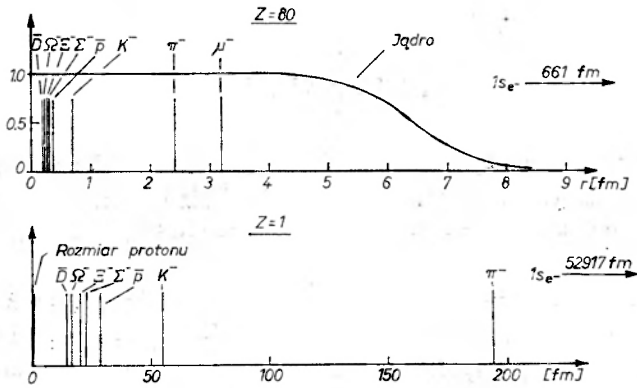
oraz strukturze jąder atomowych. W dalszym ciągu referatu przytoczymy niektóre z tych informacji oraz wskażemy przewidywane kierunki przyszłych badań w tych dziedzinach.



Rys. 1. Średnie czasy życia τ oraz szerokości Γ kilku cząstek elementarnych, których rozpady zachodzą za pośrednictwem oddziaływań silnych, słabych lub elektromagnetycznych. Niektóre spośród nich mogą wchodzić w skład powłoki atomowej lub jądra atomowego (wg M. Goldhabera)

2. Jądro atomowe a jego powłoka

2.1. Wstęp. Od ponad 25 lat wiadomo, że elektron w powłoce atomowej możemy zastąpić przez ujemnie naładowaną cząstkę, lepton lub hadron. W procesie wychwytu atomowego cząstki spowolnionej w ośrodku do dostatecznie małej energii, elektron zostaje wyrzucony z atomu w procesie Augera, a po-

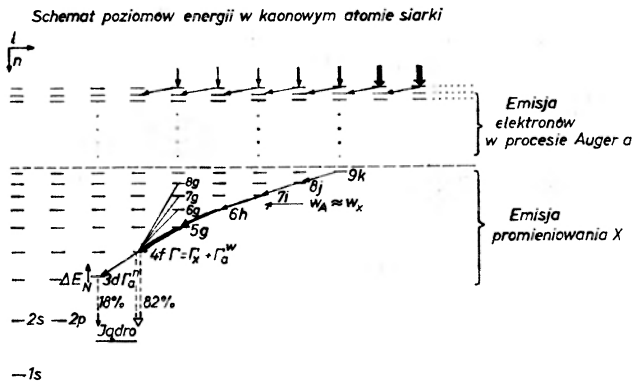


Rys. 2. Promienie bohrowskie stanu o głównej liczbie kwantowej n w wodoropodobnym atomie egzotycznym o liczbie atomowej $Z = 1$ oraz $Z = 80$ (wg T. E. O. Ericsona)

wstały układ złożony z jądra o liczbie atomowej Z , cząstki ujemnej związanej w polu kulombowskim jądra oraz $(Z-1)$ elektronów powłokowych nazywamy atomem „egzotycznym”. Do chwili obecnej zaobserwowano w doświadczeniach licznikowych atomy egzotyczne zawierające leptony μ^- , mezony π^- i K^- , antyprotony \bar{p} i hiperony Σ^- , lecz nie mamy wątpliwości, że i inne hiperony, Ξ^- oraz Ω^- , a także antydeuteryony \bar{d} , antytrytony \bar{t} i antyhele $^3\bar{\text{He}}$ mogą wcho-

dział w skład powłoki atomu. Cząstki te są w odosobnieniu trwałe albo rozpadają się w oddziaływaniach słabych z czasami życia dłuższymi od, lub rzędu, czasów charakterystycznych dla przejść elektromagnetycznych w atomach egzotycznych, które w sumie trwają przez $10^{-12} \div 10^{-10}$ s.

2.2. Schemat poziomów elektromagnetycznych. Atom egzotyczny, utworzony w wyniku wychwytu atomowego cząstki ujemnej, powstaje w stanie wysoce wzbudzonym. Z prostego modelu Bohra, w którym atom traktuje się jako wodoropodobny (pomijając zjawisko osłaniania elektronowego) wynika, że skala energii w atomie egzotycznym względem atomu wodoru zmienia się w przybliżeniu w stosunku $(m/m_e) \cdot Z^2$, a skala rozmiarów orbit kołowych — w stosunku $(m_e/m)/Z$, gdzie m jest masą cząstki, m_e — elektronu, a Z — liczbą atomową jądra atomu egzotycznego (rys. 2). Schemat poziomów energii otrzymuje się w lepszym przybliżeniu z rozwiązania relatywistycznego równania falowego: Kleina-Gordona (dla bozonów — mezonów π^- , K^-) lub Diraca

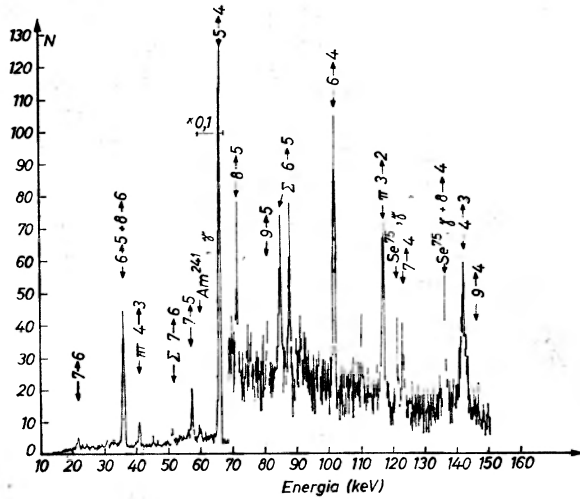


Rys. 3. Schemat poziomów energii kaonowego atomu siarki. Wychwyt atomowy kaonów prowadzi do obsadzenia poziomów z prawdopodobieństwem $\sim (2l+1)$. Przejścia o największym natężeniu, w miarę rozwoju kaskady elektromagnetycznej, zachodzą między orbitami „kołowymi”. Kaskada urywa się po osiągnięciu poziomu $3d$ wskutek absorpcji jądrowej; ostatnim przejściem obserwowalnym w atomie siarki jest $4f-3d$ (wg H. Koča)

(dla fermionów — leptonów μ^- , hiperonów Σ^- , antyprotonów \bar{p}). W tym ostatnim wypadku poziomy energii są rozszczerzone, tworząc dublety struktury subtelnej wskutek istnienia niezerowego momentu magnetycznego cząstki. Rozwiązanie równania falowego należy uzupełnić przez wprowadzenie poprawek uwzględniających skończone rozmiary jądra atomowego (rozkład ładunku w jądrze), poprawki promieniste (przede wszystkim polaryzacja próżni) i osłanianie elektronowe (do pominięcia dla małych wartości głównej liczby kwantowej n).

2.3. Procesy deekscytacji. Atom egzotyczny ulega deekscytacji z emisją elektronów w procesie Augera we wcześniejszych etapach rozwoju kaskady

elektromagnetycznej oraz promieniowania X dla stanów o mniejszych wartościach głównej liczby kwantowej n . Reguły wyboru rządzące tymi procesami: $\Delta l = \pm 1$ z uprzywilejowaniem $\Delta l = -1$ i dopuszczalnie małą (dużą) zmianą Δn dla procesu Augera (promieniowania X) powodują, że cząstka



Rys. 4. Widmo promieniowania X kaonowych atomów fosforu w zakresie 0–200 keV. Linie odpowiadają przejściom kaonowym z wyjątkiem przypadków oznaczonych π (atomy pionowe), Σ (atomy hiperonowe) oraz γ (linie kalibracyjne). Linia K (4–3) wykazuje poszerzenie spowodowane oddziaływaniem silnym (G. Backenstoss i in., *Phys. Letters* 43B, 181 (1972))

zmierza do stanu o maksymalnej wartości orbitalnej liczby kwantowej $l = l_{\max} = n-1$ („orbity kołowej” w języku prostego modelu Bohra). Z chwilą osiągnięcia stanu o liczbach kwantowych $(n, l = n-1)$ zachodzą tylko przejścia elektromagnetyczne typu $(n, n-1) \rightarrow (n-1, n-2) \rightarrow (n-2, n-3) \rightarrow \dots$, tzn. przejścia między kolejnymi orbitami kołowymi (rys. 3).

2.4. Pomiar mas i momentów magnetycznych. Precyzyjne pomiary energii przejścia między stanami o dostatecznie dużych wartościach liczby n (rys. 4) prowadzą do najdokładniejszych pomiarów mas hadronów ujemnych:

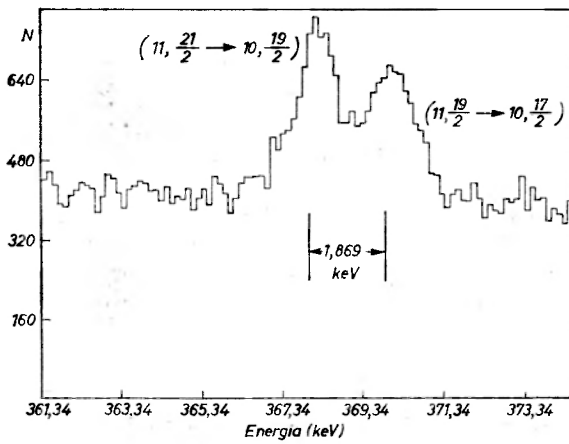
$$m_{\pi^-} = 139,568 \pm 0,005 \text{ MeV},$$

$$m_{K^-} = 493,667 \pm 0,017 \text{ MeV},$$

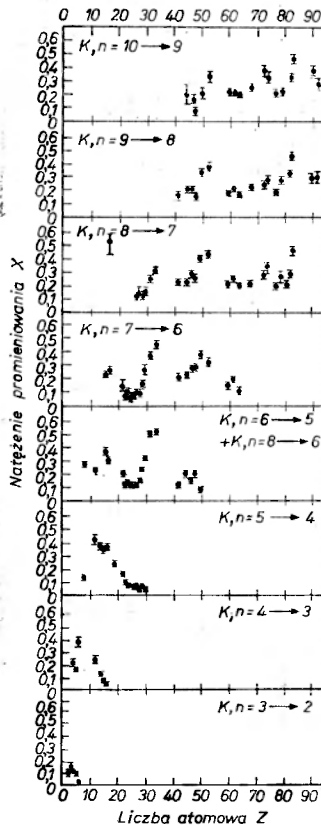
$$m_{\Sigma^-} = 1197,24 \pm 0,14 \text{ MeV},$$

$$m_{\bar{p}} = 938,179 \pm 0,058 \text{ MeV}$$

oraz do wyznaczenia momentów magnetycznych antyprotonu i hiperonu Σ^- . Dla antyprotonu, z obserwacji rozszczepienia struktury subtelnej linii pro-



Rys. 5. Przejście 11—10 w antyprotonowych atomach uranu wykazujące rozszczepienie struktury subtelnej spowodowane przez moment magnetyczny antyprotonu (wg L. Tauschera, *Proc. 6th Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Santa Fe, New Mexico, USA 1975*)



Rys. 6. Wydajność dla przejść X między orbitami kołowymi w atomach kaonowych. Kończenie się danego przejścia przy określonej wartości liczby atomowej Z stanowi najbardziej charakterystyczną cechę hadronowych atomów egzotycznych (C. E. Wiegand, G. L. Godfrey, *Phys. Rev. A 9, 2282 (1974)*)

mieniowania X (rys. 5), otrzymano w dwóch niezależnych eksperymentach wartości (w magnetonach jądrowych):

$$\mu_p = -2,819 \pm 0,056 \text{ m. j.} \quad \text{oraz} \quad \mu_{\bar{p}} = -2,790 \pm 0,021 \text{ m. j.}$$

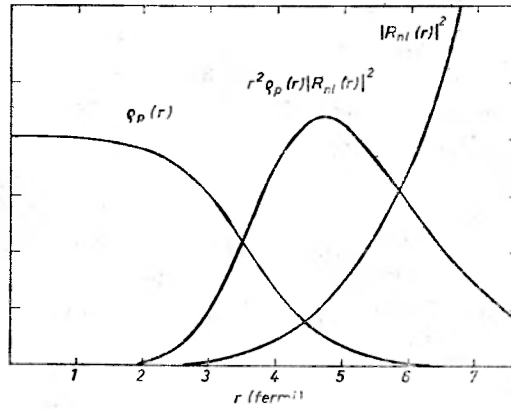
W wypadku hiperonu Σ^- , pomiar momentu magnetycznego jest dużo trudniejszy ze względu na małe natężenie linii i duże tło pochodzące z innych procesów. Dwa niezależne oszacowania, oparte na subtelnej analizie statystycznej widma, prowadzą do wartości:

$$\mu_{\Sigma^-} = -1,48 \pm 0,37 \text{ m. j.} \quad \text{oraz} \quad \mu_{\Sigma^-} = \begin{array}{r} -1,40 \\ +0,41 \\ -0,28 \\ +0,65 \\ +0,28 \\ -0,41 \end{array} \text{ m. j.};$$

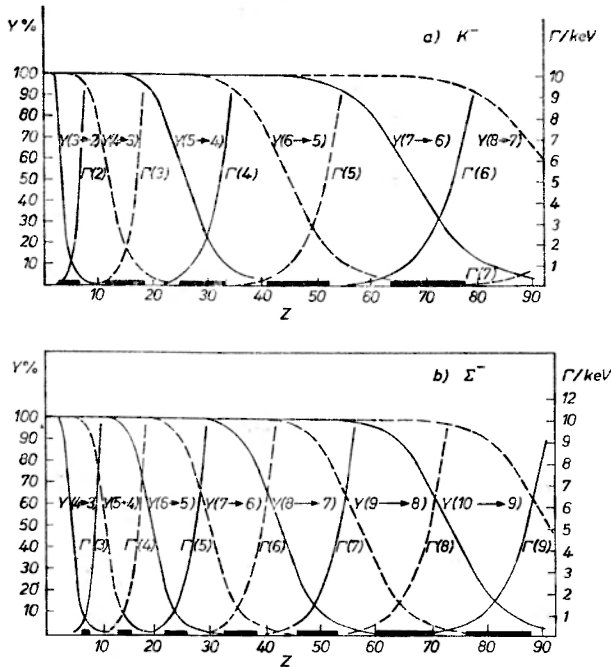
dalsze pomiary są więc konieczne.

2.5. Wpływ oddziaływań silnych. Najbardziej charakterystyczną cechą atomów hadronowych, świadcząca o jądrowej absorpcji hadronów, jest zmniejszanie się natężenia określonego przejścia $(n, n-1) \rightarrow (n-1, n-2)$ w miarę zwiększania liczby atomowej pierwiastka, z ostatecznym zniknięciem tego przejścia przy pewnej wartości Z (rys. 6). Zmiany wydajności przejścia, wraz z występującymi minimami, wiążą się z procesem wychwytu atomowego i wynikającym stąd obsadzeniem początkowym stanów w atomie egzotycznym. Oddziaływanie silne hadronu z nukleonami, jako oddziaływanie krótkozasięgowe, zaczyna wpływać na elektromagnetyczne stany związane hadronu, gdy w miarę deekscytacji atomu egzotycznego hadron osiąga stan o mniejszej wartości n , w którym jego funkcja falowa zaczyna przekrywać się z rozkładem materii jądrowej. Ze względu na wspomniane wyżej uprzywilejowane obsadzanie „orbit kołowych”, absorpcja hadronu zachodzi z dużym prawdopodobieństwem w obszarze powierzchniowym jądra, gdzie gęstość materii jądrowej nie przekracza około 10% wartości centralnej (rys. 7). Wpływ oddziaływania silnego można zaobserwować za pośrednictwem przesunięcia poziomu energii ΔE_N , jego poszerzenia „absorpcyjnego” Γ_a oraz zmniejszenia wydajności przejść z emisją promieniowania X (rys. 3 i 4). Szerokość poziomu „niższego” Γ_a^n można wyznaczyć bezpośrednio z poszerzenia linii X odpowiadającej „ostatniemu przejściu obserwowalnemu”. Szerokość ta jest o 2—3 rzędy wielkości większa od szerokości poziomu „wyższego” Γ_a^w , którą można obliczyć mierząc wydajność Y przejść z emisją promieniowania X.

2.6. Próby interpretacji teoretycznej. Wpływ oddziaływań silnych uwzględniano, jak dotąd, wprowadzając jądrowy potencjał optyczny do opisu oddziaływania hadronu z jądrem. W najprostszym ujęciu przyjmuje się, iż jest on proporcjonalny do rozkładu materii jądrowej w pierwszej oraz drugiej potędze (efekty korelacyjne). Przy użyciu takiego potencjału dąży się do odtworzenia całości danych dotyczących przesunięć poziomów energii, ich szerokości oraz zmian wydajności przejść X (rys. 8). Okazuje się, że amplituda



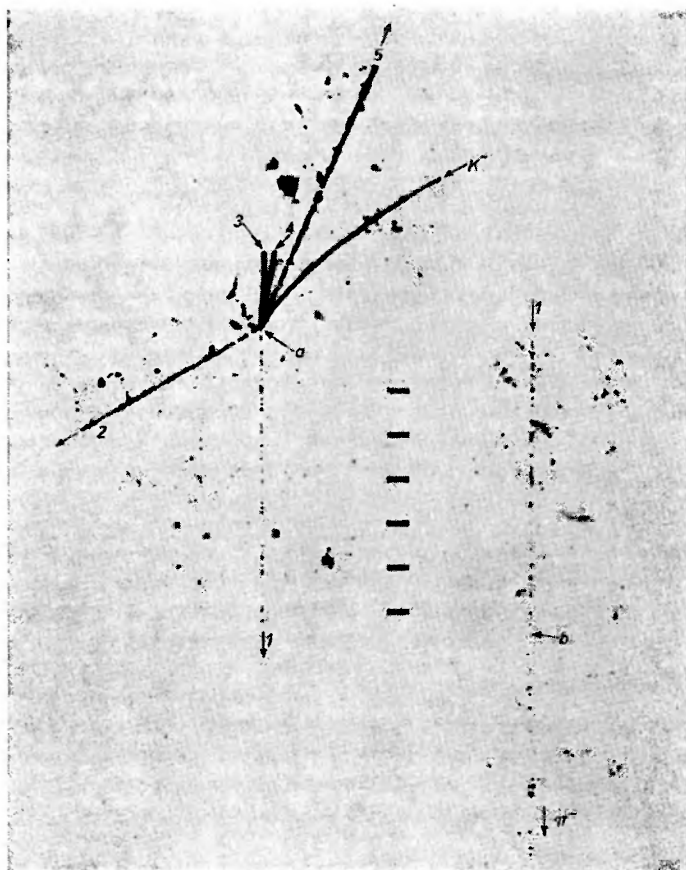
Rys. 7. Rozkład gęstości protonów $\rho_p(r)$ w jądrze wapnia, radialna funkcja falowa kaonu $R_{nl}(r)^2$ oraz funkcja przekrywania gęstości protonów i funkcji falowej kaonu $r^2 \rho_p(r) |R_{nl}(r)|^2$ (W. A. Bardeen, E. W. Torigoe, *Phys. Rev.* 3, 1785 (1971))



Rys. 8. Wydajności Y i szerokości przejść Γ z emisją promieniowania X w a) atomach kaonowych, b) atomach hiperonowych. Czarne odcinki na osiach poziomych wskazują na obszary („okna”), w których zarówno Y jak i Γ mają wartości wystarczająco duże, by umożliwić ich pomiar (T. E. O. Ericson, F. Scheck, *Nuclear Phys.* B19, 450 (1970))

rozpraszania ekstrapolowana z informacji o swobodnym rozpraszaniu hadronów na nukleonach przy niskich energiach wymaga poważnych modyfikacji, gdy proces oddziaływania zachodzi na nukleonach związanych w materii jądrowej. Ze względu na to, że absorpcja jądrowa hadronów ujemnych, w szczególności mezonów K^- , hiperonów Σ^- i antyprotonów, zachodzi w obszarze powierzchniowym jądra, pojawia się możliwość „sondowania” powierzchni jądrowej: badania rozkładu neutronów i protonów oraz korelacji nukleonowych w tym obszarze. Choć istnieją wyniki eksperymentalne, interpretowane przy założeniu nadmiaru neutronów w obszarze powierzchniowym jąder cięższych wydaje się, iż lepiej powstrzymać się przed wyciąganiem ostatecznych wniosków do czasu uzyskania pełnego opisu teoretycznego oddziaływania hadronów z jądrami.

2.7. Mechanizm reakcji jądrowej. Istotną rolę może odgrywać mechanizm reakcji jądrowej; wskazuje na to częsta emisja ugrupowań nukleo-



Rys. 9. Mikrofotografia oddziaływania w emulsji jądrowej mezonu K^- z jądrem węgla ^{12}C z produkcją hiperonu Σ^- (1), protonu (2), dwóch cząstek α (3, 4) i deuteronu (5). Cząstki α pochodzą prawdopodobnie z rozpadu stanów podstawowych jądra końcowego ^8Be . Hiperon Σ^- rozpada się w locie na mezon π^- w punkcie b (D. Evans i in., *Proc. Roy. Soc. A* 262, 73 (1961))

nowych, w szczególności takich, jak cząstki α , obserwowana w procesach absorpcji jądrowej mezonów (rys. 9). Można ją przypisać własnościom jądra, np. strukturze klastrowej powierzchni jądrowej, albo mechanizmowi reakcji, np. oddziaływaniom wielonukleonowym. Dalsze prace nad atomami egzotycznymi i niskoenergetycznymi oddziaływaniami hadronów z nukleonami, w szczególności badania koincydencji między promieniowaniem X a cząstkami wtórnymi powstającymi w wyniku absorpcji hadronu przez jądro oraz badania oddziaływania elementarnego hadronów z nukleonami, przyniosą niewątpliwie odpowiedzi na szereg problemów otwartych ujawnionych w pracach dotychczasowych.

3. Jądro atomowe a jego składniki

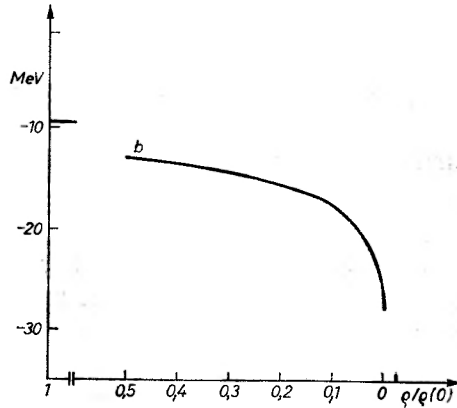
3.1. Wstęp. W ramach teorii konwencjonalnej, jądro atomowe traktuje się jako słabo związany układ nukleonów, protonów i neutronów, przy czym zakłada się, że nukleony są jedynymi składnikami jąder a ich własności wewnętrzne (np. spin, izospin, moment magnetyczny) są takie same jak w stanie swobodnym. Wartości energii charakteryzujących nukleon w jądrze są małe w porównaniu z masą spoczynkową nukleonu; zezwala to na opis nierelatywistyczny oddziaływania jądrowego za pomocą potencjału wyrażającego udział mezonów przenoszących to oddziaływanie między nukleonami.

3.2. Rezonanse barionowe w materii jądrowej. Od kilkunastu lat, w fizyce cząstek elementarnych wielkich energii, bada się widmo wzbudzeń nukleonów — rezonansów barionowych — o własnościach wewnętrznych różnych od własności nukleonów (rys. 1). Wiemy obecnie, że nukleon przejawia bogate widmo wzbudzeń, przy czym różnice w energii między sąsiednimi stanami wzbudzonymi są rzędu kilkuset MeV, a ich szerokości ze względu na rozpad za pośrednictwem oddziaływania silnego są rzędu 100 MeV. Pojawia się zatem możliwość wzbudzania stanów rezonansowych nukleonów — rezonansów barionowych — w jądrach atomowych; mogą być one wzbudzone „zewnątrznie” w reakcjach jądrowych lub „wewnętrznie” wskutek zderzeń nukleonów przy małych odległościach, $\lesssim 1$ fm. W takim ujęciu, rezonanse barionowe można traktować, podobnie jak nukleony, jako fundamentalne składniki jądra, opisując ich wzajemne oddziaływanie z nukleonami przy użyciu potencjału uwzględniającego wymianę mezonów.

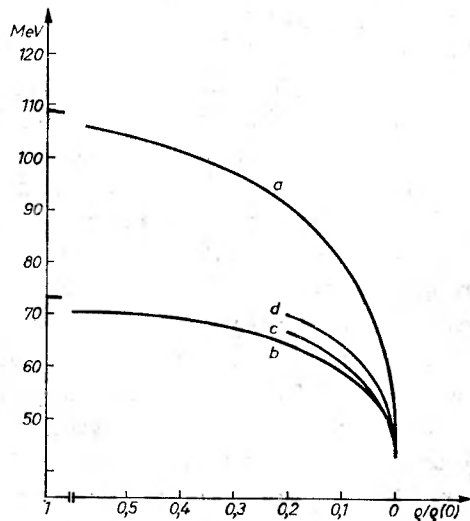
3.3. Wzbudzanie rezonansu Λ (1405). Rezonans barionowy wzbudzony „zewnątrznie” w jądrze atomowym oddziałuje z nukleonami podczas swej propagacji w materii jądrowej, co może prowadzić do zmiany jego parametrów charakterystycznych. Na przykład opis oddziaływania z jądrem mezonu K^- związanego w atomie egzotycznym, wymaga uwzględnienia występowania w kanale o izospinie $I = 0$ stanu rezonansowego Λ (1405) o dziwności $S = -1$, masie 1405 MeV i szerokości 40 MeV, tzn. znajdującego się około 27 MeV poniżej progu oddziaływania w układzie kaon-proton. Wskutek

możliwości przejścia do kanału hiperonowego na innych nukleonach jądra, w stanach pośrednich oddziaływania kaon-nukleon, następuje wzrost szerokości rezonansu wraz ze wzrostem gęstości materii jądrowej (rys. 10). Zmienia się zarazem położenie rezonansu; przesuwa się on bliżej progu (rezonans staje się słabiej związany), co jest przede wszystkim wynikiem zasady Pauliego, zmniejszającej dostępną przestrzeń fazową w stanach pośrednich, a więc do redukcji siły przyciągania (rys. 11).

3.4. Wzbudzenie rezonansu Λ (1236). Modyfikację parametrów rezonansu można zrozumieć jako wynik oddziaływania utworzonego rezonansu

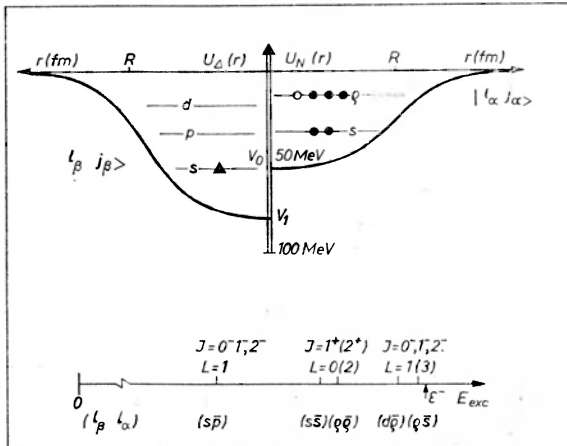


Rys. 10. Zależność szerokości Γ rezonansu Λ (1405) od gęstości materii jądrowej $\rho(r)$; szerokość rezonansu swobodnego wynosi około 40 MeV (S. Wycech, *Nuclear Phys.* B28, 541 (1971))



Rys. 11. Zależność położenia rezonansu Λ (1405) od gęstości materii jądrowej $\rho(r)$; w układzie kaon-proton, rezonans ten jest położony około 27 MeV poniżej progu (S. Wycech, *ibid.*)

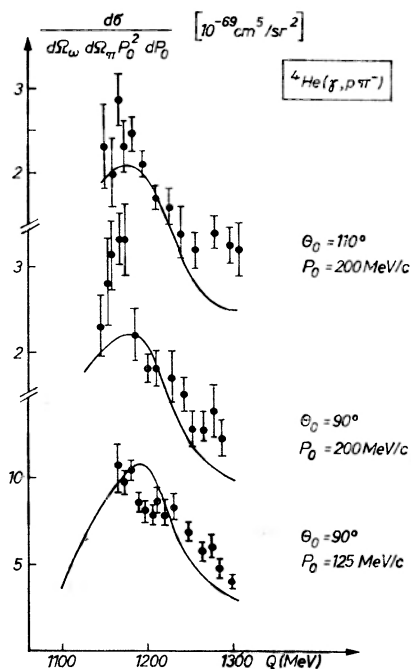
w czasie jego „życia” z sąsiednimi nukleonami: takie oddziaływanie zmniejsza średni czas życia rezonansu, a zatem zwiększa jego szerokość. Jest to więc proces „poszerzenia przez zderzenie”, znany z fizyki atomowej jako poszerzenie zderzeniowe linii widmowych. Dla przykładu rozważmy stan rezonansowy Δ (1236) o masie około 1236 MeV i szerokości około 120 MeV, formowany w oddziaływaniu z jądrami mezonów π o energii kilkuset MeV w kanale o izospinie $I = 3/2$. Doświadczenie pokazuje, że całkowity przekrój czynny na oddziaływanie pion-jądro wykazuje maksimum w pobliżu rezonansu Δ (1236) dużo szersze, niż w przypadku oddziaływania elementarnego pionów z nukleonami. Całkowite poszerzenie rezonansu (zderzenia, ruch fermiowski) opisuje prosta reguła Bugga głosząca, że iloczyn szerokości i wysokości rezonansu w oddziaływaniu z jądrami o liczbie masowej A winien być A razy większy od analogicznego iloczynu dla oddziaływania elementarnego: $(\Gamma\sigma_t)_{\pi\text{jądro}} = A \cdot (\Gamma\sigma_t)_{\pi\text{nukleon}}$, gdzie σ_t jest wartością całkowitego przekroju czynnego w maksimum. Należy podkreślić, że w tym wypadku mowa jest tylko o rezonansie w układzie pion-nukleon a nie pion-jądro.



Rys. 12. Jedna z możliwych konfiguracji rezonansu Δ i dziury nukleonowej w jądrze tlenu ^{16}O . Zaznaczono przewidywane widmo energii różnych stanów cząstka-dziura, przy czym $\epsilon \approx 300$ MeV oznacza energię wzbudzenia rezonansu Δ w stanie swobodnym (M. Dilig, M. G. Huber, w *Mesonic Effects in Nuclear Structure*, str. 80, wyd. K. Bleuer i in., Wissenschaftsverlag, Mannheim 1975)

3.5: Wzbudzenie kolektywne rezonansu jądrowego. Można też rozpatrywać możliwość krańcową — wzbudzenia rezonansu w układzie pion-jądro. Na przykład, gdy nukleon związany w jądrze złożonym ulega wzbudzeniu do stanu rezonansowego Δ (1236), w jądrze tworzony jest nie tylko rezonans Δ , lecz także „dziura” nukleonowa N^{-1} . Wzbudzenie rezonansu Δ w jądrze atomowym można zatem traktować jako wzbudzenie typu „cząstka-dziura” ΔN^{-1} , gdzie cząstką jest w tym wypadku rezonans Δ , a dziurą — luka w odpowiedniej powłoce jądra. Rezonans Δ w stanie swobodnym rozpada się w oddzia-

ływaniu silnym na nukleon i pion; w jądrze atomowym, pion z rozpadu może albo ulec emisji do continuum, albo absorpcji przez jeden z sąsiednich nukleonów jądra końcowego. Ze względu na to, że energia pionu leży w obszarze rezonansowym, można się spodziewać, że proces reabsorpcji będzie dominował nad procesem emisji, gdyż średnia droga swobodna λ_{rez} pionu „rezonansowego” jest na ogół dużo mniejsza od średniej odległości między nukleonami w jądrze



Rys. 13. Różniczkowy przekrój czynny na reakcję ${}^4\text{He}(\gamma, p\pi^-)$ dla różnych pędów p_0 odrzutu i kątów θ_0 emisji układu (ppn) . Krzywa ciągła odpowiada przewidywaniom modelu impulsowego. Wąskie maksimum przy $Q \approx 1165$ MeV o szerokości $\Gamma \lesssim 40$ MeV może być związane ze wzbudzeniem rezonansowym jądra ${}^4\text{He}$ (por. ref. w podpisie do rys. 12, wg pracy P. E. Argan i in., *Phys. Rev. Letters* **29**, 1191 (1972))

$\lambda_{\text{rez}} \ll d \sim 1,8$ fm. Rezonansowa absorpcja pionu przez związany nukleon prowadzi zatem do oddziaływania Δ z sąsiednim nukleonem. Takie oddziaływanie ΔN może przesuwać położenie rezonansu, zmieniając energię wiązania rezonansu Δ w jądrze końcowym oraz mieszać różne konfiguracje cząstka-dziura ΔN^{-1} prowadząc w ten sposób do wzbudzeń kolektywnych jądra (rys. 12). Tak więc wzbudzenie nukleonu związanego w jądrze złożonym do stanu rezonansowego Δ może prowadzić do wzbudzenia całego jądra. Można oczekiwać, że szerokość takiego rezonansu jądrowego będzie mniejsza od szerokości rezonansu Δ w stanie swobodnym wskutek mieszania stanów cząstka-dziura (co efektywnie prowadzi do zwiększenia średniego czasu życia stanu rezonansowego). Stan, o jakim tu mowa, być może występuje w procesie fotoprodukcji

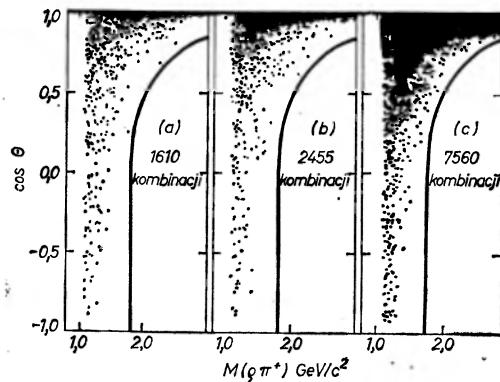
pionów na jądrach helu w postaci wąskiego, $\lesssim 40$ MeV, maksimum nałożonego na szerokie tło odpowiadające fotoprodukcji pionów na quasi-swobodnych nukleonach (rys. 13).

3.6. Domieszka rezonansów barionowych do stanu podstawowego jąder. Rozluźniając założenia teorii konwencjonalnej, przyjęliśmy możliwość przejść nukleonów w jądrze do stanów rezonansowych pojawiających się wskutek wzbudzeń „wewnętrznych”. Przypuszczamy więc, że stan podstawowy jądra może zawierać domieszki wirtualnych rezonansów barionowych. Najwięcej prac poświęcono analizie jądra najprostszego — deuteronu, obliczając przyczynki od stanów rezonansowych do funkcji falowej deuteronu w stanie podstawowym:

$$\Phi^d = \Phi_S + \Phi_D + \Sigma\Phi_{LS} \text{ (stany rezonansowe).}$$

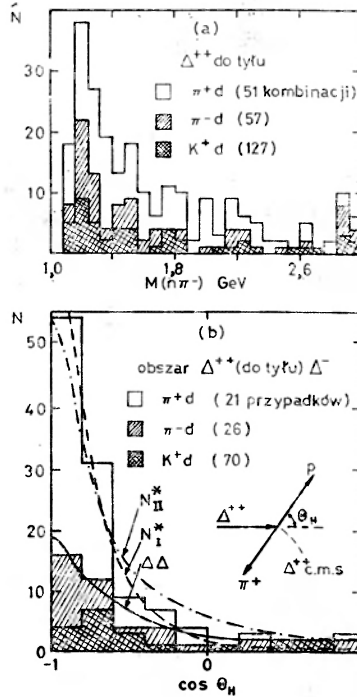
Chociaż przewidywane domieszki są bardzo małe, $\lesssim 1\%$, wykorzystywano je przy obliczaniu poprawek do własności elektromagnetycznych izotopów wodoru i helu oraz uwzględniano przy interpretacji oddziaływania szybkich hadronów, pionów i protonów, z deuteronami jako tarczą. W tym ostatnim wypadku podstawową trudnością dla dowodu istnienia rezonansów barionowych w jądrze jest wyodrębnienie efektów rezonansowych od mechanizmu reakcji.

3.7. „Wybijanie” rezonansów z jąder. Bardziej bezpośredni dowód istnienia wirtualnych stanów rezonansowych w jądrze otrzymalibyśmy, wyobrażając sobie jądro atomowe jako układ związany nukleonów i rezonansów wirtualnych, z którego padający hadron wielkiej energii może „wybić” rezonans w reakcji zderzenia hadronu z rezonansem. Najprostszą tarczą rezonansów wirtualnych jest oczywiście deuteron; przyjmijmy, że deuteron część



Rys. 14. Rozkład masy inwariantnej układu $(p\pi^+)$ względem cosinusa kąta θ emisji tego układu w laboratorium dla oddziaływania $hd \rightarrow h\pi^+\pi^-pn$, gdzie h oznacza mezon: a) π^+ o pędzie 15 GeV/c, b) π^- o pędzie 15 GeV/c, c) K^+ o pędzie 12 GeV/c. Obserwuje się przypadki emitowane wstecznie, $\cos\theta < 0$, o masach w obszarze Δ (1236) (C. P. Horne i in., *Phys. Rev. Letters* 33, 380 (1974); wstępne dane patrz M. Goldhaber, *J. Phys. (Paris), Colloq.* 34, C1-209 (1973))

czasu przebywa w stanie zawierającym rezonans Δ , przy czym ze względu na spin izotopowy deuteronu $I = 0$, musi on przechodzić z jednakowym prawdopodobieństwem do stanów zawierających dwa rezonanse Δ : $\Delta^{++}\Delta^-$ oraz $\Delta^+\Delta^0$. Padający hadron może wówczas wybić jeden z rezonansów Δ ; drugi natomiast, odgrywający rolę „widza” tej reakcji, może pojawić się w układzie laboratoryjnym z pędem fermiowskim, jaki miał on w strukturze $\Delta\Delta$ (rys. 14, 15). Badanie takiego procesu prowadzi, przy pewnych założeniach

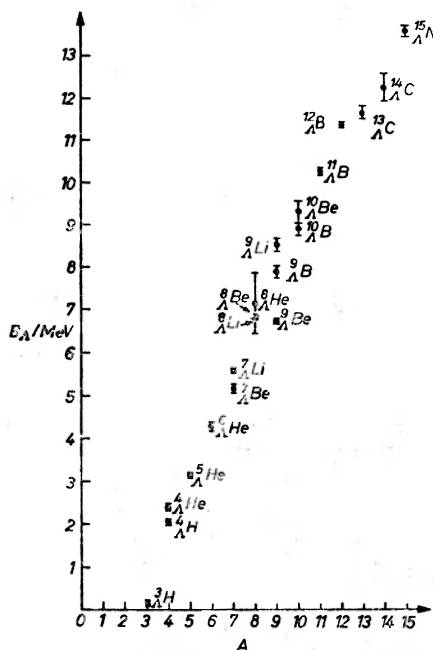


Rys. 15. Dane sumaryczne dotyczące stanu końcowego $h\pi^+\pi^-pn$ dla wszystkich trzech eksperymentów z rys. 14. (a) Rozkład masy inwariantnej układu (π^-n) dla przypadków, dla których rezonans Δ^{++} emitowany jest wstecznie w laboratorium. (b) Rozkład kąta θ_H , zdefiniowanego na rysunku dla przykładów jak wyżej. Krzywe oznaczają przewidywania modeli z dysocjacją nukleonu wzbudzonego N^* do stanu $\Delta\pi$ oraz modelu z przejściem deuteronu do stanu wirtualnego $\Delta\Delta$ (C. P. Horne i in. *ibid.*)

upraszczających, do oceny prawdopodobieństwa przebywania deuteronu w postaci struktury $\Delta\Delta$, wynoszącej $\lesssim 1\%$. Wynik ten należy jednak przyjmować z dużą ostrożnością ze względu na poważne tło wynikające z produkcji rezonansów Δ w oddziaływaniu hadronów z nukleonami oraz z tworzenia przypadkowych korelacji pionów i nukleonów pasujących do założenia, że pochodzą one z rozpadu rezonansu Δ — widza. Wydaje się, że pewniejszą odpowiedź mogłaby przynieść obserwacja szybkiego rezonansu Δ pochodzącego ze zderzenia hadronu z rezonansem Δ w deuteronie i szukanie skorelowanego

z nim rezonansu Δ — widza takiego zderzenia. Proces taki przebiega jednakże z małym przekrojem czynnym (rzędu nanobarnów).

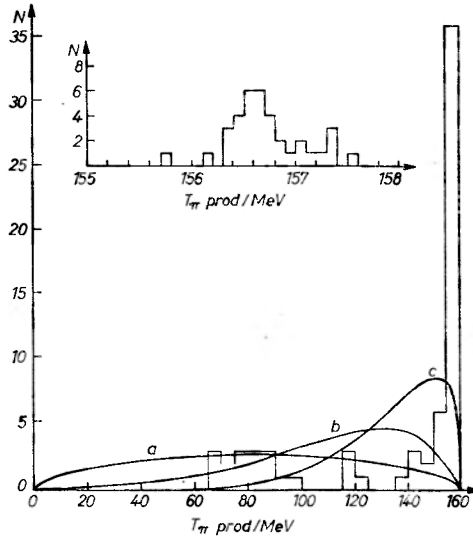
3.8. Stany podstawowe hiperjąderek. Od ponad 23 lat bada się hiperjądra, tzn. jądra atomowe zawierające hiperony Λ , związane przyciągającym oddziaływaniem silnym. Hiperon Λ , który można traktować jako stan rezonansowy nukleonu o masie 1115,6 MeV, obdarzony dziwnością $S = -1$, w stanie swobodnym rozpada się mezonowo w oddziaływaniu słabym ze średnim



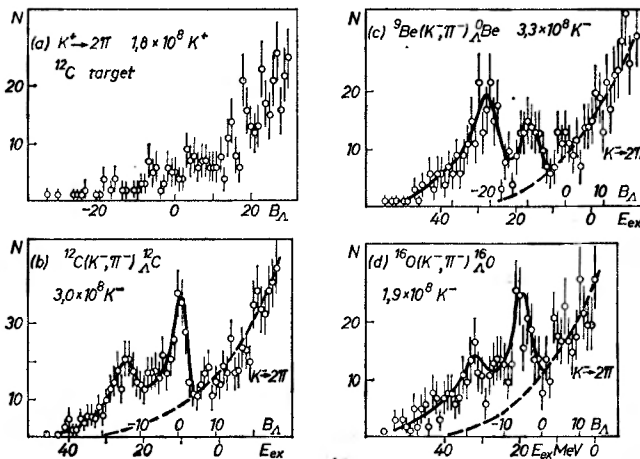
Rys. 16. Zależność energii wiązania (separacji) hiperonu Λ w hiperjądrach, B^A , od ich liczby masowej A . Dla hiperjąderek o liczbach masowych $60 \lesssim A \lesssim 100$ ocenia się, że energia wiązania hiperonu Λ wynosi około 23 MeV (Europejska Współpraca K, *Nuclear Phys.* B 52, 1 (1973))

czasem życia $2,5 \cdot 10^{-10}$ s, na nukleon i pion, cząstki niezwykłe o $S = 0$. W obecności nukleonów, w stanie związanym w jądrze atomowym, otwiera się niemezonowy kanał rozpadu słabego $\Lambda + N \rightarrow N + N$, dominujący dla hiperjąderek cięższych o $A \gtrsim 60$, dla których stosunek liczby rozpadów niemezonowych do mezonowych z emisją pionu ujemnego wynosi ~ 150 . Znane są tylko dwa przypadki hiperjąderek podwójnych, zawierających dwa związane hiperony Λ ; przypadków hiperjąderek pojedynczych, zawierających jeden hiperon Λ , zaobserwowano za pomocą techniki emulsji jądrowych ponad 200 tysięcy, z czego około 10 tysięcy przypadków zidentyfikowano jednoznacznie. W sumie poznano 21 różnych hipernuklidów, od hiperwodoru ${}^3_{\Lambda}H$ do hiperazotu ${}^{15}_{\Lambda}N$, wyznaczając dla nich energie wiązania (separacji) hiperonu Λ w stanach podstawowych (rys. 16) oraz — dla niektórych — wartości spinów i średnich czasów życia. Na podstawie tych danych wnioskowano o własnościach od-

działywania ΔN , o którym istnieje niewiele informacji bezpośrednich ze względu na trudności w badaniu rozpraszania hiperonów Λ na nukleonach (brak wiązek hiperonów Λ o niskich energiach).

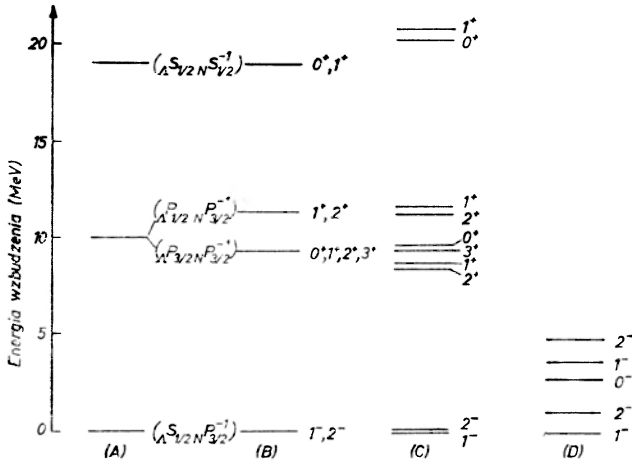


Rys. 17. Rozkład energii kinetycznej pionów z wychwytu kaonów w spoczynku w emulsji jądrowej przez jądra węgla: $K^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^1\text{H} + {}^{\Lambda}_{11}\text{B}$. Krzywe przedstawiają a) trzeciafazaową przestrzeń fazową, b) model impulsowy, c) model impulsowy z uwzględnieniem rezonansu Δ (1236). Dane wskazują na dwuciałową reakcję wymiany dziwności ${}^{12}\text{C}(K^-, \pi^-){}^{\Lambda}_{11}\text{C}^*$ z produkcją stanu rezonansowego hiperwęgla ${}^{\Lambda}_{11}\text{C}$ o energii wzbudzenia około 11 MeV i szerokości < 1 MeV (Europejska Współpraca K, *Nuclear Phys. B* 47, 36 (1972))

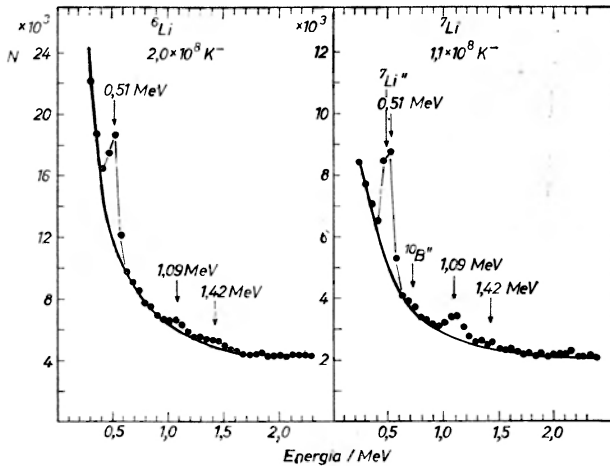


Rys. 18. Widma energii pionów z reakcji wymiany dziwności (K^-, π^-), przy pędzie K^- 900 MeV/c i kącie emisji π^- 0° , w tarczach b) węgla ${}^{12}\text{C}$, c) berylu ${}^9\text{Be}$ oraz d) tlenu ${}^{16}\text{O}$. Maksima odpowiadają produkcji rezonansowych stanów hiperjądrowych. Widmo a) stanowi pomiar tła π^+ z rozpadu K^+ w obecności tarczy węglowej (W. Brückner i in., *Phys. Letters* 55B, 107 (1975))

3.9. Stany rezonansowe hiperjader. Pojawienie się nowych możliwości technicznych — konstrukcja wiązek powolnych mezonów K^- o dużym natężeniu — zapoczątkowało w ostatnich latach prace w dziedzinie badań spektroskopii hiperjądrowej, zajmującej się analizą stanów wzbudzonych hiperjader przy użyciu technik licznikowych. Stan wzbudzony hiperjądra opisuje się, w podejściu fenomenologicznym jako wzbudzenie hiperonu Λ (przeniesienie cząstki Λ na wyższy poziom energii układu Λ — rdzeń jądrowy)



Rys. 19. Kolejne przybliżenia przy obliczaniu widma energii wzbudzenia hiperwęglu ${}^A_4\text{C}$. „A” jest czystym widmem jednocząstkowym, „B” wskazuje na wpływ sił spinowo-orbitalnych, „C” — na wkład od oddziaływań szcążkowych, „D” jest oparte na różnych założeniach dotyczących oddziaływania ΛN (J. Hüfner i in., *Nuclear Phys.* A234, 429 (1974))



Rys. 20. Widma fotonów γ otrzymane przy naświetlaniu tarczy ${}^6\text{Li}$ lub ${}^7\text{Li}$ zatrzymującymi się mezonami K^- . Linię o energii 1,09 MeV przypisano jednoznacznie przejściom w hiperjądrach o liczbie masowej 4, ${}^4_4\text{H}$, ${}^4_4\text{He}$ (A. Bamberger i in., *Phys. Letters* B36, 142 (1971) oraz *Nuclear Phys.* B62, 61 (1973))

bądź jako wzbudzenie rdzenia jądrowego (jednocząstkowe lub kolektywne). Ostatni przypadek zachodzi na przykład w reakcji wymiany dziwności ${}^Z_A(K^-, \pi^-) {}^Z_A$, kiedy następuje wzbudzenie jądrowe typu cząstka-dziura ΛN^{-1} , przy czym cząstką jest hiperon Λ zastępujący neutron w powłoce jądrowej, w której pojawia się luka nukleonowa. Reakcja ta stanowi najefektywniejsze źródło hiperjądrowych stanów rezonansowych, obserwowanych w oddziaływaniach mezonów K^- zarówno w spoczynku (rys. 17) jak i w locie (rys. 18). Stany te rozpadają się w oddziaływaniu silnym z emisją barionów (np. protonów). Przewidywane teoretycznie widmo energii wzbudzenia dla hiperwęglu ${}^{12}_C$ ma strukturę złożoną (rys. 19); doświadczalnie obserwuje się obsadzanie stanów w pobliżu 10 i 20 MeV (rys. 18).

3.10. Stany wzbudzone hiperjąder rozpadające się z emisją fotonów. Pierwsze stany rozpadające się elektromagnetycznie z emisją fotonu γ zaobserwowano w wyniku wychwytu mezonów K^- w spoczynku w tarczy 6Li oraz 7Li (rys. 20). Przypisano je stanom wzbudzonym hiperwodoru ${}^4_H^*$ albo hiperhelu ${}^4_He^*$ (albo obu!), powstającym w wyniku odwrócenia spinu hiperonu Λ . W stanach podstawowych, hiperjądra te mają spiny $J = 0$, natomiast w stanach wzbudzonych $J = 1$, przy czym oczekuje się, że są to stany cząstkowo-trwałe, rozpadające się elektromagnetycznie w przejściu M1 z emisją fotonów γ o energii w pobliżu 1 MeV. Analiza zaobserwowanej linii o energii 1,09 MeV, wraz z danymi o energiach wiązania najlżejszych hiperjąder s-powłokowych (3_H , 4_H i 4_He) oraz o rozpraszaniu elastycznym Λp , prowadzi — w ramach prostego modelu fenomenologicznego — do potwierdzenia zależności spinowej oddziaływania ΛN oraz łamania symetrii ładunkowej w tym oddziaływaniu. Oba te zjawiska wywnioskowano uprzednio z analizy energii wiązania dla hiperjąder w stanach podstawowych.

Dawno wysunięta sugestia istnienia hiperjądrowych stanów izomerycznych dla hiperhelu ${}^4_He^*$, rozpadających się w oddziaływaniu słabym w konkurencji z emisją fotonów γ w przejściu elektromagnetycznym typu M1, oparta jest wciąż na ubogim materiale statystycznym, pochodzącym z obserwacji w emulacjach jądrowych.

Dalsze prace eksperymentalne w zakresie spektroskopii pionowej zmierzają do rozszerzenia badań na inne pierwiastki, wraz z polepszeniem energetycznej zdolności rozdzielczej stosowanej aparatury spektrometrycznej, celem pomiaru energii wzbudzenia i szerokości rezonansowych stanów hiperjądrowych w szerokim zakresie liczb masowych. Prace w zakresie spektroskopii gamma koncentrują się przede wszystkim nad wyjaśnieniem źródła linii hiperjądrowej o energii 1,09 MeV (4_H , 4_He — a może oba hiperjądra?) oraz poszukiwaniem innych przejść z emisją fotonów γ w hiperjądrach; śladów takich przejść można się doszukiwać w istniejącym materiale doświadczalnym.

Wojciech Gajewski

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Michał Świącki

Zakład Astronomii PAN
Warszawa

Model partonowo-kwarkowy hadronów

Quark-Parton Model of Hadrons

Abstract: The parton model of hadrons is briefly described and under the assumption that partons are quarks, it is compared with the experimental data concerning deep inelastic electron and neutrino interactions. Finally, a rough description of the MIT bag model is presented.

1. Wstęp

Fizyka cząstek elementarnych zajmuje się dwoma podstawowymi zagadnieniami: bada rodzaje i własności sił działających we Wszechświecie oraz stara się poznać strukturę materii. Panuje głębokie przekonanie, że kiedy oba te zagadnienia połączą się i struktura materii wyniknie z własności sił, będzie można odpowiedzieć na pytanie, skąd się bierze tak wielka różnorodność cząstek — leptonów i hadronów. Na razie badania zarówno struktury cząstek, jak i sił między nimi działających prowadzi się równolegle, ciesząc się, że szlaki tych badań coraz częściej się schodzą.

Od dawna wiadomo, że źródłem struktury cząstek są ich oddziaływania. Cząstki oddziałujące tylko słabo lub elektromagnetycznie (leptony) przy dostępnych obecnie energiach zachowują się jak obiekty punktowe — są pozbawione struktury, czyli możemy je uważać za cząstki elementarne. Natomiast oddziaływania silne są dostatecznie silne, by wynikająca z nich struktura hadronów była mierzalna za pomocą współczesnych technik eksperymentalnych. Pasjonującym pytaniem jest, czy w obserwowanej strukturze hadronów można stwierdzić istnienie jakichś elementarnych, czyli pozbawionych już struk-

tury, składników. Odpowiedzią na to pytanie zajmiemy się w tym artykule.

Długie lata panowało przekonanie, że strukturę hadronów można badać jedynie w oddziaływaniach hadronów ze sobą. Postęp w tej dziedzinie, mimo że duży, był ograniczony. Ograniczał go brak teorii opisującej silne oddziaływanie. Obecny formalizm matematyczny fizyki wymaga, aby oddziaływanie między cząstkami dało się rozbić na szereg oddziaływań polegających na wymianie między tymi cząstkami coraz większej liczby wirtualnych cząstek będących nośnikami sił. Szereg taki jest zbieżny (przynajmniej asymptotycznie) dla oddziaływań elektromagnetycznych i słabych, natomiast w przypadku oddziaływań silnych jest rozbieżny. Fakt ten nastraja fizyków na tyle pesymistycznie, że coraz częściej głoszony jest pogląd, iż w przypadku hadronów i ich silnych oddziaływań istnieje przy obecnym formalizmie szansa zrozumienia tylko drobnej części tych oddziaływań związanych z dużymi przekazami pędu. Dla tej części oddziaływań wspomniany szereg jest prawdopodobnie zbieżny. Natomiast główna część oddziaływań silnych być może nigdy nie zostanie w tym formalizmie zrozumiana, tzn. nigdy nie uda się jej opisać za pomocą kwantowej teorii pola opartej na rachunku zaburzeń.

Ogólny stan teorii oddziaływań silnych tylko częściowo hamował postęp prac nad badaniem struktury i oddziaływań hadronów. Uzyskano tu znaczne sukcesy. Największym z nich było odkrycie symetrii $SU(3)$ i sposobu jej łamania oraz wysunięcie hipotezy istnienia kwarków. Sukcesem był także rozwój aksjomatycznej teorii pola pozwalający na zrozumienie ogólnych cech amplitudy rozpraszania silnie oddziałujących cząstek, a w szczególności jej własności analitycznych (związki dyspersyjne, bieguny Reggego, dualność). Odkrycia te pozwoliły usystematyzować wszystkie znane cząstki w kilka multipletów spełniających symetrię $SU(3)$ oraz związane z nimi trajektorie Reggego. Systematyka ta dała możność przewidywania mas cząstek, ich momentów magnetycznych oraz pozwoliła ustalić szereg związków między przekrojami czynnymi na różne reakcje.

Odkryta symetria $SU(3)$ nasunęła naturalny wniosek o istnieniu cząstek będących realizacją jej reprezentacji podstawowej — o istnieniu trzech kwarków. Wszystkie hadrony byłyby wówczas zbudowane z elementarnych cegiełek — kwarków — a ich liczba i własności określałyby przynależność i położenie hadronu w odpowiednim multiplecie $SU(3)$. Niestety, wszystkie dotychczasowe wysiłki, by wykryć swobodne kwarki, kończyły się niepowodzeniem. Oznaczać to może, że kwarki, jeżeli rzeczywiście istnieją, mają bardzo dużą masę, albo, w co wierzy się coraz bardziej, nie mogą istnieć w stanie niezwiązanym poza hadronem.

W sytuacji, gdy kwarki nie mogą istnieć w stanie swobodnym, zaistniała konieczność dotarcia do nich w stanie związanym, wykazania istnienia kwarków w strukturze hadronów, a w szczególności w strukturze dwóch ich przedstawicieli, z których można robić trwałe tarcze — w protonach i neutronach. Nie

meżna było dotrzeć do kwarków, z powodu wspomnianych trudności interpretacyjnych, za pomocą oddziaływań silnych. Zrobiono to używając jako sond leptonów, tj. cząstek, które oddziałują tylko elektromagnetycznie lub słabo. I wówczas to, w końcu 1973 roku, świat obiegła wieść, że w Stanford „zobaczono” kwarki.

Metoda sondowania materii za pomocą leptonów, a przede wszystkim elektronów, stosowana była od dawna. Za pomocą tej metody, używając niskoenergetycznych elektronów, zbadano rozkład ładunków w atomach, później za pomocą elektronów o wyższych energiach — rozkład ładunków w jądrach atomowych, wreszcie obecnie za pomocą elektronów o najwyższych energiach sięgnięto w głąb nukleonów. Badania te przeprowadza się za pomocą dużych akceleratorów elektronów głównie w SLAC-u w Stanford, gdzie osiąga się energię elektronów równą 21 GeV, również w DESY w Hamburgu (7 GeV) oraz w Erewaniu (6 GeV).

Istota oddziaływania elektronów z innymi obiektami naładowanymi jest dobrze znana. W pierwszym przybliżeniu polega ona na tym, że elektron emituje wirtualny foton, który z kolei zostaje pochłonięty przez element ładunku rozciągniętego w przestrzeni obiektu. Zarówno proces emisji jak i pochłaniania jest z dużą dokładnością opisywany przez elektrodynamikę kwantową. Jak zobaczymy dalej, analiza takich procesów pozwala dotrzeć do wewnętrznej struktury hadronów, ale tylko tej, która związana jest z ładunkami elektrycznymi.

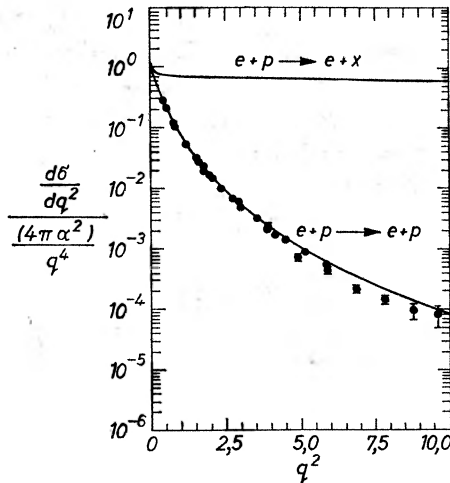
Dużo informacji o strukturze hadronów uzyskano także rozpraszając na nich neutrina. W nowej jednolitej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych opisuje się ten proces przy założeniu, że cząstki te oddziałują punktowo z elementami słabego ładunku hadronów poprzez wymianę bozonu pośredniego tak jak elektrony oddziałują z ładunkami elektrycznymi poprzez wymianę fotonów. Badania rozprożeń neutrinowych dostarczają jednak informacji dosyć skąpych, gdyż małe przekroje czynne utrudniają zebranie dużego materiału doświadczalnego. Badania te prowadzi się w CERN-ie (Genewa) za pomocą ciężkocieczowej komory pęcherzykowej „Gargamelle” oraz w FNAL-u (Batawia) za pomocą technik elektronicznych.

Aby za pomocą rozprożeń leptonów móc zobaczyć strukturę wewnętrzną hadronów, trzeba tę strukturę unieruchomić. Wymaga to doboru takich warunków doświadczalnych, w których silne oddziaływania stają się bardzo słabe i leptony oddziałują z nieubranymi (lub prawie nieubranymi) elementami struktury. Dobór takich warunków doświadczalnych będzie głównym celem dyskusji tzw. modelu partonów.

W dalszym ciągu artykułu przedstawione będą wyniki badań struktury protonów i neutronów. Następnie przedstawione będą wnioski, jakie można wysunąć z analizy tej struktury przy założeniu, że jej elementami są punktowe kwarki. Wreszcie opisany będzie model hadronu, łączący w sobie uzyskane informacje o strukturze hadronów i o nieobserwowalności swobodnych kwarków z wymogami teorii, stwarzającej nadzieje na unifikację wszystkich typów oddziaływań cząstek.

2. Kinematyka rozpraszania leptonów na protonach

Zajmijmy się dwiema krzywymi pokazanymi na rys. 1. Przedstawiają one zależność przekroju czynnego na dwa różne typy oddziaływań elektronów z protonami od przekazywanego w tych oddziaływaniach kwadratu cztero-



Rys. 1. Zależność elastycznego i inkluzywnego przekroju czynnego dla zderzeń elektronu z protonem od kwadratu przekazu czteropędu

pędu. Krzywa o dużym nachyleniu przedstawia zachowanie przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne, krzywa płaska to zachowanie inkluzywnego przekroju czynnego (znana jest cząstka pierwotna i cząstka-tarcza, w stanie końcowym zaś identyfikuje się i mierzy tylko niektóre wybrane cząstki, reszta pozostaje nieznana). Przekroje czynne przedstawione na rysunku zostały unormowane do przekrojów czynnych na rozpraszanie dwóch ładunków punktowych. W zasadzie więc rysunek przedstawia nie tyle przekroje czynne co elektromagnetyczne czynniki postaci rozciągniętego w przestrzeni protonu. Oba czynniki postaci elastyczny i inkluzywny mają odmienny charakter. O ile czynnik postaci w rozproszeniach elastycznych silnie zależy od przekazu pędu, co świadczy o istnieniu pewnej przestrzennej struktury protonu, o tyle czynnik postaci w procesach inkluzywnych, stały w pokazanym obszarze przekazów pędu, świadczy o tym, że procesy inkluzywne zachodzą z udziałem pewnych punktowych elementów struktury protonu. Dlatego właśnie analiza procesów inkluzywnych dawała nadzieję na odkrycie i poznanie własności interesujących nas elementów struktury hadronów.

Rozważania nasze rozpoczniemy od opisu kinematyki inkluzywnego procesu zderzenia leptonu z nukleonem, w którym w stanie końcowym bada się jedynie wylatujący lepton. Ułatwi to nam śledzenie dalszego toku rozumowania.

Interesujące nas procesy inkluzywne opisać można za pomocą dwóch niezmienniczych zmiennych niezależnych. Często wybiera się kwadrat przekazu czteropędu q^2 i iloczyn pędu nukleonu (p) przez przekaz czteropędu: pq . W układzie laboratoryjnym zmienne te w następujący sposób wyrażają się przez energię początkową (E) i końcową (E') leptonu oraz przez jego kąt rozpraszania θ (M jest masą nukleonu, masę leptonu zaniedbujemy, $\hbar = 1 = c$):

$$q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

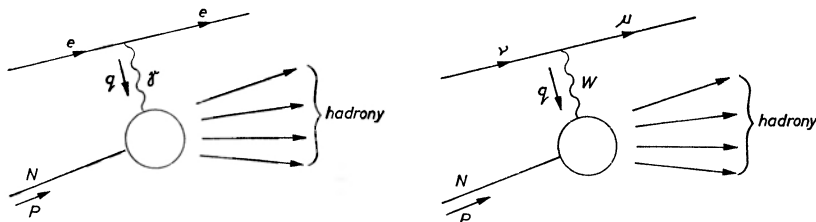
$$\nu = \frac{-pq}{M} = (E - E').$$

Często także używa się zmiennej s będącej kwadratem masy hadronów w stanie końcowym:

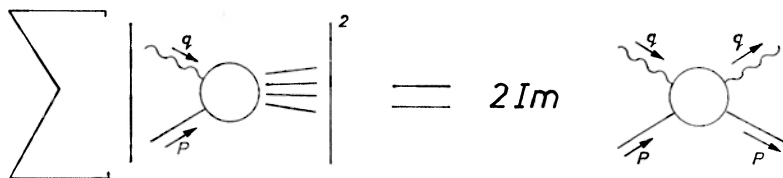
$$s = 2M\nu + M^2 - q^2.$$

Gdy rozproszenie jest elastyczne $s = M^2$ i stąd $q^2 = 2M\nu$. W naszych rozważaniach zajmować się będziemy obszarem s większego od mas rezonansów, widocznych w całkowitych przekrojach czynnych, czyli obszarem głęboko nieelastycznym.

Lepton rozpraszając się na nukleonie oddziałuje z nim elektromagnetycznie lub słabo. W pierwszym przybliżeniu rachunku zaburzeń oddziaływanie to można sobie wyobrażać tak, jak to przedstawiono na rys. 2. Między lepto-



Rys. 2. Rozpraszanie $eN \rightarrow eX$ i $\nu N \rightarrow \mu X$ w pierwszym przybliżeniu rachunku zaburzeń a nukleonem wymienia się bozon przenoszący oddziaływanie: w przypadku oddziaływań elektromagnetycznych jest to foton, w przypadku oddziaływań słabych — ciężki bozon pośredni. W wyniku oddziaływania może się wyprodukować wiele hadronów. Zgodnie z twierdzeniem optycznym całkowity przekrój czynny na produkcję hadronów jest równy części urojonej amplitudy rozpraszania elastycznego wirtualnego bozonu na nukleonie do przodu. Symbolicznie można to zapisać tak jak na rys. 3.



Rys. 3. Twierdzenie optyczne dla rozpraszania wirtualnego bozonu na nukleonie

Dla cząstek niespolaryzowanych, przy uwzględnieniu możliwości niezachowania parzystości, oddziaływanie to można opisać za pomocą trzech funkcji skalarnych σ_λ^B , uzyskując wzór na inkluzywny przekrój czynny w postaci:

$$\frac{d\sigma^B}{dq^2 ds} = \frac{A^B(q^2)}{8\pi} \frac{q^2}{M\sqrt{v^2+q^2}} \frac{E'}{E} \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} [\sigma_T^B(q^2, s) + \sigma_L^B(q^2, s)] + \right. \\ \left. + 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \frac{v^2 + q^2}{q^2} \sigma_T^B(q^2, s) - \eta \sin^2 \frac{\theta}{2} \frac{(E + E')\sqrt{v^2 + q^2}}{q^2} \sigma_F^B(q^2, s) \right\}.$$

We wzorze tym σ_T jest przekrojem czynnym na oddziaływanie bozonu spolaryzowanego poprzecznie, σ_L zaś spolaryzowanego podłużnie. $\sigma_F(q^2, s) = [\sigma_{-1}(q^2, s) - \sigma_{+1}(q^2, s)]$ jest różnicą przekrojów czynnych oddziaływania bozonu pośredniego spolaryzowanego prawo- i lewoskrętnie. W oddziaływaniach elektromagnetycznych zachowujących parzystość $\sigma_F = 0$. η jest skretnością padającego leptonu.

Wielkość $A^B(q^2)$ jest proporcjonalna do kwadratu modułu amplitudy na oddziaływanie między dwoma jednostkowymi, punktowymi ładunkami i jest równa

$$A^B(q^2) = \frac{g_B^2}{(q^2 + m_B^2)^2},$$

gdzie g_B^2 jest stałą sprzężenia, m_B zaś masą bozonu pośredniego. W przypadku oddziaływań elektromagnetycznych $g_B = \alpha \cong \frac{1}{137}$, a $m_B = 0$ i stąd

$$A^0(q^2) = \frac{\alpha^2}{q^4}.$$

Dla oddziaływań słabych w badanym dotychczas obszarze energii zachodzi $q^2 \ll m_B^2$ i dlatego dla prostoty przyjmuje się, że

$$A^W(q^2) = 2G^2,$$

gdzie G jest uniwersalną stałą sprzężenia zwaną stałą Fermiego.

W literaturze zamiast funkcji σ_λ^B często spotyka się funkcje W_1 , W_2 i W_3

$$W_1 = \frac{1}{\pi} \sqrt{v^2 + q^2} \sigma_T(q^2, s),$$

$$W_2 = \frac{1}{\pi} \frac{q^2}{\sqrt{v^2 + q^2}} [\sigma_T(q^2, s) + \sigma_L(q^2, s)],$$

$$W_3 = \frac{1}{\pi} \sigma_F(q^2, s).$$

Zapisany za pomocą tych funkcji wzór na przekrój czynny przyjmuje prostą postać

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4a^2}{q^4} E'^2 \left[W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \eta W_3 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right].$$

Zwróćmy uwagę, że znając przekroje czynne dla różnych energii i kątów można wyznaczyć niezależnie funkcje W_i .

3. Model partonów

Aby wyjaśnić obserwowaną symetrię SU(3) hadronów posługiwano się nierelatywistycznym modelem kwarków. Aby móc poszukiwać tych samych kwarków w oddziaływaniach wielkiej energii, potrzebna jest relatywistyczna teoria takich oddziaływań. Nawet gdyby istniała taka teoria, to rachunki przeprowadzone z jej pomocą mogą być niełatwe. Szczególne trudności powstałyby dla dużych stałych sprzężenia, gdy nie można posługiwać się rachunkiem zaburzeń — jedynym aparatem rachunkowym kwantowej teorii pola. Na szczęście nawet w przypadku oddziaływań silnych istnieją pewne własności hadronów, które można analizować w prosty sposób.

Wyobraźmy sobie, że hadron składa się z kilku rodzajów cząstek fundamentalnych, które dalej nazywać będziemy partonami. Wówczas stan fizycznego hadronu jest superpozycją nieskończonej liczby wirtualnych stanów partonowych, w których partony znajdują się głęboko pod powłoką energii. Jeżeli hadron ma pęd $(0, P)$, a i -ty parton $(q_{\perp}^i, x_i P)$ ($\sum_i x_i = 1$, $\sum_i q_{\perp}^i = 0$), to czas życia pewnego stanu partonowego hadronu wynosi

$$T = \frac{1}{|E - E_0|} = \left| \frac{1}{\sqrt{P^2 + M^2 - \sum_i \sqrt{(x_i P)^2 + q_{\perp}^{i2} + m_i^2}}} \right|$$

i ponieważ $-\infty < x_i < +\infty$, czas ten jest przeważnie bardzo krótki w porównaniu z typowymi czasami oddziaływania. W pewnym szczególnym układzie odniesienia, a mianowicie w układzie nieskończonego pędu $P \rightarrow \infty$ (może to być układ środka masy leptonu i hadronu poruszających się z bardzo dużą energią), niektóre stany partonowe mają dzięki dylatacji szczególnie długi czas życia. Można pokazać, że w tym układzie każdy stan, w którym znajduje się co najmniej jeden parton z $x_i < 0$ ma czas życia $T \rightarrow 0$ (nie zajmujemy się tu partonami, dla których $x_i P$ jest skończone i które wymagają osobnej dyskusji). Ponieważ $\sum_i x_i = 1$ oraz $x_i > 0$ dla każdego i , więc duże czasy życia mają stany partonowe, dla których $0 < x_i < 1$. Wówczas:

$$T \rightarrow \frac{2P}{|M^2 - \sum_i \frac{m_i^2 + q_{\perp}^{i2}}{x_i}|} \rightarrow \infty.$$

Aby uzyskać ten wynik musieliśmy także założyć, że pędy poprzeczne partonów są ograniczone.

W układzie nieskończonego pędu hadron wygląda więc jak superpozycja trwałych stanów, w których partonowe składniki lecą z różnymi pędami w tym samym kierunku. Jeżeli będziemy obserwowali tę strukturę w czasie małym w porównaniu z czasem życia T , to zaobserwujemy układ nie oddziałujących partonów. Mamy więc sytuację, w której efektywna stała sprzężenia partonów jest praktycznie równa zero bez względu na jej wartość statyczną. Podkreślimy jeszcze raz, że rozważania te są oparte na nie zawsze uzasadnionym założeniu o ograniczoności pędów poprzecznych.

Gdy na hadronie ulega rozproszeniu lepton, to ich oddziaływanie zachodzi przez wymianę pojedynczego bozonu o pędzie q_μ . Pęd ten równy jest wtedy przekazowi pędu do hadronu i może być kontrolowany doświadczalnie. Czas oddziaływania w układzie środka masy wynosi

$$\tau \approx \frac{1}{q_0} = \frac{4P}{2Mv - q^2}$$

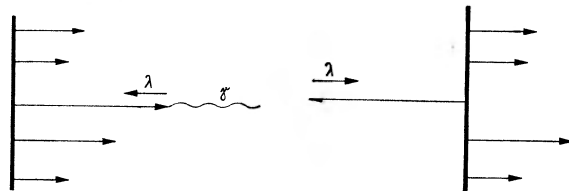
i także dąży do nieskończoności, gdy $P \rightarrow \infty$. Aby spełnić warunek $\tau \ll T$, musimy mieć $v \gg q^2, M^2, m_i^2, q_{\perp}^2$.

Po to wreszcie, aby obserwacja pewnego stanu partonowego nie była zakłócona przez inne możliwe stany, musimy móc składać te stany niekoherentnie, a to wymaga, by $q^2 \gg m_i^2, q_{\perp}^2$. Wszystkie te warunki są spełnione, gdy ustali się wartość $x = \frac{q^2}{2Mv}$, podczas gdy $2Mv \rightarrow \infty$. Są to tak zwane warunki Bjorkena.

Zauważmy jeszcze, że dla rozpraszania hadronów na hadronach nie możemy ograniczać się do wymiany jednocząstkowej. Przekazany czteropęd rozkłada się więc między wiele wymienianych cząstek i czas oddziaływania każdej z tych cząstek w żaden sposób nie może być kontrolowany doświadczalnie. Hadrony więc nie są zbyt dobrymi instrumentami do badania struktury innych hadronów.

Na zakończenie wreszcie podkreślamy mocno, że chcielibyśmy, by partony były cząstkami pozbawionymi struktury czyli, aby były cząstkami elementarnymi.

Zastanówmy się teraz jaki spin mogą mieć partony. W tym celu rozpatrzmy zderzenie partonu z fotonem w układzie Breita. Sytuacja taka jest przedstawiona na rys. 4. Jeżeli w tym układzie parton ma tak dużą energię, że w po-



Rys. 4. Analiza spinowa zderzenia partonu z fotonem w układzie Breita

równaniu z nią można zaniedbać jego masę, oraz gdy parton ma spin $1/2$, to jego skrętność w zderzeniu z fotonem musi się zachować. Aby więc parton po zderzeniu z fotonem i zmianie kierunku pędu mógł zachować swą skrętność, musi pochłonąć jednostkę momentu pędu. Oznacza to, że z partonami o spinie $1/2$ i bardzo dużych energiach mogą oddziaływać jedynie fotony spolaryzowane poprzecznie i że wówczas $\sigma_T \neq 0$ oraz $\sigma_L = 0$. W przypadku zaś, gdyby partony miały spin równy zero, mogłyby one oddziaływać tylko z fotonami spolaryzowanymi podłużnie, czyli że wówczas $\sigma_T = 0$ oraz $\sigma_L \neq 0$. Analiza danych doświadczalnych uzyskanych dla rozprożeń wysokoenergetycznych elektronów na protonach wskazuje, że $\sigma_L/\sigma_T = 0,17 \pm 0,01$. Można stąd wysnuć wniosek, że większość partonów uczestniczących w oddziaływaniach elektromagnetycznych ma spin $1/2$. Dokładniejsze rachunki wskazują, że niezerowa składowa σ_L może pochodzić stąd, że doświadczenia przeprowadzone były przy zbyt niskich energiach, przy których skrętność nie jest jeszcze dokładnie zachowana. Zakłada się więc, że wszystkie naładowane partony mają spin $1/2$. Z założenia tego wynika, iż dla bardzo dużych energii muszą zachodzić związki

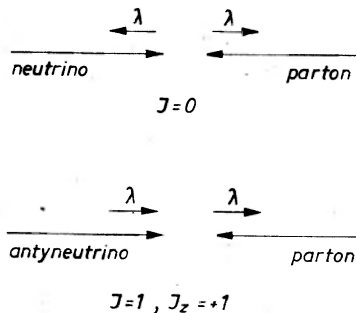
$$W_1 = \frac{v^2 + q^2}{q^2} W_2,$$

$$W_3 = 2\eta \frac{v^2 + q^2}{q^2} W_2 \text{ dla oddziaływań słabych,}$$

$$W_3 = 0 \text{ dla oddziaływań elektromagnetycznych.}$$

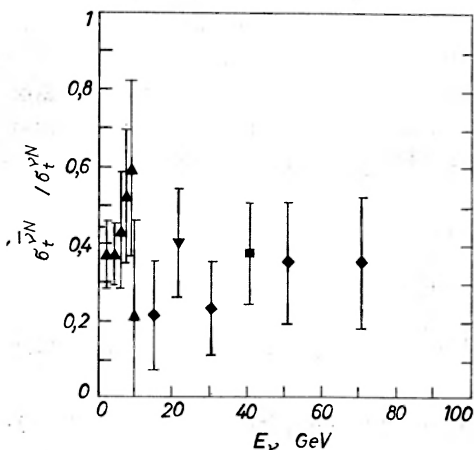
Zajmijmy się teraz skrętnością partonów. W przybliżeniu skrajnie relatywistycznym (gdzie możemy zaniedbać masy cząstek) skrętność fermionów w oddziaływaniach słabych jest określona: cząstki (neutrino, partony) są lewoskrętne, antycząstki zaś (antyneutrino, antypartony) są prawoskrętne.

Rozpatrzmy słabe oddziaływanie — zderzenie neutrino lub antyneutrino z partonem w układzie ich środka masy. Sytuacja taka jest przedstawiona na rys. 5. W przypadku zderzenia neutrino z partonem ich sumaryczna skrętność



Rys. 5. Analiza spinowa zderzeń neutrino i antyneutrino z partonem w układzie ich środka masy

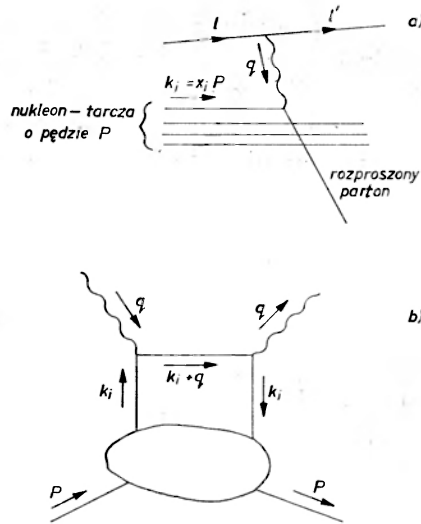
ność jest równa zero i rozkłady kąta rozpraszania są izotropowe. W przypadku zderzenia antyneutrino z partonem sumaryczny moment pędu $J=1$ i jego rzut $J_z = +1$. Antyneutrino (lub mezon μ^+) nie może być odbite do tyłu. Tylko jeden stan J_z spośród trzech możliwych jest dozwolony przez zasadę zachowania momentu pędu. W rezultacie, gdy wszystkie partony są cząstkami lewoskrętnymi o spinie $1/2$, stosunek całkowitych przekrojów czynnych na oddziaływanie antyneutrino i neutron wynosi $R = \sigma(\bar{\nu})/\sigma(\nu) = 1/3$. Każde inne przyporządkowanie spinu partonów prowadzi do stosunku R większego od $1/3$ (dla spinu równego zero $R=1$). Podobnie założenie, że część partonów to antyfermiony prowadzi do większych wartości rozpatrywanego stosunku



Rys. 6. Zależność stosunku całkowitych przekrojów czynnych na oddziaływanie antyneutrino i neutron z nukleonami od energii laboratoryjnej leptonów

(gdy spin partonów wynosi $1/2$ oraz cząstki i antycząstki wymieszane są w równym stosunku, to $R=1$). Otrzymane doświadczalnie wartości R przedstawione są na rys. 6. Średnia wartość R wynosi 0.38 i jest bardzo bliska wartości uzyskanej z naszych rozważań przy założeniu, że w nukleonie nie ma antyfermionów. Do zagadnienia tego powrócimy jeszcze w następnym rozdziale.

Powróćmy znów do rozpraszania leptonu na partonie w warunkach Bjorkena. Wiemy teraz o partonach dostatecznie dużo, aby na podstawie ich własności oraz własności oddziaływań leptonów z partonami w granicy Bjorkena móc określić pewne cechy czynników postaci hadronów i porównać je z obserwacjami doświadczalnymi. Oddziaływanie leptonu z partonami przedstawione jest na rys. 7a. W wyniku takiego oddziaływania parton uzyskuje duży pęd poprzeczny, a następnie zarówno parton, jak i reszta hadronu tworzą pewien wielcząstkowy stan hadronowy. Zgodnie z twierdzeniem optycznym całkowity przekrój czynny na ten proces jest dany przez część urojoną amplitudy procesu przedstawionego na rys. 7b scałkowaną po wszystkich wartościach pędu partonu k_i . Pęd i -tego partonu składa się tu z części x_i podłużnego



Rys. 7. Analiza zderzenia leptonu z hadronem w modelu partonowym

pędu hadronu oraz składowej poprzecznej q_{\perp}^i ($k_i = (q_{\perp}^i, x_i P)$). Zakładamy nadal, że $|q_{\perp}^i|$ pozostaje skończone przy dużych energiach oddziaływania ($\nu \rightarrow \infty$). Przekrój czynny na oddziaływanie z pojedynczym partonem wynosi więc

$$\nu W_2^i = \text{Im} \frac{Q_i^2 q^2}{(k_i + q)^2 - m_i^2 - i\varepsilon} = Q_i^2 \frac{q^2}{2M\nu} \delta\left(x_i - \frac{q^2}{2M\nu}\right),$$

gdzie Q_i jest stałą sprzężenia (ładunkiem) partonu z bozonem przenoszącym oddziaływanie. Aby wyznaczyć sumaryczny wkład różnych partonów do funkcji postaci W_2 całego hadronu, trzeba scałkować po wszystkich x_i i zsumować wkłady od różnych konfiguracji partonowych. Dostaniemy wówczas czynnik postaci νW_2 jako funkcję zmiennej $x = \frac{q^2}{2M\nu}$

$$\nu W_2(\nu, q^2) = \sum_N \sum_i Q_i^2 x f_N^i(x) P_N \equiv F_2(x),$$

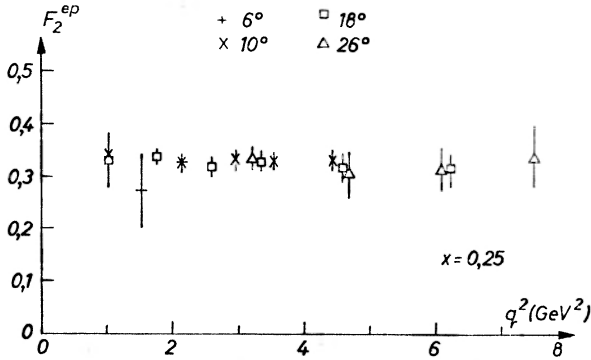
gdzie P_N jest prawdopodobieństwem znalezienia w hadronie konfiguracji N partonów o ładunkach Q_i . $f_N^i(x)$ jest prawdopodobieństwem znalezienia w tej konfiguracji i -tego partonu o pędzie podłużnym xP . Wzór ten często zapisuje się w prostszej postaci

$$F_2(x) = \sum_i Q_i^2 D_i(x).$$

Istotną własnością tego wyniku jest to, że funkcja F_2 zależy tylko od jednej zmiennej x , która ma wartość równą ułamkowi pędu podłużnego niesionego przez ten parton, z którym zaszło oddziaływanie bozonu pośredniego. Ta prosta zależność funkcji dwóch w ogólności zmiennych (q^2 i ν) nazywa się skalowaniem.

Skalowanie to jest wynikiem faktu, że rozciągli w przestrzeni hadron w warunkach Bjorkena ($\nu \rightarrow \infty$, q^2 duże, lecz skończone, q_{\perp}^2 małe) zachowuje się jak układ punktowych i swobodnych elementów z dobrze określonymi pędami.

Wartości νW_2 otrzymane dla różnych kątów rozpraszania i różnych przekazów czteropędu q^2 , lecz dla ustalonych wartości x , są przedstawione na rys. 8.



Rys. 8. Zależność funkcji F_2^{ep} od q^2 przy ustalonym $x = 0,25$

Wyniki te wyraźnie świadczą o skalowaniu. Stanowi to doświadczalne potwierdzenie faktu, że w hadronach istnieją składniki, które w warunkach zbliżonych do warunków Bjorkena oddziałują jak cząstki punktowe.

4. Model kwarków

W naszych rozważaniach nad modelem partonów doszliśmy do miejsca, w którym dość naturalnie narzuca się identyfikacja partonów z kwarkami. Model partonowy miałby wówczas następującą postać: nukleony zbudowane są z trzech kwarków walencyjnych określających własności nukleonu, z morza par kwark-antykwar, przy czym domieszka tego morza nie może być bardzo duża, oraz ewentualnie z pewnych cząstek nie posiadających ani ładunków elektrycznych, ani słabych, które mogłyby być odpowiedzialne za wiązania kwarków ze sobą.

Należy tu od razu podkreślić, że model polegający na identyfikacji partonów z kwarkami stanowi szczególny przypadek modelu partonów. W oddziaływaniach elektromagnetycznych identyfikuje on ładunki partonów z wartościami ładunków elektrycznych kwarków, w oddziaływaniach słabych zaś identyfikuje słabe ładunki partonów zgodnie z teorią Weinberga-Salama. Model taki jednak, jak to będzie pokazane dalej, dobrze opisuje fakty zebrane w doświadczeniach nad głęboko nieelastycznym rozpraszaniem leptonów na nukleonach i daje się pogodzić z danymi uzyskanymi ze spektroskopii cząstek elementarnych. Daje on wreszcie nadzieje na unifikację wszystkich typów oddziaływań hadronów.

Aby móc śledzić dalsze rozważania, przypomnijmy podstawowe własności kwarków wynikające z faktu, że muszą one stanowić podstawową reprezentację symetrii SU(3) — ich ładunek elektryczny Q , hiperładunek Y i liczbę barionową B :

| | p | n | λ |
|-----|-----|------|-----------|
| Q | 2/3 | -1/3 | -1/3 |
| Y | 1/3 | 1/3 | -2/3 |
| B | 1/3 | 1/3 | 1/3 |

Dotychczas zebrane dane doświadczalne o głęboko nieelastycznym rozpraszaniu leptonów dotyczą tylko dwóch rodzajów tarcz: protonów i neutronów (te ostatnie niestety w stanie związanym w deuterze, co w naturalny sposób ogranicza dokładność wyników). Dane te dotyczą więc tylko dwóch układów kwarków walencyjnych: np i pn . Prócz tego w nukleonach możemy mieć pewną nieznaną domieszkę morza par $p\bar{p}$, $n\bar{n}$, $\lambda\bar{\lambda}$.

Przy omawianiu modelu partonów pokazaliśmy, że nieelastyczny czynnik postaci $F_2(x)$ można przedstawić jako kombinację liniową funkcji rozkładu pędu podłużnego różnych składników hadronu. Wagami są kwadraty odpowiednich ładunków tych składników. W przypadku oddziaływań elektromagnetycznych prąd zapisany za pomocą pól kwarków ma postać:

$$[\frac{2}{3}\bar{p}\gamma^\mu p - \frac{1}{3}\bar{n}\gamma^\mu n - \frac{1}{3}\bar{\lambda}\gamma^\mu \lambda].$$

Stałymi sprzężenia są ładunki elektryczne kwarków. W przypadku słabych oddziaływań prąd naładowany zapisuje się w postaci:

$$\{\bar{p}\gamma^\mu(1-\gamma_5)[n\cos\theta_c + \lambda\sin\theta_c]\},$$

gdzie θ_c jest kątem Cabibbo ($\theta_c \approx 15^\circ$). Ładunkiem słabym dla prądu zachowującego hiperładunek jest $\cos\theta_c$, zaś dla prądu zmieniającego hiperładunek $\sin\theta_c$. Zachowanie ładunku elektrycznego ogranicza liczbę reakcji słabych z kwarkami do tych, które zestawione zostały niżej. Oddzielnie umieszczono reakcje, w których zachowuje się hiperładunek, oddzielnie, w których hiperładunek zmienia się o jeden.

$$\begin{array}{ll} \nu n \rightarrow \mu^- p & \nu \lambda \rightarrow \mu^- p \\ \nu \bar{p} \rightarrow \mu^- \bar{n} & \nu \bar{p} \rightarrow \mu^- \bar{\lambda} \\ \bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ n & \bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \lambda \\ \bar{\nu} \bar{n} \rightarrow \mu^+ \bar{p} & \bar{\nu} \bar{\lambda} \rightarrow \mu^+ \bar{p}. \end{array}$$

W rezultacie wszystkie czynniki postaci F_2 opisujące wysokoenergetyczne rozpraszanie leptonów na nukleonach można zapisać za pomocą funkcji roz-

kładu trzech rodzajów kwarków $p(x)$, $n(x)$, $\lambda(x)$ i trzech antykwarków $\bar{p}(x)$, $\bar{n}(x)$, $\bar{\lambda}(x)$ w protonie:

$$F_2^{ep} = \frac{4}{9}[p(x) + \bar{p}(x)] + \frac{1}{9}[n(x) + \bar{n}(x) + \lambda(x) + \bar{\lambda}(x)],$$

$$F_2^{en} = \frac{4}{9}[n(x) + \bar{n}(x)] + \frac{1}{9}[p(x) + \bar{p}(x) + \lambda(x) + \bar{\lambda}(x)],$$

$$F_2^{vp} = F_2^{\bar{v}n} = 2[n(x) + \bar{p}(x)]\cos^2 \frac{\theta_c}{2} + 2[\lambda(x) + \bar{p}(x)]\sin^2 \frac{\theta_c}{2},$$

$$F_2^{\bar{v}n} = F_2^{vp} = 2[p(x) + \bar{n}(x)]\cos^2 \frac{\theta_c}{2} + 2[\lambda(x) + p(x)]\sin^2 \frac{\theta_c}{2}.$$

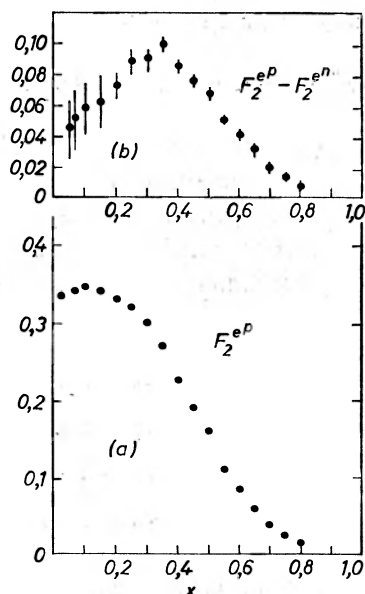
Występujące w tym wzorze funkcje rozkładu opisują całkowity rozkład odpowiednich kwarków przy uwzględnieniu również kwarków pochodzących z morza par kwark-antykwark.

Funkcję postaci nukleonu oblicza się jako średnią funkcji postaci protonu i neutronu: $F^{eN} = \frac{1}{2}(F^{ep} + F^{en})$ i stąd:

$$F_2^{eN} = \frac{5}{18}[p(x) + n(x) + \bar{p}(x) + \bar{n}(x)] + \frac{1}{9}[\lambda(x) + \bar{\lambda}(x)],$$

przy czym wartość współczynnika $5/18$ jest średnią kwadratu ładunków kwarków p i n : $\frac{1}{2}[(\frac{2}{3})^2 + (-\frac{1}{3})^2]$.

Mając funkcje postaci, można policzyć szereg parametrów mierzonych doświadczalnie. W wyniku tych rachunków otrzymuje się tzw. reguły sumacyjne. Część z nich dotyczy całek funkcji $F_2^{ep}(x)$ i $F_2^{en}(x)$ mierzonych doświadczalnie. Obie te funkcje uzyskane z analizy danych doświadczalnych przedstawione są na rys. 9. Z rysunku widać, że w obszarze $x \approx 0$ przebieg tych



Rys. 9. Zależność funkcji F_2^{ep} i F_2^{en} od x

funkcji jest niejasny, zaś pomiary obarczone są dużym błędem. Jednocześnie widać także, że wkład tego obszaru do całki jest istotny. Dlatego ciekawsze wyniki uzyskać można z reguł sumacyjnych dotyczących całek $I = \int_0^1 x F_2(x) dx$, w których to całkach obszar $x \approx 0$ daje mniejszy wkład. Całki te są kombinacjami liniowymi całek $d_i = \int_0^1 x D_i(x) dx$. Liczby d_i mają interpretację ułamka pędu podłużnego nukleonu niesionego przez kwarki typu i .

Zauważmy, że gdy założy się, że w nukleonie oprócz kwarków i antykwarków nie ma żadnych innych partonów, to z prawa zachowania pędu (zaniedbując mały wkład kwarków dziwnych) wynika, że

$$\int_0^1 x [p(x) + n(x) + \bar{p}(x) + \bar{n}(x)] dx = 1,$$

czyli, że $\frac{1.8}{5} I^{eN} = 1$. Jednakże dane doświadczalne pokazują, że $\frac{1.8}{5} \int_0^1 x F_2^{eN} dx = 0,51 \pm 0,08$. Oznacza to, że w hadronach oprócz kwarków istnieją nienaładowane partony oddziałujące tylko silnie. Niosą one prawie połowę pędu nukleonu. Sądzi się, że partony te są nośnikami sił oddziaływań silnych — wiążą ze sobą kwarki i dlatego nazywa się je gluonami (*glue* — po angielsku klej). Prawo zachowania pędu należy zapisać w postaci $\sum_i d_i + \sum_{\bar{i}} d_{\bar{i}} = 1 - \varepsilon$, gdzie ε jest częścią pędu niesioną przez gluony. Po prostych rachunkach można otrzymać:

$$I^{ep} = \frac{1}{3}(d_p + d_{\bar{p}}) + \frac{1}{6}(1 - \varepsilon)$$

$$I^{en} = \frac{1}{3}(d_n + d_{\bar{n}}) + \frac{1}{6}(1 - \varepsilon).$$

Podobne reguły sumacyjne można otrzymać dla rozpraszania neutronów i antyneutronów na nukleonach. W tych z kolei doświadczeniach najdokładniej mierzy się przekroje czynne na oddziaływanie z tarczą jądrową będącą znaną mieszaniną protonów i neutronów. I tu także proste rachunki pokazują, że całkowity przekrój czynny można napisać w postaci:

$$\sigma^{v,\bar{v}} = \frac{G^2 M E}{\pi} A^{v,\bar{v}},$$

gdzie:

$$A^{v,\bar{v}} = B^{v,\bar{v}} \cos^2 \frac{\theta_c}{2} + C^{v,\bar{v}} \sin^2 \frac{\theta_c}{2}.$$

W modelu kwarków otrzymuje się:

$$\begin{aligned} B^{vp} &= \frac{2}{3} d_{\bar{p}} + 2d_n, & C^{vp} &= \frac{2}{3} d_{\bar{p}} + 2d_\lambda, \\ B^{vn} &= \frac{2}{3} d_{\bar{n}} + 2d_p, & C^{vn} &= \frac{2}{3} d_{\bar{n}} + 2d_\lambda, \\ B^{\bar{v}p} &= \frac{2}{3} d_p + 2d_{\bar{n}}, & C^{\bar{v}p} &= \frac{2}{3} d_p + 2d_{\bar{\lambda}}, \\ B^{\bar{v}n} &= \frac{2}{3} d_n + 2d_{\bar{p}}, & C^{\bar{v}n} &= \frac{2}{3} d_n + 2d_{\bar{\lambda}}. \end{aligned}$$

Załóżmy teraz dla prostoty, że w nukleonie nie ma par kwarków i antykwarków. Wówczas:

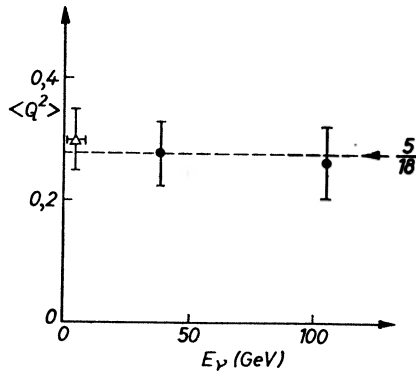
$$\sigma^{eN} = \frac{G^2 M E 18}{\pi} \int_0^1 x F_2^{eN} dx,$$

$$\sigma^{\bar{\nu}N} / \sigma^{eN} = 1/3.$$

Zauważmy, że średni kwadrat ładunku kwarków p i n : $\langle Q^2 \rangle$ (równy w modelu 5/18) można wyznaczyć z danych doświadczalnych:

$$\langle Q^2 \rangle = \frac{\int_0^1 x F_2^{eN} dx}{\frac{3\pi}{4G^2 M} \frac{\sigma^{eN} + \sigma^{\bar{\nu}N}}{E}}.$$

Otrzymuje się wartość $\langle Q^2 \rangle = 0,27 \pm 0,05$, świetnie zgadzającą się z wartością oczekiwaną (rys. 10). To ten właśnie wynik spowodował, że w końcu 1973 roku świat obiegła wiadomość, że w SLAC-u zobaczono kwarki!



Rys. 10. Średni kwadrat ładunku kwarków p i n z danych przy różnych energiach

Badania doświadczalne dostarczają szeregu różnych niezależnych danych, które można wyrazić za pomocą wzorów wynikających z modelu partonowo-kwarkowego. Dane te dotyczą:

1. funkcji F_2^{ep} i F_2^{en} ,
2. funkcji $F_2^{\nu N}$ i $F_3^{\nu N}$,
3. całkowitych przekrojów czynnych neutron i antyneutron na jądrach,
4. rozkładu energii końcowego leptonu z rozproszeń neutron i antyneutron,
5. średniej wartości przekazu czteropędu q^2 w rozproszeniach neutron i antyneutron,
6. inkluzywnych przekrojów czynnych $\frac{d\sigma^{\nu}}{dx}$.

Wszystkie te dane z dużą dokładnością można opisać za pomocą przedstawionego modelu kwarków przyjmując następujący podział pędów:

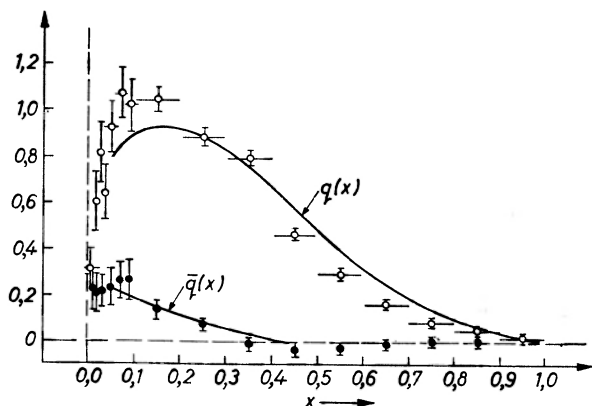
$$d_p + d_n = 0,487 \pm 0,052 ,$$

$$\bar{d}_p + \bar{d}_n = 0,018 \pm 0,052 ,$$

$$d_\lambda + d_{\bar{\lambda}} = 0,091 \pm 0,176 ,$$

$$\varepsilon = 0,40 \begin{matrix} +0,10 \\ -0,13 \end{matrix}$$

Można przeprowadzić również analizę rozkładu zmiennej x i wyznaczyć liczbę kwarków i antykwarków w różnych przedziałach x . Wyniki te przedstawione są na rys. 11.



Rys. 11. Liczba kwarków i antykwarków w różnych przedziałach x

Omówione wyniki pokazują, że w obszarze średnich wartości x (części pędu nukleonu niesionej przez oddziałujący z leptonem parton) obraz struktury hadronu jest podobny do tego, który postulowano na podstawie badań spektroskopii hadronów. Oddziaływanie bozonu odbywa się głównie z kwarkami walencyjnymi, morze kwark-antykwark praktycznie nie istnieje.

Obraz ten psuje się jednak, gdy chcemy go zastosować do oddziaływań z $x \rightarrow 0$. Tam rola morza kwark-antykwark staje się coraz bardziej wyraźna. Z drugiej strony zwróćmy uwagę, że gdy pęd partonów w naszym modelu wynosi $x \approx 1/P$ (P jest pędem nukleonu), to czas życia stanu partonowego jest (zgodnie z podanym wzorem) mały i model partonów swobodnych w czasie oddziaływania zaczyna być niesłuszny.

Model partonów napotyka także trudności dla $x \approx 1$. W tej sytuacji cały pęd hadronu niesiony jest przez jeden parton. Ponieważ $\sum x_i = 1$, więc dla pozostałych partonów $x_i \approx 0$. Jednocześnie dla $x = 1$ rozproszenie leptonu na hadronie jest sprężyste, co oznacza, że hadron na skutek oddziaływania nie ulega rozpadowi. Szybki parton wybity przez lepton ze struktury hadro-

nowej musi, pomimo przekazanego mu dużego pędu, związać się z pozostałymi partonami, tak żeby utworzyć pojedynczy hadron. Ponieważ ze wzrostem q^2 oddziaływania między partonami stają się coraz słabsze (co wynika z założonej ograniczoności pędów poprzecznych partonów), więc takie procesy powinny charakteryzować się silną zależnością od q^2 i brakiem skalowania. Taką zależność rzeczywiście obserwuje się dla elastycznych czynników postaci. Ścisły opis takiego zachowania nie jest jednak prosty.

Inną wreszcie trudność modelu partonowo-kwarkowego stanowi fakt, że dobrze zgadza się on z doświadczeniem przy zbyt niskich energiach. Partony można traktować jako punktowe i swobodne cząstki jedynie wówczas, gdy energia oddziaływania i przekaz czteropędu są dostatecznie duże. Tymczasem skalowanie funkcji νW_2 oraz ogólną zgodność danych doświadczalnych z modelem kwarków obserwuje się już dla przekazów czteropędu $q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$, przy których kwarki nie powinny być jeszcze cząstkami swobodnymi.

5. Model worka

W naszym modelu partonowo-kwarkowym napotkaliśmy na kilka istotnych trudności. Po pierwsze odkryliśmy kwarki wewnątrz protonu, podczas gdy nikomu nie udało się zaobserwować ich swobodnych. Jest to tym bardziej dziwne, że kwarki zachowują się jak bardzo lekkie, prawie swobodne obiekty nie tylko w granicy Bjorkena, ale również dla stosunkowo małych wartości q^2 w nieelastycznym rozpraszaniu leptonów. Własność ta jest obserwowana także w silnych oddziaływaniach hadronów, gdzie nosi ona nazwę addytywności oddziaływań między kwarkami. Również spektroskopia hadronów sugeruje istnienie lekkich kwarków. Dlaczego więc nie daje się w żaden sposób rozbić hadronów na oddzielne kwarki? Drugą trudnością jest przeważnie nieuzasadnione w kwantowych teoriach pola, a fundamentalne dla modelu partonów, założenie o ograniczoności pędów poprzecznych kwarków wewnątrz protonu.

Wszystkie te problemy znajdują naturalne wyjaśnienie w powstałym dwa lata temu modelu worka (MIT bag model). Idea pochodzi ze starej pracy Diraca, który wyobrażał sobie elektron jako pewien skończony obszar wypełniony promieniowaniem elektromagnetycznym.

W modelu worka kwarki p oraz n są bezmasowe, kwark λ ma masę kilkaset MeV (różnica mas hiperonu Λ i nukleonu), a ewentualny kwark powabny masę około 2 GeV. Oddziaływania między tymi kwarkami są przenoszone przez bezmasowe gluony o spinie jeden, które nie posiadają ani oddziaływań słabych, ani elektromagnetycznych. Oddziaływania gluonów z kwarkami są stosunkowo słabe i lokalne (kwarki i gluony są punktowe), ale całość jest zamknięta w skończonym obszarze — worku — tworząc np. proton. W tym sensie teoria jest nielokalna. Aby promieniowanie gluonowe nie rozeszło się po całej przestrzeni, uwalniając

przy okazji kwarki, na worek musi działać od zewnątrz (ze strony próżni!) pewne ciśnienie. Nie do końca jest jasne, jak mogłoby się pojawiać takie ciśnienie. Prawdopodobnie linie sił pola gluonowego przypominają linie sił zwykłego pola magnetycznego, a próżnia ma własności nadprzewodnika. Zachodzi wtedy tzw. efekt Meisnera i pole gluonowe jest wypychane z próżni. Najkorzystniejszy energetycznie jest stan, w którym linie sił zajmują jak najmniejszą objętość. Próżnia cisnie! W rezultacie wytwarza się równowaga między tym ciśnieniem i wewnętrznym ciśnieniem promieniowania. Gdybyśmy teraz chcieli rozdzielić kwarki, to hadronowy worek wydłuży się, pole gluonowe stanie się jednorodne i na rozerwanie układu potrzeba nieskończonej energii. O wiele bardziej prawdopodobne okazuje się wtedy odrywanie się wtórnych worków hadronowych, czyli produkcja hadronów. Można tak dobrać liczbę pól gluonowych, żeby nierozrywalne okazały się jedynie mezonowe układy kwark — antykwark oraz trzykwarkowe układy barionowe (okazuje się, że na to potrzebne jest osiem rodzajów gluonów). Ponieważ ścisły opis tych wszystkich zjawisk okazał się zbyt trudny, w modelu worka wprowadza się uniwersalną stałą półfenomenologiczną reprezentującą ciśnienie zewnętrzne. Przy tym uproszczeniu model może być sformułowany jako pewna zasada wariacyjna, w której brzeg obszaru również podlega wariacji. Gęstość lagrangianu zbudowana jest z pól punktowych, a parametry brzegu dają się na końcu wyrazić przez zmienne polowe i ciśnienie uniwersalne w formie warunku równowagi ciśnień wynikającego z równań ruchu. Ponieważ stała sprężenia gluonów i kwarków jest mała, więc w praktycznych obliczeniach możemy zastosować rachunek zaburzeń. Model nadaje się więc do wykonywania obliczeń z kontrolowanym w zasadzie stopniem przybliżenia. Natomiast uwzględnienie niestatycznych własności brzegu worka jest znacznie trudniejsze. Na szczęście fluktuacje brzegu są nieistotne przy rachunkach dotyczących głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów, które zachodzi w środkowej części hadronu. Dostajemy więc skalowanie i to wczesne, bo stała sprężenia jest mała (hadronowa stała struktury subtelnej wynosi $\alpha_h \approx 1/3$, co otrzymano z różnicy mas nukleonu i rezonansu $\Delta(1236)$). Ale przewiduje się nie tylko skalowanie. Możemy też obliczyć funkcję struktury $F_2(x)$. Wyniki przeprowadzonych wstępnych rachunków są zachęcające. Dokładniejsze rachunki wykonano natomiast dla parametrów statycznych (masy, momenty magnetyczne itp.) najniższych w masie stanów hadronowych, uzyskując zaskakująco dobrą zgodność z doświadczeniem. I wreszcie model worka ma bardzo przyjemną własność, zwaną asymptotyczną swobodą: oddziaływanie między kwarkami znika, jeżeli odległość między nimi dąży do zera. (Ścisłej mówiąc asymptotycznie swobodna teoria gluonowo-kwarkowa jest równoważna modelowi partonów i przewiduje skalowanie z dokładnością do członów logarytmicznych ($\ln q^2$), nieistotnych w dostępnych doświadczalnie energiach). W ten sposób zostaje uzasadnione zakładane poprzednio obciążenie poprzecznych pędów partonów. Warto zwrócić uwagę na fakt, że żadna inna znana realistyczna teoria pola nie ma tej własności.

Reasumując: model worka w wyjątkowo oszczędny sposób (tylko jeden

półfenomenologiczny parametr więcej niż w elektrodynamice kwantowej skupia całą naszą wiedzę o kwarkach. Ponieważ model ten ma postać minimalnie nielokalnej (poprzez dynamiczny warunek brzegowy) teorii pola i to z możliwością zastosowania rachunku zaburzeń więc nadaje się do wykonywania różnych obliczeń z kontrolowalnym stopniem dokładności. Być może jesteśmy już blisko teorii cząstek elementarnych:

Literatura

Zagadnienia, którym poświęcony jest niniejszy artykuł, nie zostały postawione ani rozwiązane przez jednego autora lub grupę autorów. Dlatego trudno jest podać bibliografię w tradycyjnym sensie. Oprócz oryginalnej pracy Bjorkena i Paschosa podajemy kilka aktualnych wykładów wygłoszonych przez bardziej reprezentatywnych autorów poświęconych interesującym nas tu zagadnieniom.

- [1] J. D. Bjorken, E. A. Paschos, *Phys. Rev.* **185**, 1975 (1969).
- [2] R. P. Feynman, *Lectures on partons*. Proceedings of Fifth Hawaii Topical Conference in Particle Physics 1973.
- [3] M. Gourdin, *Parton models for weak and electromagnetic interactions*. Lectures at the Internal Summer Institute in Theoretical Physics, Bonn 1974.
- [4] P. V. Landshoff, *Deep Inelastic Processes*. Proceedings of the 1974 CERN School of Physics, Windermere 1974.
- [5] K. Johnson *Acta Phys. Pol.* **B6**, 865 (1975).

Steven Weinberg

Harvard University
Cambridge
i Smithsonian Astrophysical Observatory
Washington

Światło jako cząstka fundamentalna*

Light as a Fundamental Particle

Abstract: The question of whether the photon is „special” leads to some remarkable conclusions about the interactions of matter and about the underlying symmetry of nature.

1. Wstęp

Wszyscy jesteśmy zgodni, że cały obserwowany przez nas świat materii i promieniowania może być opisany, albo raczej chcielibyśmy, aby go można było opisać, za pomocą oddziaływań kilku tak zwanych „cząstek elementarnych”: elektronów, protonów, neutronów, kwantów światła — fotonów, kwantów pola grawitacyjnego — grawitonów a także być może neutrin. Chcielibyśmy wiedzieć, dlaczego cząstki te mają obserwowane własności i na tej podstawie zrozumieć otaczający nas świat. Jeżeli zaś wierzycie, że nauka nie odpowiada na pytanie „dlaczego”, sformułujemy ten problem w następujący sposób: chcielibyśmy znać zbiór podstawowych praw, z których wynikałyby własności cząstek elementarnych i dalej wszystko inne.

Poszukiwanie takich praw zostało uwieńczone odkryciem olbrzymiego Zoo nowych cząstek, z których tylko drobna część zebrana została w tablicy 1. Cząstki, które obecnie umieszcza się w tablicach cząstek elementarnych, bardzo się różnią częstością występowania. Znajdują się tam oczywiście fotony, grawitony, neutrina, elektrony, protony i neutrony. Ale obok nich znalazły tam miejsce także i cząstki, z którymi spotykamy się znacznie rzadziej, takie jak miony, mezony π lub mezony K. Niektóre z nich mogą być produkowane tylko przez

* Artykuł, opublikowany w „Physics Today” 28 (6), 32 (1975), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy (przyp. red.)

Niektóre cząstki elementarne i ich własności

| Cząstka | Ładunek (e) | Spin (\hbar) | Masa (MeV/c ²) | Czas życia (s) |
|-------------------|----------------|---------------------|-------------------------------|---------------------------|
| foton | 0 | 1 | 0 | ∞ |
| grawiton (?) | 0 | 2 | 0 | ∞ |
| neutrino | 0 | 1/2 | 0 | ∞ |
| elektron | ± 1 | 1/2 | 0,511 | ∞ |
| mion | ± 1 | 1/2 | 106,66 | $2,199 \cdot 10^{-5}$ |
| mezon π | ± 1 | 0 | 139,576 | $2,602 \cdot 10^{-8}$ |
| | 0 | 0 | 134,972 | $0,84 \cdot 10^{-16}$ |
| | 1 | 0 | 493,84 | $1,237 \cdot 10^{-8}$ |
| mezon K | 0 | 0 | 497,79 | $0,862 \cdot 10^{-10}$ |
| | 0 | 0 | 548,8 | $2,50 \cdot 10^{-17}$ (?) |
| proton | 1 | 1/2 | 938,259 | ∞ |
| neutron | 0 | 1/2 | 939,553 | 935 |
| hiperon Λ | 0 | 1/2 | 1115,59 | $2,521 \cdot 10^{-9}$ |

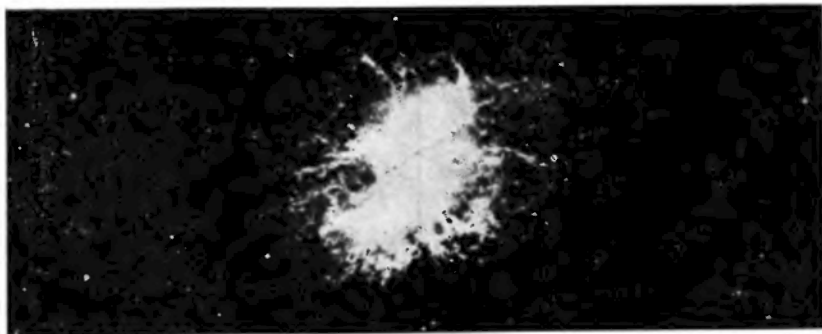
promienie kosmiczne lub przez sztucznie otrzymany wiązki cząstek z akceleratorów. Cząstki różnią się masami, spinami, ładunkami i innymi własnościami, lecz częstość ich występowania związana jest przede wszystkim z ich czasami życia. Te cząstki, które występują najczęściej, mają najdłuższe czasy życia — są to fotony, grawitony, elektrony, neutrino, protony i wreszcie neutrony, które są trwałe w stanie związanym w jądrach, natomiast nietrwałe w stanie wolnym.

Im cząstka jest bardziej nietrwała, tym rzadziej się ją spotyka. W tablicy cząstek nie widać niczego, co by wskazywało, że jakakolwiek z nich jest bardziej elementarna od pozostałych. Mimo to ten artykuł powstał z wykładu wygłoszonego na zebraniu Amerykańskiego Towarzystwa Optycznego, podczas gdy wiadomo, że nie ma „Amerykańskiego Towarzystwa Mionowego”. Miony w życiu codziennym oczywiście grają znacznie mniejszą rolę od fotonów, lecz jest to tylko kwestią przypadku. Tak się bowiem zdarzyło, że foton jest cząstką trwałą, podczas gdy mion jest nietrwały, poza tym nie widać żadnego powodu, by z jakiegokolwiek punktu widzenia uznać mion za cząstkę mniej fundamentalną od fotonu lub od innych cząstek.

Czy jest to jednak rzeczywiście prawda? Czy prawdą jest, że foton jest taką samą cząstką jak wszystkie inne, że różni się od innych cząstek tylko szczególną wartością ładunku, spinu, masy, czasu życia i także innymi zdolnościami do oddziaływań? A może fotony są w jakiś sposób wyróżnione? Może grają one w jakimś sensie bardziej fundamentalną rolę, może mają jakiś głębszy od innych cząstek związek z podstawowymi prawami fizyki?

Można, i robię to w tym artykule, podać przekonujące argumenty przemawiające na korzyść obu tych punktów widzenia. Najpierw będę twierdził, że foton jest taką samą cząstką jak wszystkie inne i że jego własności, a więc

cała elektrodynamika i optyka, wynika wprost przede wszystkim z jego masy i spinu. Następnie zmienię pozycje i pokażę dlaczego sądzę, że foton rzeczywiście wyraża coś bardzo fundamentalnego o prawach przyrody (przykro mi, jeśli Czytelnikom ten dialog wyda się nieco mylący). To „coś fundamentalnego” przedstawione jest symbolicznie na rys. 1. Pokazana tam planetarna mgławica Krab została sfotografowana w świetle widzialnym, lecz wybuch supernowej, w wyniku którego powstała ta mgławica, spowodowany został przez siły będące mniej powszechne od sił elektromagnetycznych, ale, jak zobaczymy, mające z tymi siłami wiele wspólnego.



Rys. 1. Zdjęcie to zostało zrobione w świetle widzialnym i przedstawia mgławicę planetarną Krab w gwiazdozbiórze Byka. Wybuch supernowej, w wyniku którego powstała ona w 1054 roku, spowodowany został przez siły inne niż elektromagnetyczne. Zapomnijmy o wszystkich różnicach między tymi podstawowymi siłami przyrody i zapytajmy, czy mają one jakieś wspólne niezmienniki.

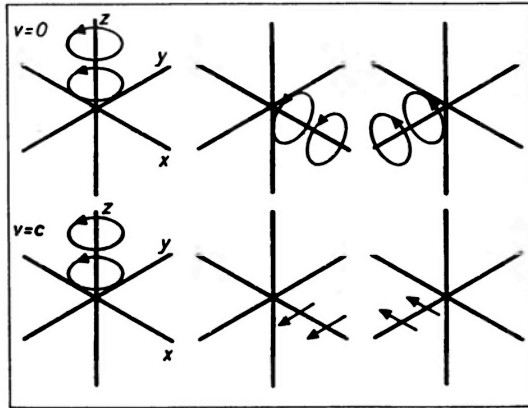
2. Światło jako cząstka

Te szczególne własności fotonu, które pozwalają nam zejść w dedukcji tak daleko, że możemy a priori stworzyć całą elektrodynamikę i optykę, to zerowa masa i spin równy jeden. Już w publikacji z 1939 roku Eugene Wigner po raz pierwszy pokazał, jak analizować stany cząstki o określonym spinie na gruncie szczególnej teorii względności i mechaniki kwantowej za pomocą tak zwanej „małej grupy Lorentza”. Jest to podgrupa grupy Lorentza, która pozostawia niezmienny stan ruchu. Mała grupa jest więc zbiorem wszystkich transformacji Lorentza nie zmieniających prędkości cząstek.

Dla obarczonej masą i spoczywających cząstek mała grupa jest dobrze znana: zawiera ona po prostu wszystkie obroty — oczywiście jedynymi transformacjami Lorentza nie wprowadzającymi w ruch spoczywającej cząstki są obroty. Obroty te są pokazane schematycznie na rys. 2 za pomocą małych kółek otaczających osie x , y i z . Jeżeli wyobrazimy sobie, że cząstka porusza się, powiedzmy, wzdłuż osi z , to transformacja Lorentza nie spowoduje zmiany małych kółek otaczających oś z w płaszczyźnie xy , spłaszczy zaś kółka otaczające zarówno

oś x , jak i oś y . W miarę jak będziemy przechodzili do coraz wyższych prędkości, kółka te zmieniać się będą w odcinki prostej.

W rezultacie mała grupa, w granicznym przypadku cząstki poruszającej się z prędkością światła (z którą to prędkością porusza się każda cząstka o zerowej masie), nie jest już grupą obrotów, lecz czymś innym: jest iloczynem



Rys. 2. Dlaczego foton istnieje tylko w dwóch stanach polaryzacyjnych? Spośród trzech kółek (rysunek górny) reprezentujących składowe obroty spoczywającej cząstki, dwa (te, które są prostopadłe do kierunku ruchu) zostają zredukowane do odcinków prostej dla pozbawionego masy fotonu poruszającego się z prędkością światła

prostego zbioru obrotów dookoła osi z i zbioru przesunięć w płaszczyźnie xy . Teraz ściśle możemy stwierdzić, że oprócz J_z istnieją również J_x i J_y — że istnieje nie tylko składowa momentu pędu w kierunku ruchu, ale także składowe prostopadłe do tego kierunku — co prowadzi nas do znanego wniosku mechaniki kwantowej, że cząstka o spinie jeden i o masie nie równej zero może istnieć w trzech stanach o z -owej składowej spinu równej plus jeden, zero i minus jeden: w trzech stanach polaryzacyjnych.

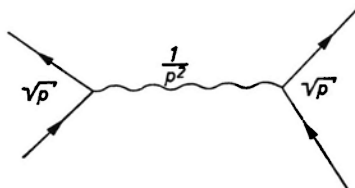
Wniosek ten nie jest słuszny dla cząstek poruszających się z prędkością światła z tej prostej przyczyny, że mała grupa nie jest wówczas grupą obrotów. Zawiera ona jedynie jeden obrót J_z . Z całkiem ogólnego punktu widzenia nie ma żadnych powodów, by cząstce z $J_z = +1$ miała towarzyszyć cząstka z J_z równym zero lub jakąkolwiek inną wartością. Jedynie zachowanie parzystości wymaga, by towarzyszyła jej cząstka o $J_z = -1$; w ten sposób dochodzimy do wniosku, że cząstka o spinie jeden poruszająca się z prędkością światła musi istnieć w dwóch stanach polaryzacyjnych charakteryzujących się skrętnością $+1$ i -1 w zależności od tego, czy jej wektor spinowy jest skierowany równoległe, czy antyrównoległe do kierunku pędu. W optyce stany te są powszechnie znane jako stany o prawo- lub lewoskrętnej polaryzacji kołowej. W ten sposób nic nie wiedząc o równaniach Maxwella doszliśmy do pierwszej ważnej własności fotonów: że istnieją one tylko w dwóch stanach

polaryzacyjnych (jest to istotny element mojej argumentacji, gdyż celem moich rozważań jest wydedukowanie równań Maxwella).

Z operatorów kreacji i anihilacji fotonów w tych dwóch stanach polaryzacyjnych można próbować konstruować różnego rodzaju skwantowane pola, charakteryzujące się różnymi własnościami transformacyjnymi względem transformacji Lorentza. Znany przykładem jest antysymetryczny tensor natężenia pola zbudowany z sześciu składowych pola elektrycznego i magnetycznego. W zasadzie istnieje twierdzenie, które mówi, że to właśnie pole tensorowe (wraz z jego pochodnymi) jest najbardziej ogólnym, lorentzowsko niezmienniczym polem, które można skonstruować z operatorów kreacji i anihilacji fotonów o skrętności plus i minus jeden. Przy braku oddziaływań z innymi cząstkami lub polami, utworzone w ten sposób pola elektryczne i magnetyczne automatycznie spełniają równania Maxwella dla pól swobodnych. A jest to wynik bardzo zachęcający!

3. Oddziaływania

A teraz, co możemy powiedzieć o oddziaływaniach? Jeżeli wyobrazimy sobie naładowaną cząstkę oddziałującą przez wymianę fotonu i jeżeli do opisu oddziaływania pola fotonowego z ładunkiem użyjemy wspomnianego w poprzednim paragrafie tensora natężenia pola, to stwierdzimy, że otrzymamy w obu wierzchołkach przedstawionego na rys. 3 diagramu Feynmana czynnik \sqrt{p} , gdzie p jest pędem niesionym przez foton. Propagator fotonu



Rys. 3. Diagram Feynmana dla oddziaływania elektromagnetycznego. W przypadku, gdy oddziaływanie fotonu z cząstkami naładowanymi opisane jest za pomocą tensora natężenia pola, otrzymuje się potencjał $1/r^2$, tj. taki, jak dla oddziaływania dipola z dipolem

wprowadza czynnik $1/p^2$; w rezultacie mnożenia \sqrt{p} przez $1/p^2$ i znowu przez \sqrt{p} otrzymujemy $1/p$, co po transformacji Fouriera daje $1/r^3$ — to jest znany potencjał oddziaływania dipola z dipolem. Znaczący to, że jeżeli do opisu oddziaływania fal elektromagnetycznych z cząstkami naładowanymi użyjemy jedynie tensora natężenia pola, to stwierdzimy, że oddziaływanie między fotonami i innymi cząstkami prowadzi do potencjału zależnego od odległości jak $1/r^3$, a nie do znanego długozasięgowego potencjału kulombowskiego zależnego jak $1/r$.

W jaki więc sposób pojawia się w fizyce potencjał typu $1/r$? Otóż, jak każdy wie, pojawia się on dlatego, że oddziaływanie fotonu z cząstkami naładowanymi

zachodzi nie tylko dzięki tensorowi nateżenia pola, ale także dzięki potencjałowi wektorowemu, którego rotacja jest tensorem nateżenia pola. Zdanie to zdaje się przeczyć wspomnianemu uprzednio twierdzeniu mówiącemu, że jedynymi polami, które można tworzyć z operatorów kreacji i anihilacji fotonów ze skretnością plus i minus jeden są pola tensorowe i ich pochodne my zaś dochodzimy do wniosku, że do opisu potencjału kulombowskiego potrzebujemy pola wektorowego!

Jeżeli jednak będziemy pamiętali, że fotony istnieją tylko w dwóch stanach polaryzacyjnych, to zdamy sobie sprawę, że potencjał wektorowy A_μ w samej rzeczy nie jest wektorem. I rzeczywiście, gdy przeanalizujemy, jak się on transformuje względem transformacji Lorentza, to stwierdzimy, że uzyskuje on dodatkowy człon z gradientem $\partial\varphi/\partial x^\mu$. Stanie się to mniej dziwne, gdy przypomnimy, że jedynym potencjałem wektorowym, który można zbudować w opisany sposób bez wprowadzania rzekomych stopni swobody jest potencjał wektorowy zwany „cechowanym kulombowsko” lub „cechowanym promieniście” i zdefiniowany tak, by spełniać pewne więzy, które nie są lorentzowsko niezmiennicze, takie jak np. żądanie, by znikala jego składowa czasowa.

W jaki więc sposób może być spełnione żądanie niezmienniczości lorentzowskiej? Spełnione jest ono jedynie wówczas, gdy potencjał wektorowy oddziałuje z prądami J^μ w taki sposób, że dodatkowy człon z gradientem powstający w wyniku transformacji Lorentza nie odgrywa żadnej roli. Mówiąc inaczej, potencjał wektorowy musi oddziaływać z prądami w taki sposób, żeby prąd był czterowektorem i jego dywergencja była równa zero. Wtedy przy całkowaniu przez części otrzymuje się całkę z $J^\mu \partial\varphi/\partial x^\mu$ równą zero.

Podsumowując, stwierdzamy, że jedyny sposób, aby cząstka o masie zero i spinie jeden mogła być odpowiedzialna za siły długozasięgowe, tzn. siły typu $1/r^2$ wynikające z potencjału $1/r$, polega na użyciu potencjału wektorowego, który nie jest czterowektorem, a więc potencjału wymagającego oddziaływania z prądem, który się zachowuje, a nie z jakimś tam dowolnym prądem wektorowym.

4. Niezmienniczość cechowania

Istnieje także inny sposób wyrażenia tego wszystkiego, o czym mówiliśmy poprzednio: otóż równania pola nie powinny ulegać zmianie na skutek transformacji cechowania. Jest to transformacja fazy, w której zmiana fazy dowolnego pola jest proporcjonalna do ładunku q , który jest niszczoney przez to pole, mnożonego przez $\varphi(x)$ — dowolną funkcję punktu czasoprzestrzeni:

$$\psi(x) \rightarrow e^{iq\varphi(x)} \psi(x). \quad (1)$$

Pod wpływem takiej transformacji cechowania potencjał wektorowy podlega przesunięciu o $\partial\varphi(x)/\partial x^\mu$. Fakt, że A_μ sprzęga się z prądem, który się zachowuje, oznacza, że transformacja ta w rzeczywistości nie zmienia równań pola.

Niezmienność cechowania, która prowadzi bezpośrednio do równań Maxwella, jest więc konsekwencją żądania niezmienności lorentzowskiej w odniesieniu do cząstek o masie równej zero i spinie równym jeden. I tylko z tego żądania wynika cały formalizm elektrodynamiki i optyki: wynika on w zasadzie jedynie z wiary, że istnieje foton o masie równej zero i o spinie równym jeden.

Istnieje interesująca analogia pomiędzy niezmiennością cechowania a ogólną współzmiennością teorii grawitacji. Rzeczywiście, cała moja poprzednia argumentacja może być powtórzona, gdy założymy istnienie fundamentalnej cząstki, grawitonu, o spinie równym dwa i masie równej zero. Założenie to może wydawać się nieco sztuczne, gdyż grawitony nie zostały jeszcze odkryte. Istnieją jednak zrozumiałe przyczyny, które spowodowały, że nie były one obserwowane i sądzę, że moja argumentacja jest łatwa do obrony.

5. Zmiana frontu

Dotychczas dowodziłem, że elektrodynamikę i optykę można doskonale zrozumieć, gdy przyjmiemy, że foton jest taką samą cząstką jak wszystkie inne, ale charakteryzującą się szczególnymi liczbami kwantowymi, takimi jak zerowa masa i spin równy jeden. Obecnie zmuszony jestem sobie zaprzeczyć i pokazać, że nie jest to zbyt owocny punkt widzenia. Odwróćmy więc argumentację i założymy, że najbardziej fundamentalną symetrią przyrody jest niezmiennść cechowania. Z założenia o niezmienności cechowania, będącym teraz założeniem a priori, możemy dowieść, że powinna istnieć cząstka, foton, o zerowej masie i spinie równym jeden, a następnie wyprowadzić równania Maxwella oraz wszystkie inne własności elektrodynamiki.

Jak powinniśmy wobec tego postępować? Czy od znanych liczb kwantowych dochodzić do niezmienności cechowania, czy od niezmienności cechowania do znanych liczb kwantowych? Oczywiście takie pytanie nie ma sensu z punktu widzenia przewidywania wyników eksperymentów, ale ma głęboki sens z punktu widzenia kierunku, który powinny przyjąć badania teoretyczne.

Chciałbym tu podać argumenty przemawiające za tym, że mówienie o niezmienności cechowania jako o podstawowej symetrii przyrody, z której wynika istnienie fotonu, a więc także światła i równań Maxwella, ma głęboki sens. Ten punkt widzenia znajduje pełne uzasadnienie w płodności tej idei, gdyż pozwoliła ona na unifikację elektromagnetyzmu z innymi dziedzinami fizyki. Aby to zrozumieć, przypomnijmy sposób, w jaki w obecnej fizyce cząstek elementarnych rozróżnia się rodzaje oddziaływań, którym podlegają te cząstki.

Własności czterech rodzajów oddziaływań wymienione są w tablicy 2. Dotychczas mówiliśmy o oddziaływaniach grawitacyjnych i elektromagnetycznych — jedynych, z którymi mamy do czynienia w życiu codziennym.

Cztery rodzaje oddziaływań

| | Grawitacyjne | Elektromagnetyczne | Silne | Słabe |
|-----------------------------------|--|--------------------|----------------------------|--|
| zasięg | ∞ | ∞ | 10^{-13} — 10^{-14} cm | $\ll 10^{-14}$ cm |
| przykład | siły astronomiczne | siły atomowe | siły jądrowe | jądrowy rozpad beta |
| siła ($\hbar = c = m_p = 1$) | $G_{\text{Newtona}} = 5,9 \times 10^{-39}$ | $e^2 = 1/137$ | $g^2 \approx 1$ | $G_{\text{Fermiego}} = 1,02 \cdot 10^{-5}$ |
| cząstki, na które działa | wszystkie | cząstki naładowane | hadrony | hadrony i leptony |
| cząstki wymieniane | grawitony | fotony | hadrony | ? |

Jak dalece nam wiadomo, mają one nieskończony zasięg. Charakteryzują się bardzo różnymi stałymi sprzężenia — siły grawitacyjne są dużo słabsze od sił elektromagnetycznych. Grawitacja jednak wynagradza sobie swą słabość tym, że działa na wszystko, podczas gdy elektromagnetyzm działa jedynie na cząstki naładowane. Jak już wspomniałem, obecnie wierzy się, że siły grawitacyjne są przekazywane przez wymianę grawitonów, natomiast siły elektromagnetyczne — przez wymianę fotonów.

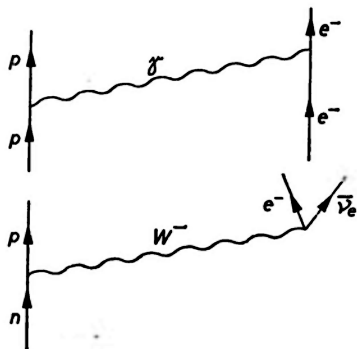
Oddziaływania silne, które prawdopodobnie są odpowiedzialne za wiązanie jąder atomowych, są dużo mniej powszechne. Są one o dwa rzędy wielkości silniejsze od sił elektromagnetycznych i działają na klasę cząstek zwanych hadronami, do których należą protony, neutrony, różne mezony i hiperony. Wierzy się, że oddziaływania silne są przenoszone przez wymianę hadronów.

Najmniej powszechne są oczywiście siły najbardziej krótkozasięgowo, tzn. oddziaływania słabe. Podczas gdy oddziaływania silne mają zasięg rzędu 10^{-13} — 10^{-14} cm i przez to są istotne tylko wewnątrz jąder, oddziaływania słabe mają jeszcze krótszy zasięg i jak dalece nam wiadomo, nie są odpowiedzialne za wiązanie czegokolwiek. Są one jednak odpowiedzialne za jądrowy rozpad beta, a nawet za pewne reakcje, w wyniku których produkowane jest ciepło Słońca. Siły te są dużo słabsze od oddziaływań elektromagnetycznych. Wiadomo także, że działają one zarówno na hadrony jak i na leptony (elektrony, miony i neutrino), natomiast całkowicie nie wiadomo, wymiana jakiej cząstki jest odpowiedzialna za ich powstanie.

Istnieje prawo, że zasięg powstałych sił jest odwrotnie proporcjonalny do masy wymienianej cząstki: zasięg siły $\approx (\hbar/c)/\text{masa wymienianej cząstki}$. Oto jest przyczyna, dla której wierzymy, że grawitony, a także fotony są pozbawione masy. Na tej podstawie wierzymy także, że cząstka musi być bardzo masywna, aby jej wymiana była odpowiedzialna za oddziaływania słabe.

W gruncie rzeczy jest to już stara idea, że — podobnie jak rozproszenie kulombowskie, będące procesem elektromagnetycznym, następuje w wyniku

wymiany fotonu — tak i rozpad beta następuje w wyniku wymiany czegoś w rodzaju ciężkiego „fotonu”. Własności cząstki W , tej hipotetycznej cząstki pośredniczącej w rozpadzie beta, można wydedukować z analogii między oddziaływaniami elektromagnetycznymi i słabymi. Porównajmy diagram Feynmana dla rozproszenia kulombowskiego z diagramem dla rozpadu beta przedstawionymi na rys. 4. Z analizy stanów polaryzacyjnych różnych cząstek bio-



Rys. 4. Diagram Feynmana dla rozproszenia kulombowskiego i hipotetyczny diagram dla rozpadu beta. Wprowadź bozon pośredni ma tak jak i foton spin równy jeden, ale w odróżnieniu od fotonu przenosi on ładunek elektryczny i ma dużą masę równą w przybliżeniu 50 masom protonowym]

raczych udział w rozpadzie beta dochodzimy do wniosku, że spin cząstki W , jeżeli ona istnieje, musi być równy jeden, a więc jest on taki sam jak i fotonu. Całkowita wartość spinu pozwala traktować ją jak bozon, a ponieważ, jak foton, musi być ona opisana w postaci pola wektorowego, nazywa się ją wektorowym bozonem pośrednim. Cząstka W różni się jednak w sposób bardzo istotny od fotonu tym, że ma ładunek elektryczny równy dodatniej lub ujemnej jednostce ładunku. Poza tym ze znanej siły oddziaływań można ocenić, że jej masa w przybliżeniu jest równa $50 \text{ GeV}/c^2$.

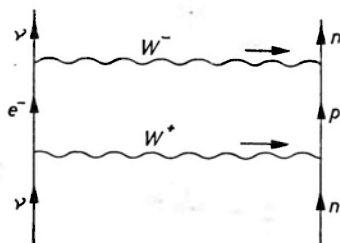
Idee te pochodzą jeszcze od Enrico Fermiego i były rozwijane przez Hideki Yukawę, Juliana Schwingera, Sheldona Glashowa, Sydneya Bludmana, Abdusa Salama, Johna Warda i innych.

6. Uogólnienie niezmienniczości cechowania

Opisane idee napotykają jednak na pewne trudności. Jednym z problemów jest to, że jednakowo traktujemy dwie krańcowo różne cząstki: foton o zerowej masie i cząstkę W mającą masę ok. 50 mas protonowych, dużo cięższą od jakichkolwiek znanych cząstek.

Równie istotny, chociaż mniej oczywisty, jest problem występowania różnych nieskończoności. Wyobraźmy sobie rozproszenie neutrina na neutronie. Jest to proces, który normalnie powinien następować przez wymianę dwóch

cząstek W , ponieważ wymiana tylko jednej z nich nie jest wystarczająca. Gdy przeanalizujemy odpowiedni diagram Feynmana (rys. 5), to stwierdzimy, że jest on nieskończony i że nie ma sposobu, aby „pochłoniąć” tę nieskończoność poprzez renormalizację stałej sprzężenia. Jeżeli przeanalizujemy głębiej tę nieskończoność to stwierdzimy, że wynika ona dokładnie z wymiany cząstek W o skrętności równej zero. Dla fotonów diagram taki nie jest nieskończony, ponieważ fotony, jak widzieliśmy, nie mają stanu o skrętności zero.



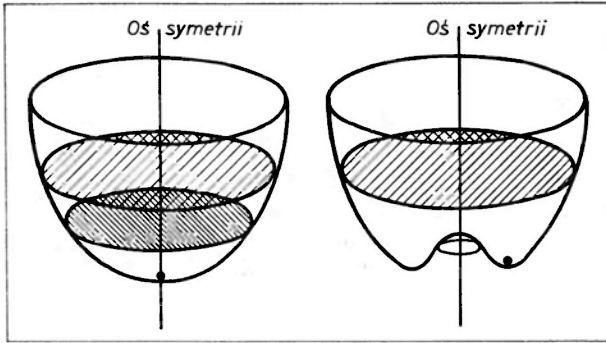
Rys. 5. Diagram Feynmana dla elastycznego rozproszenia neutrina elektronowego na neutronie. Diagram ten prowadzi do nieskończoności, której nie da się „pochłoniąć” przez renormalizację stałej sprzężenia

W 1967 roku zaproponowałem, a zostało to także niezależnie zaproponowane przez Salama, by wyprowadzić foton i cząstkę W jak rodzeństwo z ogólnej zasady niezmienniczości cechowania. Zasada ta byłaby uogólnieniem zasady niezmienniczości cechowania, opisaną tu uprzednio w odniesieniu do elektrodynamiki. W teorii takiej masa cząstki W powinna być wynikiem procesu, który w żargonie teoretycznym jest znany jako spontaniczne łamanie symetrii. Istotą tej idei, na poziomie fundamentalnych praw przyrody, a nie na poziomie przewidywania elementów macierzowych dla amplitud rozpraszania, jest to, że foton i cząstkę W można uznać za członków tej samej rodziny cząstek wektorowych.

Prostą ilustracją spontanicznego łamania symetrii są dwie misy pokazane na rys. 6. W analogii tej rzut położenia kulki na płaszczyznę poziomą odpowiada oczekiwanej dla stanu próżni wartości zespolonego pola skalarne φ , natomiast częstości oscylacji — masom pary cząstek skalarnych. Gdy dno misy jest wypukłe ku górze, wówczas punkt równowagi zmienia się w krąg — poprzednia symetria zostaje złamana. Powstały tak nowy stan ruchu kulki dookoła osi symetrii walcowej odpowiada, przez analogię, nowej cząstce zwanej bozonem Goldstone’a o zerowej masie. Za taki bozon Goldstone’a może być uznany, przynajmniej w przybliżeniu, mezon π .

Istnienie rozbudowanej rodziny cząstek wektorowych wymagane jest przez zasadę niezmienniczości cechowania bardziej ogólną od zasady niezmienniczości cechowania elektrodynamiki.

Uogólniona zasada niezmienniczości cechowania, o której tu mowa, może być sformułowana w następujący sposób: wyobraźmy sobie grupę, ale nie taką



Rys. 6. Spontaniczne łamanie symetrii wyjaśnione jest na przykładzie mechanicznego modelu. Punkt równowagi trwałej kulki w czaszy z lewej strony położony jest na osi symetrii. Gdy dno czaszy jest wypukłe (po prawej) w równowadze trwałej znajduje się kulka tocząca się w rynnicy. W rozpatrywanej analogii mechanicznej położenie równowagi trwałej kulki odpowiada oczekiwanym wartościom pola skalarnego w próżni, częstości oscylacji — masom cząstek skalarnych, zaś nowo powstały stan toczącej się kulki — bozonowi Goldstone'a o zerowej masie. Jako przykład bozonu Goldstone'a może być rozpatrywany mezon π

sobie prostą grupę transformacji fazy opisaną wzorem (1), lecz grupę, która jest reprezentowana przez dwie niekomutujące macierze M i \mathfrak{M} . Różne naładowane pola transformują się zgodnie z transformacją macierzową:

$$\psi_n(x) \rightarrow \sum_m M_{nm} \{\varphi(x)\} \psi_m(x),$$

$$A_{\alpha\mu}(x) \rightarrow \sum_{\beta} \mathfrak{M}_{\alpha\beta} \{\varphi(x)\} [A_{\beta\mu}(x) + \partial\varphi_{\beta}(x)/\partial x^{\mu}],$$

gdzie $\varphi_{\alpha}(x)$ jest zbiorem dowolnych funkcji położenia.

Dla każdego parametru charakteryzującego tę grupę transformacji powinno istnieć jedno pole wektorowe, które razem powinny tworzyć nietrywialną rodzinę. Więcej niż jeden członek takiej rodziny powinien podlegać zarówno transformacji macierzowej, jak i zwykłej transformacji cechowania.

Ten rodzaj uogólnionej niezmienniczości cechowania został po raz pierwszy wprowadzony do fizyki przez Chen Ning Yanga i Roberta Millsa w 1950 roku i był przez długie lata traktowany tylko jako możliwość matematyczna. Sugestia zrobiona w 1967 roku w zasadzie polegała na potraktowaniu fotonu jako człodka rodziny pól wektorowych wymaganych przez fundamentalną i ścisłą niezmienniczość cechowania w przyrodzie. Rodzaje rozpatrywanych niezmienniczości cechowania zebrane są w tabelicy 3. Na pierwszym miejscu znajduje się tam grupa cechowania $O(2)$, która na diagramie Arganda jest zwykłą grupą transformacji fazy. Jest ona taka sama jak grupa obrotów dwuwymiarowych, z której wynika istnienie jednego pola wektorowego (bo tylko w jeden sposób można obracać się w dwu wymiarach) i jak wspomniałem poprzednio, to pole wektorowe jest identyfikowane z fotonem.

Grupy cechowania

| Grupa | Pola wektorowe | Zastosowania fizyczne |
|-------------|---------------------------|--|
| O(2) | A_μ | elektromagnetyzm |
| O(3) | A_μ, W_μ^\pm | teoria Yanga-Millsa silnych oddziaływań |
| O(3) ⊗ O(2) | A_μ, W_μ^\pm, Z_μ | model z 1967 roku oddziaływań słabych i elektromagnetycznych |

Oryginalne sugestie Yanga i Millsa dotyczyły silnych oddziaływań i spinu izotopowego. Sugerowano, że fotonowi towarzyszy para naładowanych pól wektorowych i że grupą cechowania jest grupa obrotów w trzech wymiarach O(3).

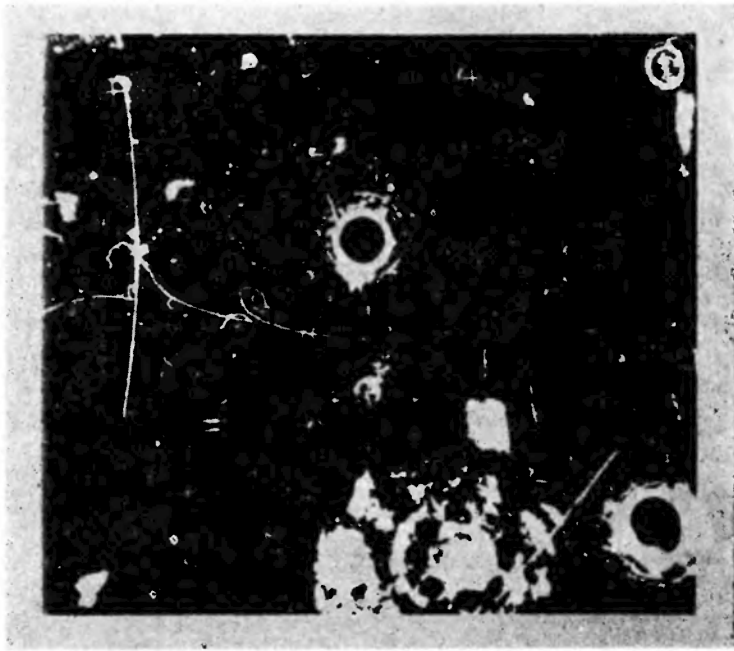
7. Nowy rodzaj oddziaływań

Propozycja, którą uczyniono w 1967 roku, jest najprostsza z możliwych i polega na przyjęciu, że fundamentalną grupą cechowania jest prosty iloczyn O(3) ⊗ O(2). W rezultacie, zamiast trzech pól wektorowych istnieją cztery. Powoduje to, że oprócz dwóch ciężkich naładowanych bozonów pośrednich, które byłyby odpowiedzialne za obserwowane słabe oddziaływania, takie jak rozpad beta i reakcje jądrowe zachodzące w Słońcu, istnieje jeszcze jeden, neutralny mezon wektorowy. Jest on podobny do fotonu, bo nie ma ładunku, lecz różni się od niego tym, że jest równie ciężki jak mezon W.

Ta uczyniona w 1967 roku sugestia przez długi czas do niczego nie prowadziła, gdyż chociaż sugerowano, że usunie ona nieskończoności z teorii słabych oddziaływań, to przez długi czas nikt nie był na tyle sprytny, by tego dowieść. Zrobił to w 1971 roku Gerhard t'Hooft, podówczas doktorant z Utrechtu, a jego dowód został następnie uściślony przez wielu innych włączając Benjamina Lee. Natychmiast, gdy stało się jasne, że teoria taka jest w zasadzie rozwiązaniem problemu nieskończoności występujących w teorii słabych oddziaływań, głównej trudności, która towarzyszyła nam od lat 1930, fizycy włożyli ogromny wysiłek, by sprawdzić zarówno jej zastosowania, jak i konsekwencje doświadczalne.

Obecnie istnieje już szereg faktów doświadczalnych, które pozwalają nam wierzyć, że teoria ta jest w pewnym sensie prawidłowa. Jednym z nich jest to, iż teoria omawianego typu, a istnieje ich już wiele, przewiduje fakt bardzo elementarny — że ładunek występuje w skwantowanych ilościach.

Poza tym, teorie te zdają się przewidywać, że słabe oddziaływania powinny dawać pewne efekty porównywalne co do siły z efektami oddziaływań elektromagnetycznych, są one jednak bardzo ograniczonego typu. Na przykład, istnieją silne podstawy, by wierzyć, że różnica mas neutronu i protonu, o której na ogół sądzono, że jest pochodzenia elektromagnetycznego (wynikająca z faktu, że proton jest naładowany, neutron zaś nie) w rzeczywistości jest tylko częściowo



Rys. 7. Fotografia uzyskana w CERN-ie w komorze pęcherzykowej Gargamelle. Wiązka neutrin mionowych wchodzi do komory z prawej strony. Jedno z nich zderzyło się z elektronem atomu cieczy wypełniającej komorę. W wyniku tego zderzenia elektron wyleciał w lewo, poleciał po torze spiralnym, zakrzywionym w polu magnetycznym, w którym znajduje się komora, a następnie zatrzymał się. Tory znajdujące się obok z lewej strony toru interesującego nas elektronu są torami pary pozytonowo-elektronowej, która powstała w polu elektrycznym atomu z fotonu wyemitowanego przy hamowaniu naszego elektronu

pochodzenia elektromagnetycznego, przede wszystkim zaś wynika ze słabych oddziaływań.

Istnieje wreszcie przewidywanie tego typu teorii, które bardziej bezpośrednio można sprawdzić doświadczalnie. Powinien bowiem istnieć nowy rodzaj słabych oddziaływań, polegający na wymianie ciężkiego neutralnego bozonu pośredniego. Należy do niego rozproszenie neutrina mionowego na elektronie, którego dwa przypadki zostały zaobserwowane w CERN-ie. Fotografie jednego takiego przypadku „prądu neutralnego”, zrobioną w komorze pęcherzykowej, pokazuje rys. 7. Wydaje się, że dwa przypadki to bardzo mało, lecz w tego rodzaju eksperymentach tło jest zupełnie nieistotne.

Poza tym zaobserwowano już setki przypadków, w których neutrino w zderzeniu z jądrem produkuje hadrony i w zderzeniach tych nie następuje wymiana ładunku między hadronem a neutrino. Mimo że zaobserwowano setki przypadków tego typu zarówno w CERN-ie, jak i w National Accelerator Laboratory w Batawii w doświadczeniach tych istnieją tak poważne kłopoty z tłem, że ich wynik nie jest dostatecznie przekonujący. Ze względów czysto socjologicznych na rys. 8 pokazana jest strona tytułowa współczesnej publikacji doświadczalnej w dziedzinie fizyki wielkich energii — znajduje się tam 55 autorów!

OBSERVATION OF NEUTRINO-LIKE INTERACTIONS WITHOUT MUON OR ELECTRON IN THE GARGAMELLE NEUTRINO EXPERIMENT

F. J. HASERT, S. KABE, W. KRENZ, J. VON KROGH, D. LANSKE, J. MORFIN, K. SCHULTZE and H. WEERTS.

III Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Aachen, Germany

G. H. BERTRAND-COREMANS, J. SACTON, W. VAN DONINCK and P. VILAIN⁶⁴

International Institute for High Energies, C. P. S. 1, 13, Brussels, Belgium

U. CAMERINI⁶², D. C. CUNDY, R. BALDI, I. DANILCHENKO⁶³, W. F. FRY⁶², D. MAIDT, S. NATALI⁶⁴, P. MUSSET, B. OSCULATI, R. PALMER⁶⁴, J. B. PATTISON, D. H. PERKINS⁶⁴, A. PULLIA, A. ROUSSET, W. VENUS⁶⁷ and H. WACHSMUTH

CERN, Geneva, Switzerland

V. BRISSON, B. DEGRANGE, M. HAGUENAUER, I. KLUBERG, U. NGUYEN-KHAC and P. PETIAU

Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies, Ecole Polytechnique, Paris, France

E. BELIOTTI, S. BONETTI, D. CAVALLI, C. COSTA⁶⁵, E. FIORINI and M. ROLLIER

Istituto di Fisica dell'Università, Milano and I.N.F.N. Milano, Italy

B. AUBERT, D. BLUM, L. M. CHOUNET, P. HEUSSE, A. LAGARRIGUE

A. M. LUTZ, A. ORKIN-LECOURTOIS and J. P. VIALLE

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay, France

F. W. BULLOCK, M. J. ESTEN, T. W. JONES, J. M. KENZIE, A. G. MICHELLE⁶⁹

G. MYATT⁶⁸ and W. G. SCOTT^{68, 69}

University College, London, England

Received 25 July 1973

Events induced by neutral particles and producing hadrons, but no muon or electron, have been observed in the CERN neutrino experiment. These events behave as expected if they arise from neutral current induced processes. The rates relative to the corresponding charged current processes are evaluated.

We have searched for the neutral current (NC) and charged current (CC) reactions:

$$\text{NC } \nu_{\mu} / \bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} / \bar{\nu}_{\mu} + \text{hadrons} \quad (1)$$

$$\text{CC } \nu_{\mu} / \bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \mu / \bar{\mu} + \text{hadrons} \quad (2)$$

which are distinguished respectively by the absence of any possible muon, or the presence of one, and only one, possible muon. A small contamination of $\nu_{\mu} / \bar{\nu}_{\mu}$ exists in the $\nu_{\mu} / \bar{\nu}_{\mu}$ beams giving some CC events which are easily recognised by the $\mu/\bar{\mu}$ signature. The analysis is based on 83 000 ν pictures and 207 000 $\bar{\nu}$ pictures taken at CERN in the Gargamelle bubble chamber filled with freon of density $1.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$. The dimensions of this chamber are such that most

⁶¹ Chercheur agrégé de L'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucleaires, Belgique.

⁶² Also at Physics Department, University of Wisconsin.

⁶³ Now at Serpukhov.

⁶⁴ Now at University of Bonn.

⁶⁵ Now at Brookhaven National Laboratory.

⁶⁶ Also at University of Oxford.

⁶⁷ Now at Rutherford High Energy Laboratory.

⁶⁸ On leave of absence from University and INFN-Pavia.

⁶⁹ Supported by Science Research Council grant.

A more detailed account of the analysis of this experiment appears in a paper to be submitted to *Nuclear Physics*.

Rys. 8. 55 autorów podpisało trzyszcronicową publikację opisującą obserwację przypadków oddziaływań prądów neutralnych w komorze Gargamelle. Czyżby to był nowy rekord?

[Innym nowym i zachęcającym odkryciem jest znalezienie w SLAC-u i w Brookhaven nowej długożyciowej cząstki wektorowej. Ta nowa cząstka może być stanem związanym nowego rodzaju kwarku powabnego i odpowiadającego mu antykwarku; taki kwark powabny konieczny jest w jednolitych teoriach oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, by stłumić pewne nieobserwowane procesy, za które odpowiedzialne byłyby prądy neutralne].

Ostatnio ukazała się także przełomowa praca Daniela Freedmana, Jamesa Wilsona i innych poświęcona zagadnieniu wybuchów supernowych. Główną ideą tych prac jest założenie, że prądy neutralne powodują koherentne oddziaływania neutrino z jądrami żelaza w zewnętrznej warstwie gwiazdy o dużej masie. Po raz pierwszy oddziaływanie to dostarcza modelu, który można policzyć przy użyciu komputerów i który przewiduje wybuch gwiazdy. Prowadzi on do takiego obserwowanego zjawiska jak ta supernowa, którą obserwowano w 1054 roku, o czym przypomina nam mgławica Krab pokazana na rys. 1.

8. Symetria przyrody

Jak więc odpowiemy na pytanie, czym jest światło? Odpowiedź, w którą obecnie najbardziej wierzę, jest następująca: foton jest najczęściej obserwowanym członkiem rodziny cząstek elementarnych, których istnienie jest wymagane przez uogólnioną grupę cechowania i które są nośnikami elektromagnetycznych, słabych i prawdopodobnie także i silnych oddziaływań. O ile mi wiadomo, nikomu jeszcze nie udało się włączyć do tego schematu oddziaływań grawitacyjnych.

Jeżeli te idee teoretyczne oraz będące w toku doświadczenia zgodzą się, zaczniemy rozumieć w sposób zupełnie fundamentalny, co to jest światło, i że foton (podobnie jak i inne cząstki, z którymi rzadziej się spotykamy tylko dlatego, że żyjemy w innej skali czasu niż one) jest przejawem podstawowej symetrii przyrody, która opisuje oddziaływania materii. Symetria ta jest równie fundamentalna, jak inne fundamentalne prawa otaczającego nas świata.

Tłum. W. Gajewski

Literatura

- [1] S. Weinberg, *Lectures on Particles and Field Theory*, ed. S. Deser, K. W. Ford, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J. 1965, vol. 2, p. 405.
- [2] E. S. Abers, B. W. Lee, *Phys. Reports* **9**, 1 (1973.)
- [3] J. Bernstein, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 7 (1974).
- [4] S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 255 (1974).
- [5] S. Weinberg, *Scientific American*, lipiec 1974, str. 50.

Bożena Janowska
Jadwiga Szydłowska

Zespół Optyki Nieliniowej
 i Fizyki Chemicznej
 Instytut Podstawowych Problemów Chemii
 Uniwersytet Warszawski
 Warszawa

Metoda holograficznego badania odkształceń

Holographic Investigation of Displacements

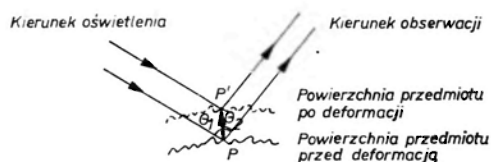
Abstract: It is possible to determine displacements by recording double exposure or real-time holograms. The technique of holographic interferometry is also used to study the vibrational characteristics of objects. Simple experimental methods are described.

W ostatnich latach jedną z najszybciej rozwijających się dziedzin fizyki stała się holografia, jako metoda zapisu obrazów trójwymiarowych [1, 2]. Z różnych własności holograficznej rejestracji przedmiotów najbardziej zostały poznane te, które wiążą się z interferometrią holograficzną.

Interferometria holograficzna jest wspaniałą metodą pomiaru deformacji [3—5], małych przesunięć [6—11] i drgań [12—18] przedmiotów rozpraszających światło. Z zapisu holograficznego (hologramu) można odtworzyć falę świetlną identyczną z falą rozpraszaną przez przedmiot holografowany, co oznacza, że pełna informacja o chwilowym stanie przedmiotu, zawarta w fali świetlnej, została utrwalona. Dzięki temu możemy odtworzyć ją w dowolnej, późniejszej chwili i porównać z falą rozpraszaną przez sam przedmiot. Metoda ta jest nazywana obserwacją w czasie rzeczywistym (real time). Istnieje jeszcze inna możliwość porównywania fal świetlnych rozchodzących się od przedmiotu, w różnych chwilach. Jest ona nazywana metodą podwójnej ekspozycji (double exposure) i polega na wykonaniu na jednej płycie holograficznej dwóch rejestracji fal przedmiotowych rozproszonych od przedmiotu przed i po deformacji. W obu przypadkach dzięki nakładaniu się fal rozproszonych przez przedmiot, znajdujący się w dwóch różnych stanach, zachodzi zjawisko interferencji tych fal analogicznie jak w klasycznych interferometrach, co daje

możliwość pomiaru deformacji i małych przesunięć lub obrotów przedmiotów. Przewagą interferometrii holograficznej jest to, że powierzchnie badanych obiektów nie wymagają polerowania do gładkości optycznej. Podkreślić należy, że rola hologramu sprowadza się tylko do odtworzenia przedmiotowych fal świetlnych, a hologram nie ma wpływu na przebieg obliczeń. Można wówczas przyjąć, że dwa stany przedmiotu istnieją jednocześnie obok siebie.

Zastanówmy się, na czym polega powstanie wzoru interferencyjnego przy nakładaniu się dwóch fal przedmiotowych. Załóżmy, że w wyniku deformacji punkt P leżący na powierzchni przedmiotu przesunie się do położenia P' (rys. 1)



Rys. 1. Zmiana drogi optycznej, spowodowana przesunięciem punktu P do położenia P'

[11]. Różnica dróg optycznych Δ fali oświetlającej i rozproszonej na punkcie P przed i po deformacji, przy założeniu, że współczynnik załamania powietrza jest równy 1, wynosi:

$$\Delta = d(\cos \theta_1 + \cos \theta_2), \quad (1)$$

gdzie $d = PP'$ jest przesunięciem punktu P , θ_1 jest kątem między kierunkiem oświetlenia a kierunkiem przesunięcia, θ_2 jest kątem między kierunkiem obserwacji a kierunkiem przesunięcia. Jeżeli różnica dróg optycznych jest równa całkowitej wielokrotności długości fali, czyli

$$\Delta = n\lambda, \quad (2)$$

wówczas obraz punktu P odtworzony z hologramu jest jasny, a gdy

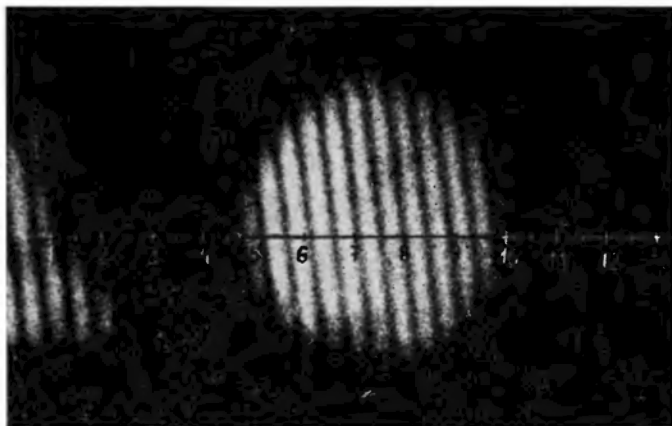
$$\Delta = (2n+1)\frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

obraz punktu P jest ciemny. Ilustruje to rys. 2. Ze wzoru interferencyjnego, czyli rozkładu ciemnych i jasnych miejsc na obrazie przedmiotu, możemy znając geometrię układu i punkt nieruchomy na badanej powierzchni obliczyć przesunięcie d .

Gdy wszystkie punkty przedmiotu doznają identycznego przesunięcia, to nie potrafimy określić wielkości deformacji, ponieważ cała powierzchnia jest rozjaśniona lub przyciemniona w ten sam sposób. Wówczas możemy skorzystać z innej własności holografii, pozwalającej na dokonanie dowolnej transformacji fali świetlnej zapisanej na hologramie. Na przykład obracając hologram o niewielki kąt otrzymamy nieznaczną zmianę kierunku rozchodzenia się fali odtworzonej. Nakładając tak odtworzoną z hologramu falę z falą rozproszoną na przedmiocie uzyskujemy układ równoległych prążków, analogicznych



Rys. 2. Interferogram monety umocowanej brzegami w otworze grubej płyty metalowej. Moneta jest centralnie naciskana od tyłu

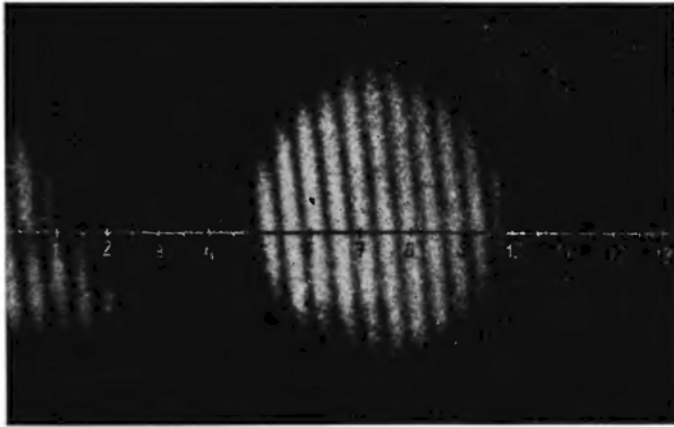


Rys. 3. Interferogram podstawy walca BaTiO_3 . Układ równoległych prążków odpowiadający przedmiotowi nieodkształconemu. Prążki po lewej stronie utworzone są na statywie, do którego umocowany jest walec

jak w interferometrze Michelsona (rys. 3). Przesunięcie równoległe powierzchni przedmiotu spowoduje translację tych prążków (rys. 4). Mierząc wielkość tej translacji możemy obliczyć zmianę przesunięcia powierzchni przedmiotu.

2. Interferometria holograficzna przedmiotów drgających

Jednym z podstawowych wymagań holografii jest stabilność układu stosowanego do rejestracji. Nawet drobne ruchy powodują pogorszenie zapisu holograficznego lub uniemożliwiają jego wykonanie. Jednak gdy ruch jest



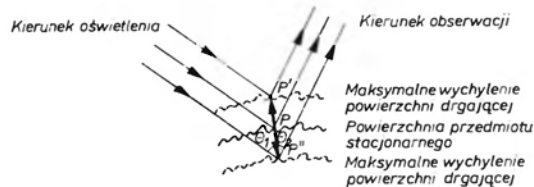
Rys. 4. Interferogram podstawy walca BaTiO_3 odkształconego przez przyłożenie napięcia 1500 V. Przesunięcie prążków wywołane piezoelektrycznym odkształceniem przedmiotu widoczne jest jedynie na podstawie walca, prążki na statywie nie ulegają przesunięciu

periodyczny i amplituda nie jest zbyt duża, obraz odtworzony z hologramu będzie zmieniony w sposób charakterystyczny dla tego ruchu.

Wyobraźmy sobie, że punkt P drga harmonicznie pomiędzy położeniami P' i P'' (rys. 5). Wówczas przesunięcie punktu P wynosi:

$$\bar{d} = d_0 \cos \omega t, \quad (4)$$

gdzie d_0 równa się $PP' = PP''$ jest amplitudą drgań, ω jest częstotliwością drgań.



Rys. 5. Zmiana drogi optycznej spowodowana drganiem punktu P

Różnica dróg optycznych Δ , spowodowana drganiem, będzie zmieniać się w czasie według wzoru:

$$\Delta = d_0 \cos \omega t (\cos \theta_1 + \cos \theta_2). \quad (5)$$

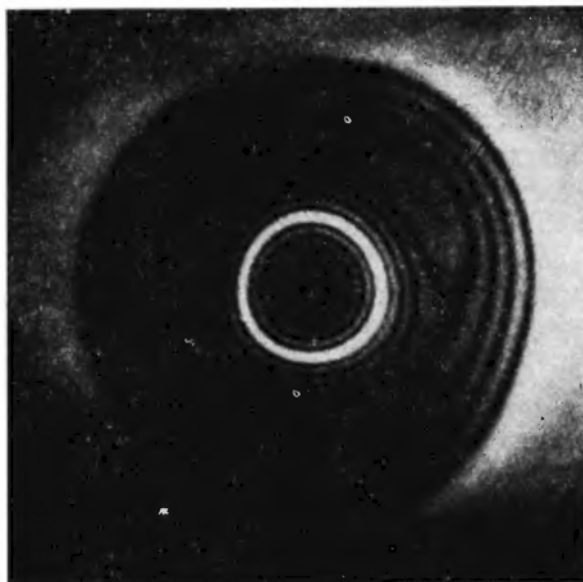
Jeżeli dokonamy zapisu holograficznego drgającego punktu P w czasie $\tau \gg T$ (gdzie T jest okresem drgań), to przy odtwarzaniu hologramu otrzymamy falę przedmiotową zmodulowaną przez funkcję Bessela $J_0(x)$ pierwszego rodzaju i zerowego rzędu, której argumentem jest [13]:

$$x = \frac{2\pi}{\lambda} d_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2). \quad (6)$$

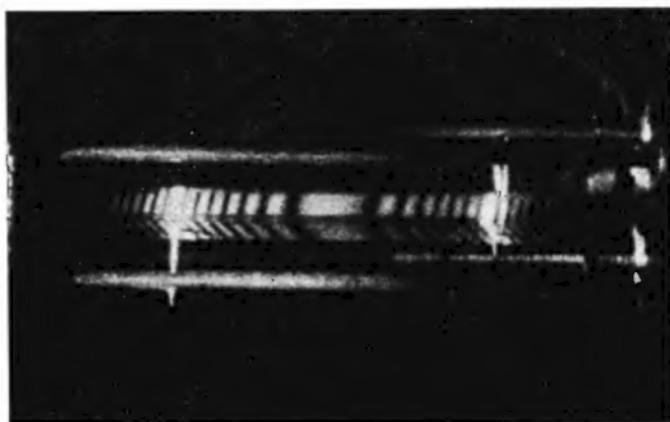
Natężenie obrazu danego przez tę falę wyraża się kwadratem funkcji Bessela, czyli

$$I = J_0^2(x). \quad (7)$$

Na powierzchni przedmiotu pojawi się układ jasnych i ciemnych prążków zależny od wartości, które przyjmuje kwadrat funkcji Bessela. Wartości te są zależne od amplitudy drgań d_0 , a więc z rozkładu prążków możemy wnioskować o wielkości d_0 . Miejsca nieruchome (węzłowe) powierzchni będą najsilniej rozjaśnione, natomiast miejsca drgające będą na przemian jasne i ciemne, przy czym rozjaśnienie będzie malało wraz ze wzrostem amplitudy drgań (rys. 6).

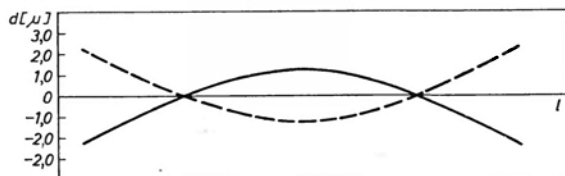


Rys. 6. Interferogram drgań membrany gumowej. Częstotliwość drgań wynosi 1570 Hz



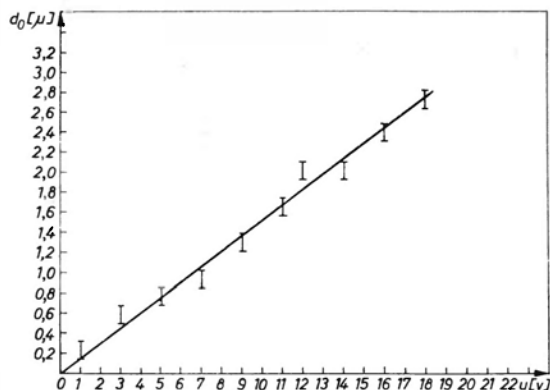
Rys. 7. Interferogram drgającego kwarcu. Częstotliwość rezonansowa kwarcu wynosi 7460 Hz, a amplituda sygnału pobudzającego 9 V

Metoda ta została w naszej Pracowni zastosowana do zbadania drgań zginających w przetworniku kwarcowym [19]. Wyznaczono rozkład drgań wzdłuż kryształu kwarcu (rys. 7 i 8). Stwierdzono jego zgodność z rozkładem wynika-



Rys. 8. Rozkład drgań wzdłuż kryształu kwarcu obliczony z interferogramu

jącym z równań ruchu dla drgań zginających belki swobodnej. Wyznaczono zależność maksymalnej amplitudy drgań kwarcu od wielkości sygnału pobudzającego (rys. 9).



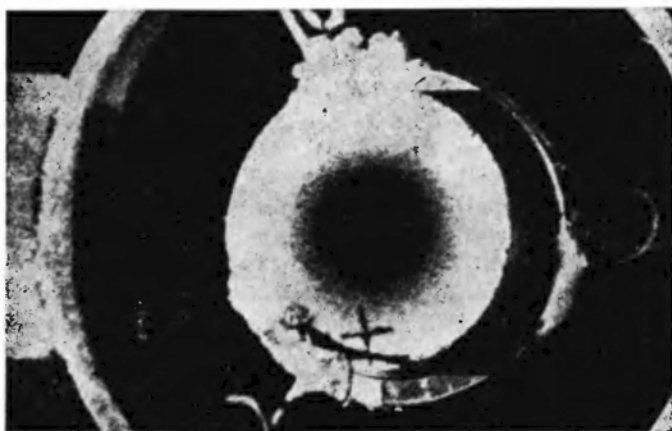
Rys. 9. Zależność maksymalnej amplitudy drgań kwarcu od sygnału pobudzającego

Analogicznie jak w przypadku interferometrii holograficznej przedmiotów statycznych możemy obserwować drgania w sposób ciągły, realizując układ równoległych prążków interferencyjnych (typu interferometru Michelsona [20]) opisanych poprzednio. W tym przypadku porównujemy falę odtwarzającą przedmiot stacjonarny z falą rozchodzącą się od przedmiotu drgającego. W wyniku nałożenia się tych fal układ równoległych prążków zostanie zmodulowany funkcją Bessela $J_0\left[\frac{2\pi}{\lambda}d_0(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)\right]$ zależną od amplitudy drgań. Jeżeli amplituda drgań d_0 równa się 0, to $J_0\left[\frac{2\pi}{\lambda}d_0(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)\right] = 1$ i układ prążków nie ulega zmianie. Ma to miejsce w węzłach przedmiotów drgających i w przypadku przedmiotów nieruchomych. Jeżeli amplituda d_0 jest taka, że J_0 jest równe 0, to następuje w tym miejscu całkowite zamazanie układu prążków. Dla wartości dodatnich funkcji Bessela ($0 < J_0\left[\frac{2\pi}{\lambda}d_0(\cos\theta_1 + \right.$

$+\cos\theta_2)$] < 1) następuje stopniowe zmniejszenie kontrastu prążków, natomiast dla wartości ujemnych ($J_0 < 0$) zachodzi jeszcze odwrócenie kontrastu prążków, czyli w miejscach jasnych powstają prążki ciemne, a w miejscach ciemnych jasne.



Rys. 10. Obraz drgań walca tytanianowo-barowego otrzymany metodą holograficzną, analogiczny jak w interferometrze Michelsona. Stopniowe zmniejszenie kontrastu i zamazanie prążków na podstawie walca świadczy o drganiu. Prążki po lewej stronie nie ulegają zamazaniu ponieważ utworzone są na nieruchomym statywie, do którego umocowany jest walec



Rys. 11. Interferogram drgającego walca tytanianowo-barowego. Częstotliwość drgań wynosi 220 kHz. W centralnej części rysunku widoczna jest podstawa walca umieszczonego w obręczy mosiężnej podtrzymywanej przez trzy sprężynki. Całość umocowana jest do statywu, którego fragment widać po lewej stronie

Metoda ta została przez nas [21] wykorzystana do wyznaczenia częstości rezonansowej walca ceramicznego z tytanianu baru (rys. 10). Drganie tego walca zarejestrowane metodą uśredniania w czasie przedstawia rys. 11.

Opisane metody interferometrii holograficznej znalazły różnorakie zastosowania w technice. Jednym z nich jest badanie odkształceń przedmiotów nie

wymagające bezpośredniego kontaktu przyrządu pomiarowego z badaną powierzchnią. W ten sposób można badać własności sprężyste materiałów [22—25]. Holograficzne badanie odkształceń pozwala również wykryć wszelkie niejednorodności lub ukryte defekty obiektów. Ujawniają się one w postaci wyraźnych zaburzeń prążków interferencyjnych. W ten sposób badano defekty naczyń wysokociśnieniowych [26], wady w oponach [27], mikropęknięcia lub niedokładności sklejenia warstw w płytach laminowanych stosowanych w lotnictwie [27—29], uszkodzenia wielowarstwowych zabytkowych obrazów [30]. Holograficzne badania drgań wykorzystane zostały do wyznaczenia rozkładu amplitud i miejsc węzłowych w drgających płytach i membranach. Zbadano również drgania łopatek turbin [31] i rezonansowe drgania instrumentów muzycznych [32].

Literatura

- [1] E. Leith, J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 1123 (1962).
- [2] A. H. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN, Warszawa 1968.
- [3] M. H. Horman, *Appl. Opt.* **4**, 33 (1965).
- [4] R. E. Brooks, L. O. Heflinger, R. F. Wuerker, R. A. Briones *Appl. Phys. Lett.* **7**, 92 (1965).
- [5] L. O. Heflinger, R. F. Wuerker, R. E. Brooks, *J. Appl. Phys.* **37**, 642 (1966).
- [6] B. P. Hildebrand, K. A. Hains, *Appl. Opt.* **5**, 172 (1966).
- [7] K. A. Hains, B. P. Hildebrand, *Appl. Opt.* **5**, 595 (1966).
- [8] K. A. Hains, B. P. Hildebrand, *Phys. Lett.* **19**, 10 (1965).
- [9] R. E. Brooks, L. O. Heflinger, R. F. Wuerker, *Appl. Phys. Lett.* **7**, 248 (1965).
- [10] R. J. Collier, E. I. Doherty, K. S. Pennington, *Appl. Phys. Lett.* **7**, 223 (1965).
- [11] A. D. Wilson, *Appl. Opt.* **10**, 908 (1971).
- [12] R. L. Powell, K. A. Stetson, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 612A (1965).
- [13] R. L. Powell, K. A. Stetson, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 1593 (1965).
- [14] K. A. Stetson, R. L. Powell, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 1694 (1965).
- [15] K. A. Stetson, R. L. Powell, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 1570A (1965).
- [16] K. A. Stetson, R. L. Powell, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 1161 (1966).
- [17] H. D. Lohmann, H. Tholl, *Z. Naturforsch.* **24 A**, 1806 (1969).
- [18] Y. Tsuzuki, Y. Hirose, K. Iijima, *Trans. Inst. Electron. and Commun. Eng. Jap.* **54A**, 155 (1971).
- [19] B. Janowska, J. Szydłowska, *Materiały Konferencji EKON 74 C*, p. 14.
- [20] H. Osterberg, *J. Opt. Soc. Am.* **22**, 19 (1932).
- [21] B. Janowska, J. Szydłowska, *Materiały Konferencji EKON 74 C*, p. 1.
- [22] R. C. Sampson, *Exper. Mechan.* **10**, 313 (1970).
- [23] J. Der Hovanesian, J. Varner, *Symposium on engineering uses of holography*, Glasgow 1968, p. 173.
- [24] W. G. Gottenber, *Exper. Mechan.* **8**, 405 (1968).
- [25] W. R. Bradford, *Symposium on engineering uses of holography*, Glasgow 1968, p. 57.
- [26] R. C. Sampson, *Materials Research and Standards* **11**, 8 (1971).
- [27] R. M. Grant, G. M. Brown, *Mater. Eval.* **9**, 79 (1969).
- [28] H. Stenger, *Materialprüfung* **13**, 301 (1971).
- [29] B. S. Hochley, *Br. J. Non-Destruct. Test.* **14**, 115 (1972).
- [30] S. Amadesi, F. Gori, R. Grella, G. Guattari, *Appl. Opt.* **13**, 2009 (1974).
- [31] W. F. Fagan, P. Waddell, W. McCracken, *Opt. and Laser Technol.* **167** (1972).
- [32] K. A. Stetson, Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm 1969.

Magdalena Szostak

Institut Chemii Organicznej i Fizycznej
Politechniki Wrocławskiej
Wrocław

Spektroskopia nieelastycznego tunelowania elektronów

Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy

Abstract: The discovery and the development of the inelastic electron tunneling spectroscopy (IETS) has been briefly reviewed.

1. Wprowadzenie

W trakcie badania zjawisk związanych z tunelowaniem elektronów poprzez złącze metal-izolator-metal dokonano niezwykłego odkrycia, które niespodziewanie łączy ze sobą tak odległe, wydawałoby się, dziedziny fizykochemii jak przewodnictwo elektryczne ciał stałych i spektroskopię oscylacyjną. Mianowicie w 1966 r. Jaklevic i Lambe [1] z Dearborn w stanie Michigan odkryli, że druga pochodna d^2I/dV^2 charakterystyki I—V złącza tunelującego wykazuje maksima dla wartości eV odpowiadających energiom drgań cząsteczek zawartych w barierze izolacyjnej. Warunkiem niezbędnym do uzyskania takich maksimów jest wykonanie pomiarów w bardzo niskiej temperaturze ($< 4, 2$ K). Stosowanym złączem było najczęściej Al—Al₂O₃—Pb.

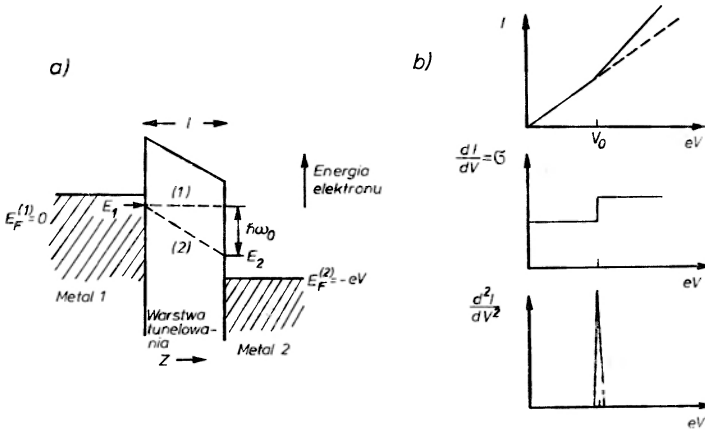
Celem niniejszego artykułu jest zreferowanie podstaw teoretycznych i praktycznych spektroskopii nieelastycznego tunelowania elektronów na podstawie prac odkrywców [1, 2] oraz zrelacjonowanie możliwych jej zastosowań [3—8].

2. Podstawy teoretyczne

Zjawisko tunelowania elektronów związane jest z kwantowo-mechanicznym prawdopodobieństwem przeskoku elektronu z wypełnionych stanów jednego metalu do pustych stanów innego poprzez dostatecznie cienką (~ 20 Å) warstwę izolacyjną, stanowiącą barierę [9].

Tunelowanie może zachodzić dwojako: 1) w sposób elastyczny, tj. z za-

chowaniem energii elektronu, 2) w sposób nieelastyczny, tzn. ze stratą energii. Oba sposoby ilustruje rys. 1a. Linia przerywana (1) reprezentuje tunelowanie elastyczne, linia (2) — nieelastyczne.



Rys. 1. Nieelastyczne tunelowanie elektronów: a) schemat poziomów energetycznych, b) odpowiednie charakterystyki prądowo-napięciowe

W przypadku drugim może nastąpić wzbudzenie drgania o energii $\hbar\omega_0$ w cząsteczce znajdującej się w barierze. Jest ono możliwe wtedy, gdy przyłożone napięcie jest większe niż $V_0 = \hbar\omega_0/e$. Powyżej tego napięcia progowego całkowite prawdopodobieństwo przejścia elektronu z pobliża poziomu Fermiego przez barierę jest sumą prawdopodobieństwa tunelowania elastycznego i nieelastycznego. Zjawisko tunelowania można zilustrować trzema wykresami przedstawionymi na rys. 1b. Na pierwszym z nich na prostoliniowej zależności $I-V$, odpowiadającej procesowi elastycznemu, pojawia się załamanie w punkcie V_0 . Na drugim, przedstawiającym zależność dI/dV vs V , obserwuje się wzrost przewodnictwa w punkcie V_0 , na trzecim natomiast, przedstawiającym zależność drugiej pochodnej od V , pojawia się w tym samym punkcie wyraźne maksimum. Obserwowany wzrost przewodnictwa związany z powstaniem silnego pasma wynosi około 1%

Sprężenie między tunelującymi elektronami a drganiami wewnątrzcząsteczkowymi może zachodzić na dwa sposoby. Jednym z nich jest oddziaływanie elektron-dipol, prowadzące do reguł wyboru podobnych do słusznych w przypadku absorpcji w podczerwieni, drugim — oddziaływanie elektron-dipol indukowany, z regułami wyboru takimi jak dla rozpraszania ramanowskiego.

Rozważania teoretyczne przeprowadzone dla obu powyższych mechanizmów w pracach [2, 10] dały w wyniku następujące wyrażenia na d^2I/dV^2

$$\frac{d^2I}{dV^2} = N\sigma_0 A \Sigma_m |\langle m | P_z | 0 \rangle|^2 \delta(eV - \hbar\omega_m), \quad (1)$$

$$\frac{d^2I}{dV^2} = N\sigma_0 B \Sigma_m |\langle m | \alpha | 0 \rangle|^2 \delta(eV - \hbar\omega_m), \quad (2)$$

w których N oznacza całkowitą liczbę oscylatorów, σ_0 — stałe przewodnictwo pochodzące od tunelowania elastycznego, A i B stałe obejmujące wysokość i grubość bariery, $\langle m|P|0\rangle$ — moment przejścia dla dipola, $\langle m|\alpha|0\rangle$ — moment przejścia dla dipola indukowanego, δ — funkcję Diraca.

Przyjmując pierwszy mechanizm i zakładając monomolekularne pokrycie złącza o powierzchni 10 \AA^2 Scalapino i Marcus [10] obliczyli przewidywany wzrost przewodnictwa, uzyskując wartość zgodną z doświadczeniem, czyli około 1%. Podobną wartość uzyskali Lambe i Jaklevic [2] przy przyjęciu drugiego mechanizmu. Świadczy to o takim samym wkładzie do widma nieelastycznego tunelowania elektronu przejść oscylacyjnych aktywnych w podczerwieni oraz przejść aktywnych w rozpraszaniu ramanowskim.

Jak już wspomniano, podstawowym warunkiem otrzymania widm tunelowania elektronów jest zastosowanie bardzo niskiej temperatury. Wymóg ten wynika przede wszystkim z termicznego poszerzenia poziomów Fermiego obu metali. Jeśli uwzględnimy dwie funkcje Fermiego i przyjmie efektywne gęstości stanów tunelowania za równe jedności, to, przy założeniu nieskończonego wąskiego wzbudzenia oscylacyjnego, otrzyma się następującą zależność sygnału tunelowania od temperatury.

$$\frac{d^2 I}{dV^2} = \frac{Ce^2}{kT} \left[e^v \frac{(v-2)e^v + (v+2)}{(e^v - 1)^3} \right],$$

przy czym

$$v = \frac{e(V - V_0)}{kT}.$$

Graficznym obrazem tej zależności jest symetryczna krzywa o kształcie dzwonu, której szerokość połowkowa wynosi $5,4 kT$. W temperaturze zatem ciekłego azotu (77 K) szerokość pasma, pochodząca od tego tylko jednego czynnika, wynosiłaby około 300 cm^{-1} . Dostateczne obniżenie temperatury jest więc niezbędne do uzyskania odpowiedniej rozdzielczości. Dalszą jej poprawę, prawie pięciokrotną, uzyskać można, jeśli jedna lub obie elektrody zostaną wykonane z metalu znajdującego się w temperaturze pomiaru w stanie nadprzewodzącym. Jest to jedną z głównych przyczyn stosowania ołowiu jako „górnjej” elektrody, ponieważ metal ten staje się nadprzewodnikiem poniżej 7,2 K.

3. Technika doświadczalna

Pomiar widm tunelowania składa się z następujących etapów:

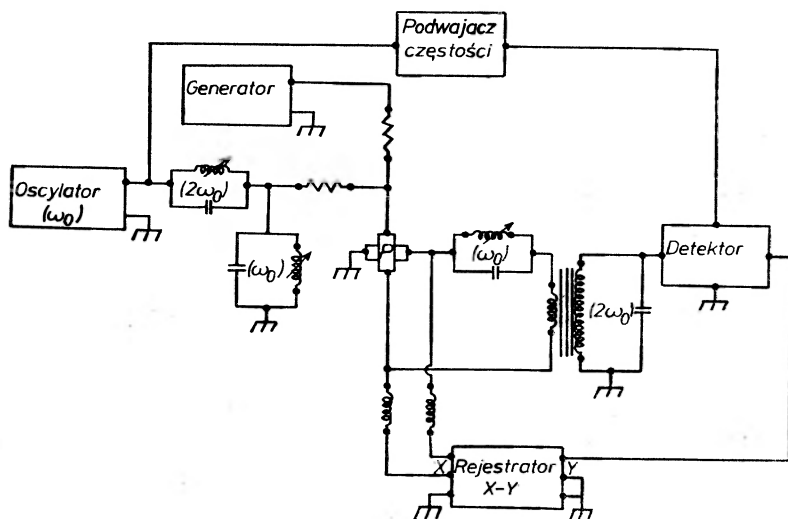
1) przygotowanie próbki, na co składają się: a) otrzymanie cienkiej warstwy metalu 1, b) utlenienie metalu 1, c) dozowanie substancji, której widmo ma być badane, d) nałożenie warstwy metalu 2,

2) zmierzenie sygnału drugiej pochodnej $I-V$ w odpowiednim układzie elektronicznym.

Lambe i Jaklevic [2] naporowywali metal 1 (glin) na płytki kwarcowe w próżni (10^{-9} — 10^{-7} Torr) do uzyskania warstw o powierzchni 40×1 mm² i grubości około 2000 Å. Następnie utleniaли częściowo metal 1 w strumieniu tlenu otrzymanego przez wyładowanie elektryczne do grubości 20—30 Å i wtedy wprowadzali do układu próżniowego ciekłą substancję badaną. Po kilku minutach ewakuowali pomieszczenie próżniowe i naporowywali warstwę metalu 2, najczęściej ołowiu, w postaci pasków naniesionych poprzecznie względem warstw glinu, aby otrzymać powierzchnię złącza, 1 mm \times 1 mm. Grubość warstwy Pb nie ma istotnego znaczenia; wynosi ona zazwyczaj około 10000 Å.

W roku 1973 Simonsen i Coleman [3, 4] zmodyfikowali nieco powyższy sposób domieszkowania próbek, wprowadzając związek organiczny do złącza w oddzielnym pomieszczeniu próżniowym, aby uniknąć przypadkowych zanieczyszczeń. Ponadto, cały cykl otrzymywania złącza i nałożenia próbki wykonywali w czasie jednego odpompowania układu. Tak opracowana metoda pozwalała już na wykonywanie widm tunelowania w sposób rutynowy. W roku 1974 Hansma i Coleman [5] poszerzyli potencjalną możliwość badań widm tunelowania na wszystkie związki organiczne, z biologicznie czynnymi włącznie, przez opracowanie nowego sposobu dozowania. Polega on na rozpuszczeniu badanej substancji w wodzie, benzenie, chloroformie lub innym, typowym rozpuszczalniku i umieszczeniu kropli (2—10 μ l) roztworu bezpośrednio na warstwie izolującej, a następnie na usunięciu nadmiaru substancji przez odwirowanie.

Do pomiaru drugiej pochodnej funkcji $I(V)$ opracowano metodę wzmacniania i detekcji drugiej harmonicznej ($2\omega_0$) generowanej w złączu tunelowym przy modulowaniu go prądem zmiennym o częstotliwości podstawowej (ω_0). Naj-



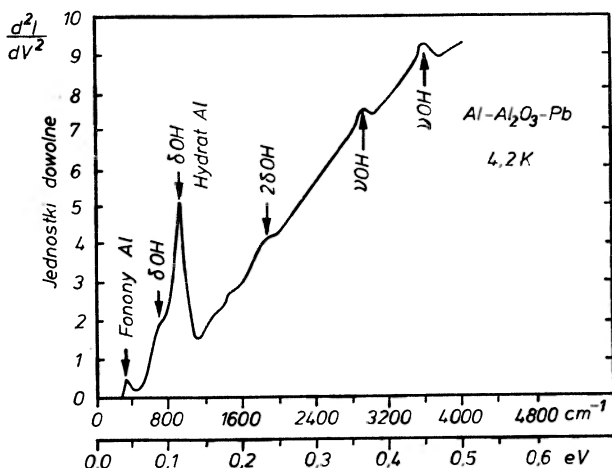
Rys. 2. Schemat układu elektronicznego do pomiaru drugiej pochodnej funkcji $I(V)$, tj. do pomiaru widm nieelastycznego tunelowania elektronów [6]. P oznacza próbkę

częściej stosowano do modulacji prąd o częstotliwości 50 kHz, a sygnał tunelowania mierzono przy 100 kHz. Przykładowy schemat obwodu pomiarowego zastosowanego w pracy [6] pokazuje rys. 2.

Niską temperaturę pomiarów uzyskiwano przez bezpośrednie zanurzenie złącza wraz z podłączem w naczyniu z ciekłym helem. Niekiedy odparowywano hel, aby uzyskać temperaturę około 1 K.

4. Przykłady zastosowań

Na rys. 3 przedstawiono widmo tunelowania złącza Al-Al₂O₃-Pb bez specjalnie wprowadzonych „zanieczyszczeń”, a więc tzw. złącza czystego [6]. Widmo to jest powtarzalne i świadczy o tym, że w czasie tworzenia tlenku zostały wprowadzone grupy OH, które uległy adsorpcji na izolatorze. Przypisanie pasm drganiom grupy OH potwierdzono przez dozowanie ciężkiej wody do bariery. Tak więc w każdym widmie IETS substancji organicznej należy spodziewać się słabych pasm pochodzących od samego złącza.

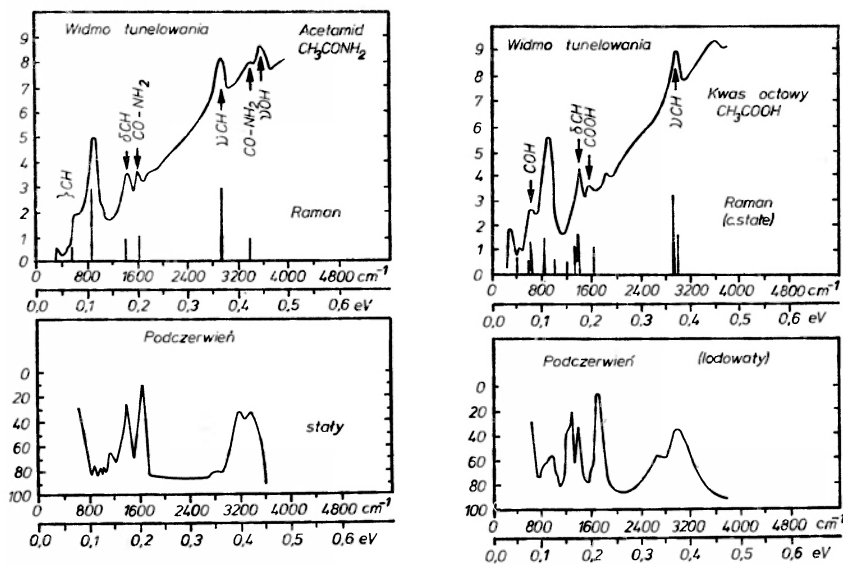


Rys. 3. Widmo tunelowania typowego złącza czystego [6]

Na rys. 4 przedstawiono widma IETS acetamidu i kwasu octowego oraz dla porównania widmo ramanowskie (liniowe) i widmo absorpcyjne w podczerwieni. Stosunek natężeń pasm w widmie tunelowania jest bardziej zbliżony do widm ramanowskich niż do widm w podczerwieni.

Dotychczas zmierzono widma tunelowania wielu klas związków: lotnych kwasów węglowodorów aromatycznych, aminokwasów, a dzięki metodzie Hansmy i Colemana [5] również roztworów związków wysokocząsteczkowych np. DNA. W widmach tych prawie wszystkie pasma mają położenia zgodne z danymi spektroskopowymi; obserwowano jedynie nieznaczne zmiany wywołane otoczeniem. Od 1973 r. te właśnie zmiany — specyficzne cechy widm tunelowania — zaczynają być głównym przedmiotem badań.

I tak, Klein ze współpracownikami [7] przebadali szczegółowo widmo tunelowania złącza Mg-MgO-Pb i udowodnili, że widmo tunelowania może służyć do badania drgań całego układu tunelującego, a nie tylko substancji wprowadzanej do bariery izolacyjnej. Widmo poniżej 40 meV okazało się bowiem widmem fononów magnezu, widmo w obszarze 40—90 meV jest widmem sieci bariery, a dopiero powyżej 90 meV zaczynają pojawiać się pasma drgań związków organicznych, zawierających atomy wodoru.



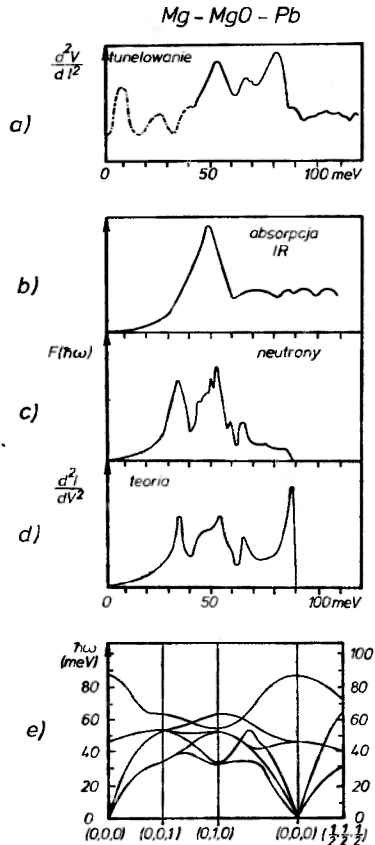
Rys. 4. Porównanie widm tunelowania z widmami w podczerwieni i zramanowskimi [4]

Wykresy na rys. 5 ilustrują przykładowo sposób postępowania autorów przy interpretacji widm tunelowania w obszarze 40—90 meV. Przede wszystkim porównują widmo tunelowania z widmem absorpcyjnym w podczerwieni tlenku magnezu (rys. 5b) i obserwują między tymi widmami znaczne różnice, które wskazują, że rządzące widmami reguły wyboru muszą być odmienne. Nie otrzymują zgodności również przy porównaniu widma tunelowania bariery MgO z widmem gęstości stanów fononowych (rys. 5c) wydedukowanym z krzywych dyspersji (rys. 5e) otrzymanych metodą rozpraszania neutronów. Dopiero uwzględnienie występowania fononów poprzecznych i podłużnych w MgO, z których tylko poprzeczne mogą wystąpić w podczerwieni, nasuwa wniosek, że w widmie tunelowania dominujące znaczenie mają fotony podłużne. Przeprowadzona następnie próba obliczenia widma dała zupełnie dobre wyniki (rys. 5d).

O znaczeniu orientacji oscylatora względem bariery i jej (orientacji) wpływie na natężenie odpowiedniego pasma piszą również autorzy pracy [6]. Drganiom prostopadłym względem bariery odpowiadać będzie większe natężenie niż drganiom równoległym. Fakt ten wynika stąd że źródłem wzbudzenia w widmie

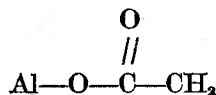
tunelowania jest podłużne pole elektryczne prostopadłe do bariery, nie zaś wektor \vec{E} fali elektromagnetycznej, jak to ma miejsce w podczerwieni. Jest to zasadnicza różnica między tymi dwiema metodami.

Bardziej chemiczny aspekt mają badania omówione w pracach [6] i [8]. Dotyczą one reakcji między barierą a substancjami stanowiącymi domieszki.



Rys. 5. Fononowa struktura sieci w barierze MgO [7]: a) Widmo tunelowania złącza Mg-MgO-Pb. Kropkowany początek krzywej odpowiada strukturze fononowej elektrod. Linia ciągła jest charakterystyczna dla MgO i porównuje się ją z innymi widmami MgO; b) z absorpcją w podczerwieni; c) z fononową gęstością stanów wydedukowaną z rozpraszania neutronów; d) z widmem teoretycznym obliczonym w tej pracy; e) z krzywymi dyspersji fononów MgO otrzymanymi z rozpraszania neutronów

Stwierdzono, że kwasy mrówkowy i octowy ulegają adsorpcji na centrach kwasowych Lewisa tlenku glinu jako jony mrówczanowy i octanowy tworząc układy typu



W omawianej pracy [6] stwierdzono, że intensywność pasm jest proporcjonalna do stopnia pokrycia powierzchni bariery badanym kwasem oraz że widma IETS można wykorzystać do badania kinetyki adsorpcji. Oznaczono również absolutną czułość widm tunelowania. Wynosi ona $2 \cdot 10^{10}$ cząsteczek na 1 mm^2 .

W pracy [8] badano reakcję chlorku benzoilu $\text{C}_6\text{H}_5\text{COCl}$ z barierą Al_2O_3 . Stwierdzono, że adsorpcja domieszki następuje wybiórczo w niektórych węzłach. Wyniki prac [6, 8] świadczą o możliwości badania katalizy heterogenicznej za pomocą widm tunelowania.

5. Podsumowanie

Zgromadzony dotychczas materiał doświadczalny pozwala uważać IETS za oryginalną odmianę spektroskopii oscylacyjnej, użyteczną zwłaszcza tam, gdzie dysponuje się submikrogramowymi porcjami substancji badanej. Największą wadą tej metody — konieczność stosowania ciekłego helu, znika stopniowo wraz z coraz szerszym rozpowszechnieniem tego medium chłodzącego. Nie trzeba natomiast stosować kosztownej optyki do podczerwieni.

Z przytoczonej literatury można wyłowić możliwości dalszych zastosowań widm tunelowania, przede wszystkim rozciągnięcie pomiaru widma na obszar widzialny i nadfioletowy. Wtedy tunelujący elektron oddziaływałby z elektronowym dipolem elektrycznym i mogłaby zajść elektroluminescencja. W praktyce stosowanie napięć powyżej 1 V jest utrudnione ze względu na zbyt wielką gęstość prądu, przypadającą na jednostkę powierzchni złącza [2].

Niezwykle małe porcje substancji, potrzebne do monomolekularnego pokrycia powierzchni bariery, stwarzają możliwości badania mechanizmu i kinetyki reakcji chemicznych poprzez widma ich produktów.

Jednakże substancje badane metodą IETS muszą być odporne na wszelkie operacje związane z utworzeniem złącza i jego oziębieniem. Większość związków organicznych „przeżywa” takie traktowanie, ale pewne wrażliwe substancje, np. polipeptydy, prawdopodobnie nie mogą być badane tą metodą [11].

Szersze omówienie metody IETS można znaleźć w bardzo dobrym artykule przeglądowym P. K. Hansmy [12].

Metoda nieelastycznego tunelowania elektronów jest pierwszą, w której transport ładunków w ciele stałym posłużył do chemicznego badania substancji zaadsorbowanych na barierze i jako taka zasługuje na uwagę i dalszy rozwój.

Literatura

- [1] R. C. Jaklevic, J. Lambe, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1139 (1966).
- [2] J. Lambe, R. C. Jaklevic, *Phys. Rev.* **165**, 821 (1968).
- [3] M. G. Simonsen, R. V. Coleman, *Phys. Rev.* **B8**, 5875 (1973).

- [4] M. G. Simonsen, R. V. Coleman, *Nature* **244**, 219 (1973).
- [5] P. V. Hansma, R. V. Coleman, *Science* **184**, 1369 (1974).
- [6] B. F. Lewis, M. Mosesman, W. H. Weinberg, *Surface Sci.*, **41**, 142 (1974).
- [7] J. Klein, A. Léger, M. Belin, D. Défourneau, M. J. L. Sangster, *Phys. Rev.* **B7**, 2336 (1973).
- [8] D. G. Walmsley, I. W. N. Morris N. M. D. Brown, *Solid State Commun.* **16**, 663 (1975).
- [9] C. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1974.
- [10] J. Scalapino, S. M. Marcus, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 459 (1967).
- [11] Anonim, *Nature* **251**, 13 (1974).
- [12] P. K. Hansma, *Proc. Int. Conf. of Low Temperature Physics*, LT-14, Helsinki 1975, p. 264.

Roman Stanisław Ingarden

Instytut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń

Wojciech Rubinowicz. Szkic biograficzny. Cz. III

Adalbert Rubinowicz. Biographical Essay. Part III

5. Na rozdrożu

Gdy Rubinowicz wyjeżdżał z Monachium, w lecie 1918 r., mogło się jeszcze wydawać, że mocarstwa centralne wygrywają wojnę. W tym czasie na zachodzie rozwijała się wielka ofensywa niemiecka, a na wschodzie wojska niemieckie stały pod Pskowem, Kurskiem i Nowoczerkaskiem. W listopadzie jednak front niemiecki na zachodzie załamał się, wybuchła rewolucja w Niemczech i Austrii. Austria i częściowo Niemcy rozpadły się. Wojna była skończona.

Ogólna sytuacja, powstała po zakończeniu wojny, była powodem, że jedni (jak Sommerfeld) widzieli przyszłość „czarno w czarnym”, inni zaś (jak Rubinowicz) uważali ją za zapowiedź „różowej jutrztenki swobody”. Dla wszystkich jednak sytuacja ta stwarzała wielkie problemy jako zetknięcie z czymś nieświadomym i zburzenie ustalonych zewnętrznych form życia, które w Europie ustabilizowały się od przeszło stu lat.

Rubinowicz myślał o Polsce na długo przed zakończeniem wojny, jak świadczy o tym próby nawiązywania kontaktu z Natansonem w Krakowie. Po zakończeniu wojny postanowił szukać możliwości przeniesienia się do odrodzonej Polski i znalezienia tam nowych dróg swojej kariery naukowej i życiowej. Okazało się jednak, że nie było to sprawą taką prostą, jakby się nam dzisiaj mogło wydawać. Warto przyglądać się niektórym z tych trudności w świetle listów z archiwum rodzinnego.

W Monachium, jak wspominaliśmy, Rubinowicz zetknął się z wybitnym fizyko-chemikiem polskim, Kazimierzem Fajanssem *. Urodził się on 27. 5. 1887

* Wspomnienie pośmiertne o Kazimierzu Fajansie zostało zamieszczone w „Postępkach fizyki” 27, 103 (1976).

w Warszawie, w latach 1910—1913 pracował u Ruthforda w Manchesterze, gdzie sformułował regułę przesunięć promieniotwórczych znaną później jako reguła Fajansa-Soddy'ego (Fajans podał ją niezależnie od F. Soddy'ego), a potem przebywał w Monachium, gdzie w latach 1917—1935 był profesorem Uniwersytetu. W 1936 r. przeniósł się do Stanów Zjednoczonych i został profesorem w Ann Arbor, Michigan, gdzie zmarł w r. 1974. Fajans, chociaż wyemigrował z Polski, utrzymywał stosunki z Polską i Polakami w ciągu całego swego życia, wielokrotnie odwiedzał Polskę, także po ostatniej wojnie. W r. 1927 był zaproszony na katedrę Uniwersytetu Warszawskiego i przyjechał w związku z tym do Warszawy, do objęcia tej katedry jednak nie doszł. Ze wszystkich fizyków, ówczesnych znajomych Rubinowicza, Fajans był najbliższym związanym z Polską. Nie więc dziwnego, że w r. 1919 Rubinowicz (za namową Sommerfelda) zwrócił się do Fajansa z prośbą o pośredniczenie w nawiązaniu bliższego kontaktu z fizykami polskimi. Zachowały się 2 listy Fajansa do Rubinowicza, po niemiecku z r. 1919 i po polsku z r. 1927, pierwszy dotyczy sprawy posady w Polsce dla Rubinowicza. Fakt pisania po niemiecku w r. 1919 wynika przypuszczalnie z istnienia w tym okresie ostrej cenzury listów między Niemcami a Austrią (na kopercie jest naklejka z napisem „Auf Grund der Verordnung vom 15. November 1918 Reichsgesetzblatt S. 1324 geöffnet”). Adresat: „Herrn Dr. W. (!) Rubinowicz. Wien IV, Karlgasse 18/7 An Adr. Prof. v. Geitler”. Nadawca: „Fajans, München, Prinzregentestr. 54.” Tekst listu w tłumaczeniu:

Monachium 27. XI. 19

Wielce Szanowny Panie Doktorze!

Proszę mi wybaczyć, że z powodu dłuższej choroby dopiero dziś odpowiadam na list Pański z 19. X. Niestety, nie mogę Panu donieść o niczym pozytywnym. W Warszawie w ogóle nie ma żadnego starszego fizyka, z którym można by mówić w Pańskiej sprawie. Co dotyczy Krakowa, to napisałem do prof. Natansona przy okazji dłuższego listu także o Pańskiej sprawie i wyraziłem nadzieję, że będzie możliwe znaleźć na jednej z wielu nowych polskich szkół wyższych odpowiednie stanowisko dla Pana. Rzecz zadziwiająca jednak, że prof. Natanson w swojej odpowiedzi sprawy Pańskiej w ogóle nie poruszył, tak że zupełnie niczego nie osiągnąłem. Zresztą w polskich kręgach naukowych nie posiadam żadnych wpływów. Panują tam stosunki, o których nie chciałbym się bliżej pisemnie wypowiadać.

Z przyjacielskimi pozdrowieniami,
bardzo Panu oddany

K. Fajans

Tak więc starania te nie dały wówczas żadnych wyników. Niezależnie od nich (i chronologicznie wcześniej) Rubinowicz radził się oczywiście swoich profesorów, Sommerfelda, Geitlera, Radakovića, Piemelja, oraz starszych kolegów jak Epsteina. W materiałach rodzinnych znajdujemy bardzo ważny i ciekawy dla nas list Sommerfelda do Rubinowicza napisany ze Szwecji (gdzie Sommerfeld chwilowo przebywał zaproszony na odczyty w Uppsali i Lundzie, przy czym po drodze był także w Kopenhadze):

Hotel TERMINUS

Stockholm

Kochany Rubinowiczu!

Stockholm, dnia 1 paźdz. 1919

Vasagatan 20

Jest samo przez się zrozumiałe, że będę się troszczył [sorgen] o Pana w miarę swoich możliwości. Polecilem Pana Bohrowi jako asystenta, a wczoraj, po otrzymaniu listu od Pana, także Oseenowi. Nie ma wiele nadziei, aby któryś z nich otrzymał na to środki. Obaj jednak skłaniają się ku tej myśli. Właśnie miałem w Uppsali wielki odczyt pt. „Teoria falowa a teoria kwantowa”, w którym mówiłem o Pana pracy. Poza tym jeszcze kilka tygodni temu zaciągnąłem języka przez Fajansa u Natansona i w Warszawie. Nie wiem w jakim stopniu szowinizm panuje wśród Polaków i czy moje polecenie nie będzie stanowiło przeszkody. Zresztą powinno się znaleźć miejsce dla Pana w nowym wielkim państwie. Własna produkcja naukowa jest tam przecież niezbyt wielka. Może jednak Polacy są podobni do Francuzów, tj. zwariowani [verrückt]. Jakże właściwie stanowisko sam Pan teraz zajmuje? [Wie stehen Sie selbst denn jetzt?] Poprzednio odmawiał Pan poczuwania się za Niemca i obecnie tym bardziej będzie Pan to czynił. Nie mogę preferować Pańskiej kandydatury na stanowisko płatnego asystenta w Monachium. [Für eine Münchener bezahlte Assistenten-Stelle kann ich Sie zunächst nicht in Betracht ziehen.] Jeśli Pan pomyśli, jak wielka jest nędza gospodarza [wirtschaftliche Not] wśród naszych uczestników wojny, to będzie Pan to rozumiał. Ale mogę Pana ewentualnie zaproponować Hilbertowi, który szuka asystenta — w rzeczywistości za niewystarczające wynagrodzenie 1500 marek rocznie, ewentualnie plus dodatek. Wśród zajęć praktycznych nie widzę niczego dla Pana, przemysł zbyt źle prosperuje. Jeśli Pan coś znajdzie i chciałby mieć moją rekomendację, to stoję do Pańskiej dyspozycji. Że na takie zapytanie mogę o Panu tylko dobrze powiedzieć, to Pan wie.

W Szwecji było bardzo pięknie, spotkałem się z wielką i ciepłą serdecznością i dużym zainteresowaniem dla moich odczytów. Wczoraj odkryłem eka-jod¹ na pewnym starym zdjęciu Siegbahna, postępując za impulsem [Anregung] Riezenfelda. Wykład Kleina otrzyma Pan, gdy przyjadę do Monachium ok. 12. X. Albo woli Pan z niego teraz zrezygnować? Mogę go także inaczej dobrze ulokować.

Wszystkiego najlepszego i serdeczności!

Pański A. Sommerfeld

Piękne pozdrowienia dla kolegi v. Geitlera i życzenia szczęścia dla Grazu.

Poznajemy w tym liście Sommerfelda — Niemca, który skłonny jest widzieć szowinistów we Francuzach i Polakach. Tym niemniej sam za szowinistę się nie uważa i stara się pomóc Rubinowiczowi właśnie jako Polakowi. Jak szczerze były te starania, widać także z kolejnej korespondencji pisanej już w Monachium: kartki z 26. 10. 1919 i listu z 1. 11. 1919, które przytoczę w skrócie:

Pan Dr Rubinowicz, z listami Prof. v. Geitlera, Wiedeń IV, Karlsgasse 18.

Kochany Rubinowiczu!

Rozmawiałem z Hilbertem na Pański temat. Jego etat asystenta jest wolny na tę zimę, ale od Wielkiej Nocy już niemal stracony [halbwegs verghen] dla Kratzera. Pensja 1500 M rocznie, więc niewystarczająca na utrzymanie, dodatek drożyzniany niepewny. Zadanie: zorientować Hilberta w teorii kwantów. Niech się Pan do niego zamelduje, przysyłając mu swoje prace, o ile nie ma Pan niczego lepszego. Czy nie otrzymał Pan czego od Natansona?

¹ Pierwiastek astat At, I. atom. 85, c. at. ok. 210, wytworzony laboratoryjnie dopiero w r. 1940 przez E. Segré'go i wsp. na drodze bombardowania bizmutu 209 cząstkami alfa. Został nazwany pierwotnie eka-jodem, ponieważ leży w tablicy Mendelejewa pod jodem I (c. a. 53) w tej samej kolumnie (grupa VIIa chlorowce).

Moja książka jest już całkowicie wydrukowana. Gdzie mam Panu wysłać Pański egzemplarz? Za kilka tygodni będzie on gotowy do wysyłki. Pańskie nazwisko było często wymieniane w Lundzie, Kopenhadze i Uppsali. Niech Pan pozdrowi pięknie Geitlera. Moją żonę zastałem po powrocie dzielniejszą niż przy wyjeździe. Byłem już mocno zaniepokojony jej stanem umysłu². Zobacz Pan, że z Hilbertem będzie się Pan mógł podobnie porozumiewać jak ze mną.

Zawsze Pański

A. Sommerfeld

Czy otrzymał Pan już pracę Bohra II? Jeśli nie, to leży u mnie egzemplarz dla Pana.

Monachium 1. XI. 19

Kochany Rubinowiczu!

W międzyczasie dowiedział się już Pan od Fajansa, że widoki w Polsce nie wydają się dobre. [...]

Niech Pan się zwróci do pani Curie powołując się na Bohra i na mnie [podkreślenie Sommerfelda]. Możliwe, że u niej żyłka naukowa nie całkiem jest przepelniona szowinizmem [die wissenschaftliche Ader nicht gauz von Chauvinismus verschnitten ist]. Jest ona w Warszawie, Akademia, Instytut Radowy. Niech Pan napisze jej, że był Pan u mnie asystentem i że jest Pan w kontakcie z Bohrem, który interesuje się Pańskimi pracami w związku ze stanowiskiem asystenta w Kopenhadze. Widoki w technice niemieckiej są, o ile mogę ocenić, niezbyt dobre, ponieważ nie ma Pan żadnego specjalnego doświadczenia technicznego. Chyba że rozpostarł już Pan odpowiednie sieci? Niech Pan także napisze do Bohra. Jeśli może on coś Panu obiecać na semestr wiosenny, to mogłyby Pan jednak przyjąć ofertę Hilberta. Bohr stara się właśnie o większe środki. Na pewno zaangażuje Pana, jeśli tylko będzie mógł.

Do Hilberta niech Pan napisze, jak do mnie, że nie ma Pan żadnej pomocy z Austrii i że może Pan przyjść tylko wtedy do niego, jeśli Panu zagwarantuje dodatek drożyzniany (tu 200 M miesięcznie). To nie jest bez pewnych widoków, bo on Pana potrzebuje.

W poniedziałek wyślę Panu wykłady Kleina i niektóre odbitki (Lang, Landé, Kossel-Sommerfeld). Pan otrzyma Kleina jako pożyczkę, bo przy dzisiejszej walucie nie mogłyby Pan nawet zapłacić za tę książkę. Mam potem na nią zastosowanie.

Röntgen podał się na emeryturę. Mam nadzieję, że otrzymamy tu Wiena i przez to ożywienie w fizyce. Obecnie jestem dziekanem i jestem bardzo zajęty.

Serdecznie Pański

A. Sommerfeld.

Za namową Sommerfelda, a także Geitlera, Rubinowicz napisał obszerny list do Marii Skłodowskiej-Curie. Do listu tego załączył „curriculum vitae”, które przytaczam w całości:

Curriculum vitae. Wojciech Sylwester Piotr Rubinowicz, urodzony 22. II. 1889 w Sadagórze (Bukowina), jestem wyznania rzym.-kat., obecnie poddany rumuński. W roku 1908 ukończyłem gimnazjum, a w roku 1912 uniwersytet w Czerniowcach. Od roku 1912 byłem asystentem profesora Geitlera przy instytucie fizyki doświadczalnej uniwersytetu w Czerniowcach. W roku 1914 otrzymałem w Czerniowcach na podstawie pracy „Zur strenger Theorie der Beugung an Keil und Winkelspiegel” stopień doktora filozofii. Podczas wojny wyjechałem w roku 1916 na dalsze studia do prof. Sommerfelda w Monachium, gdzie przebywałem do roku 1918. W ostatnim roku pobytu mego w Monachium byłem asystentem profesora Sommerfelda. W roku 1918 powróciłem do Czerniowiec, by się habilitować. W pierwszym półroczu roku szkolnego 1918/19 wykładałem w Czerniowcach w zastępstwie profesora matematyki „Rachunek różniczkowy i całkowy, część pierwsza” (5 godz. tygodniowo) i prowadziłem „Ćwiczenia matematyczne”

² Z powodu śmierci syna, który zmarł na wiosnę 1919 r. Sommerfeld ożenił się w r. 1897 w Getyndze z Johanną Hepfner, córką kuratora Uniwersytetu Getyngeskiego. Miał z nią 3 synów i córkę. Wszyscy, z wyjątkiem wspomnianego syna, przeżyli go.

(2 godz. tyg.), a do Bożego Narodzenia (do przyjazdu prof. Geitlera) fizykę doświadczalną. W drugim półroczu roku szk. 1918/19 wykładałem zaś „Rachunek różniczkowy i całkowity, część druga” (5 godz. tyg.) oraz prowadziłem „Ćwiczenia matematyczne” (2 godz. tyg.), „Wstęp do fizyki teoretycznej” (3 godz. tyg.) i „Ćwiczenia do fizyki teoretycznej” (1 godz. tyg.). Habilitacja moja na docenta fizyki została zatwierdzona dekretem króla rumuńskiego z dnia 6. VI. 1919.

Dotychczas ogłosiłem następujące prace: (tu następują cytaty prac [18], [19], [20], [23], [17], ostatnia z adnotacją: dotychczas w druku, praca ukończona jeszcze w roku 1917).

Najprawdopodobniej list ten był napisany i wysłany z Wiednia nie później niż w drugiej połowie listopada 1919. Z powodu jednak mylnego adresu (w Warszawie nie było wówczas ani Akademii, ani Instytutu Radowego, ten ostatni został oficjalnie otwarty przez Marię Skłodowską-Curie dopiero w r. 1932), list długo wędrował zanim dotarł do adresatki. Odpowiedź przyszła z Paryża do Wiednia dopiero w drugiej połowie maja 1920, kiedy Rubinowicz przebywał u Bohra w Kopenhadze i cała sprawa była już nieaktualna, dużo wcześniej bowiem otrzymał i zaakceptował zaproszenie na profesurę do Lublany. List ten brzmi jak następuje:

Monsieur W. Rubinowicz à Vienne, Wien IV, Karlsgasse 18/7.

Faculté des Sciences de Paris, Institut du Radium

Laboratoire Curie

1. Rue Pierre-Curie, Paris 5 *

Paris, le 18 maja 1920

Szanowny Panie.

List Pański wędrował przez kilka miesięcy, zanim się do mnie dostał: mała jest zatem nadzieja, aby mój list doszedł Pana w krótkim czasie, tym bardziej że może Pan już Wiedeń opuścił.

O ile by Pan zawsze jeszcze był w trudnych warunkach, mógłby Pan otrzymać stypendium w Instytucie naszym. Potrzeba na to przedstawić rekomendacje profesorów, którzy Pana znają i cenią.

Łączę wyrazy poważania
M. Skłodowska-Curie

Na tym więc na razie zakończyły się starania o przeniesienie do Polski, tym paradoksalniej, że w końcu prowadziły raczej do Paryża niż do Warszawy, i w kierunku fizyki doświadczalnej, a nie teoretycznej.

Znacznie ciekawiej dla Rubinowicza, ale niestety życiowo i finansowo niekorzystnie, przedstawiała się druga droga proponowana przez Sommerfelda: do Hilberta do Getyngi, a więc wiodąca w kierunku matematyki i fizyki matematycznej. Kto wie czy, gdyby poszedł tą drogą i rozpoczął poważną współpracę z Hilbertem, byłyby potem potrzebne prace von Neumanna, a nawet Heisenberga. Nikt jednak wówczas jeszcze nie wiedział, że „przestrzenie Hilberta” staną się kiedyś jednym z głównych narzędzi nowej fizyki kwantowej. Drogi postępu nie są jednak nigdy tak proste, jak to się potem może wydawać.

Tak więc Rubinowicz stał wtedy nie tylko na geograficznym rozdrożu, ale i naukowym. Jego zamiłowania matematyczne były już omówione powyżej, nie dziwią więc projekty dotyczące matematyki. Pewnego wyjaśnienia wymaga

jednak fakt, że mógł brać poważnie także możliwość pracy doświadczalnej. Najlepszym komentarzem będą chyba własne słowa Rubinowicza na ten temat, o jego stosunkach z Röntgenem oraz o stosunku Sommerfelda do doświadczenia (wywiad, s. 11):

K: Mam jeszcze jedno pytanie. Czy zetknął się Pan także z Röntgenem?

R: Tak. Sommerfeld rozwinął mianowicie teorię piezoelektryczności i potrzebował do jej sprawdzenia stałej piezoelektrycznej blendy cynkowej. Zaproponował mi więc, abym zmierzył tę stałą w laboratorium Röntgena. Pracowałem przy tym z drem du Prellem...

K: Mierzył Pan więc sam tę stałą, w Pańskiej pierwszej pracy doświadczalnej?

R: Do pomiaru używałem elektrometru strunowego, który odczytywało się przez mikroskop. Pewnego razu Sommerfeld przybył do Instytutu Röntgena, aby przyjrzeć się, jak robi się ten pomiar. Gdy mu powiedziałem, że musi spojrzeć przez mikroskop, który powinien nastawić przy pomocy śruby mikrometrycznej do swego oka, śrubą tą przestawił całkowicie mikroskop zanim jeszcze spojrział do niego [śmiech].

K: Był on prawdziwym teoretykiem.

R: Do wykładu musieliśmy przechodzić z Sommerfeldem przez pokój przygotowawczy ze zbiorami przyrządów. Wtedy często stawał przed jakimś aparatem i pytał: „Co to jest?”.

K: Jak wszedł Pan w kontakt z Röntgenem?

R: W ciągu całego okresu, w którym pracowałem w Instytucie Röntgena, ani razu nie rozmawiałem z nim. Dopiero, gdy przed końcem wojny miałem powrócić do Czerniowiec, zostałem zaprowadzony przez prof. Wagnera albo prof. Kocha do Ekscelencji Röntgena na specjalną audiencję. Röntgen powiedział wtedy do mnie: „Pan jedzie teraz do Czerniowiec, aby po wojnie odbudowywać tam niemiecki uniwersytet. Byłem w podobnej sytuacji, gdy po wojnie niemiecko-francuskiej [1872] poszedłem do Kundta do Strassburga”³. Stało się jednak inaczej.

K: Historia jest właśnie taka. Czy Röntgen przychodził także na kolokwia Sommerfelda?

R: Nie. Raz poszedłem na wykład Röntgena. Wykład był okropnie szkolarski [schulmässig], z wielu długimi i zupełnie elementarnymi rachunkami...

Na zakończenie tego ustępu pragnę jeszcze przytoczyć notatki Rubinowicza o habilitacji i jego ostatnim okresie w Czerniowcach (pam., z. 0, s. 2): „Praca dyfrakcyjna [20] była moją pracą habilitacyjną. Wprawdzie uważałem, że praca kwantowa [23] była bardziej wartościowa, ponieważ zawierała odkrycie prawa przyrody, ale nie mogłem jej użyć wówczas jako pracy habilitacyjnej, bo podczas mojego przewodu habilitacyjnego jeszcze się nie ukazała. Przewód habilitacyjny odbył się [w listopadzie 1918 r.] przed gronem profesorów tylko w nieco zmniejszonym składzie co za czasów Austrii. Zatwierdzony został 10 kwietnia 1919 przez administrację Bukowiny i 25 czerwca 1919 r. przez Ministerstwo Nauczania i Kultury Rumunii. Nim jeszcze przewód habilitacyjny został przeprowadzony, Wydział Filozoficzny powierzył mi dnia 20 listopada 1918 r. wykłady z fizyki teoretycznej i matematyki. W r. 1915 został mianowicie prof. Radaković mianowany profesorem w Grazu, a w r. 1916 prof. Hahn profesorem w Bonn. Prof. Plemelj nie przyjechał do Czerniowiec będąc zajęty organizacją uniwersytetu słoweńskiego w Lublanie. Wykładałem

³ Wilhelm Konrad Röntgen, 1845—1923, pierwotnie inżynier z Politechniki w Zürichu, zrobił tam doktorat z fizyki w r. 1868 i od 1870 pracował jako fizyk w uniwersytecie w Würzburgu, a w r. 1872 przeszedł jako asystent A. Kundta do uniwersytetu w Strassburgu. W r. 1875 został profesorem w Hohenheimie, 1876 w Strassburgu, 1879 w Giessen, 1888 w Würzburgu, 1900 w Monachium. „Promienie Röntgena” odkrył w 1895 w Würzburgu.

więc mechanikę teoretyczną oraz rachunek różniczkowy i całkowy, a podczas wyjazdów prof. Geitlera także fizykę doświadczalną. Musiałem przy tym egzaminować moich przedwojennych kolegów. Przed tym jeszcze, bo dnia 14 maja przekazany mi został instytut matematyczno-fizyczny, seminarium matematyczne oraz seminarium matematyczno-fizyczne. Nie mogąc się zobowiązać tak jak większość profesorów i docentów Uniwersytetu w Czerniowcach do wykładania w języku rumuńskim, wyjechałem w lipcu lub sierpniu 1919 specjalnym pociągiem uniwersyteckim do Wiednia, aby stamtąd rozejrzeć się za jakąś posadą. Mogłem dostać posadę asystenta u P. Debye'a na E. T. H. w Zürichu (w czym pośredniczył P. Epstein, który tam się przeniósł) lub u Hilberta na Uniwersytecie w Getyndze. Ale w obu wypadkach pobory były tak niskie, że nie wystarczyły na życie. Były więc nie do przyjęcia. Na mój list pisany za namową prof. Geitlera otrzymałem od Marii Skłodowskiej-Curie odpowiedź, abym przesłał jej pisma polecające od fizyków. Dopiero zaproszenie od Bohra, który ofiarował mi na interwencję Sommerfelda stypendium z Rask-Oersted Fondet było oczywiście tak nęcące, że musiałem je przyjąć. Równocześnie prawie otrzymałem powołanie na profesora zwyczajnego na nowo powstającym Uniwersytecie w Lublinie. Także ta propozycja była bardzo nęcąca, ponieważ umożliwiała mi zawarcie związku małżeńskiego, co rzeczywiście nastąpiło dnia 21 lipca 1921 r. z moją dotychczasową narzeczoną, panną Elżbietą Norst. Urządziłem się w ten sposób, że najpierw wyjechałem na studia do Kopenhagi, a następnie do Lublany, gdzie zostałem mianowany profesorem zwyczajnym dnia 9 lipca 1920 r."

Na wiadomość o powołaniu do Lublany (Ljubljana, po niemiecku Laibach) Sommerfeld zareagował serdecznym listem, w którym podaje również swoje ówczesne problemy naukowe:

Monachium, 16. XII. 1919

Kochany Rubinowiczu!

Serdecznie gratuluję profesury lublańskiej i pozdrawiam Pana jako dobrze powołanego Kolegę [als wohlbestallten Collegen]. Powołanie to zawdzięcza Pan temu, że jest Pan znany jako nie-Niemiec, a jednak mimo tego silny naukowo. Każdy, kto Pana zna, powie, że Pan zasłużył na to. Ponieważ Bohr buduje nowy instytut, może Pan wystarać się o urlop na podróż tam. Proszę nie zapomnieć odwiedzić przy tej okazji Monachium. Zawsze będę się cieszył z zobaczenia Pana na nowo.

W końcu są tu już oprawione egzemplarze mojej książki: mam nadzieję, że jeden doszedł także do Pana.

Problem mojego studium efektu Zeemana jest następujący: zasada kombinacyjna wymaga $\Delta r = \Delta r_1 - \Delta r_2$, gdzie Δr_1 jest rozszczepieniem magnetycznym pierwszego termu, Δr_2 drugiego termu. Mamy przy tym $\Delta r = (g/r)a$, $\Delta r_1 = (g_1/r_1)a$, $\Delta r_2 = (g_2/r_2)a$, $a =$ normalne rozszczepienie lorentzowskie, $r =$ liczba Runge'go, $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ licznik, który może przyjmować różne wartości. Wynika stąd „magnetoptyczne twierdzenie o rozkładzie” $r = r_1 r_2$.

Otóż dla wszystkich linii jedynkowych (singletów) $r = 1$ (normalny efekt Zeemana). Także term s linii dwójkowych (dubletów) i trójkowych (tripletów) jest zawsze pojedynczy. Dlatego dla niego należy także położyć $r = 1$. Rozważanie linii D wzgl. tripletów Hg wskazuje następnie, że dla termu p mamy $r = 3$ wzgl. $r = 2$. W I. M. S. jest $r = 15 = 3 \cdot 5$ przy dubletach, $r = 6 = 2 \cdot 3$ przy tripletach. Stąd następująca piękna (wundervolle) tabela:

| | s | p | d | f |
|-----------------|---|---|---|-----|
| linie jedynkowe | 1 | 1 | 1 | 1 |
| linie trójkowe | 1 | 2 | 3 | (4) |
| linie dwójkowe | 1 | 3 | 5 | (7) |

(ujęcie w nawias znaczy: jeszcze nie zaobserwowane). Mam jeszcze różne metody kontrolne tego „misterium liczb“. Tę nazwę wziętą z Pańskiego listu umieściłem w nagłówku tymczasowego komunikatu do Naturwissenschaften. Jeśli Pan je może objaśnić, zasługuje Pan potrójnie na Pańskie powołanie.

Serdecznie Pański
A. Sommerfeld

W epoce nowych „liczb magicznych” w spektroskopii jądra atomowego i fizyce cząstek elementarnych warto może przypomnieć, że pierwszymi chyba, którzy dyskutowali o „magii liczb” („misterium liczb”) w spektroskopii atomowej byli Sommerfeld z Rubinowiczem, przy czym Rubinowicz zaproponował ten termin w r. 1919.

Z końcem marca 1920 r. zachorowała ciężko matka Rubinowicza w Czerniowcach, co spowodowało odroczenie planowanego już wyjazdu do Kopenhagi i ponowny powrót Wojciecha z Wiednia do Czerniowiec. Matka powoli wyzdrowiała, natomiast 15 maja zmarł niespodziewanie ojciec Rubinowicza w 78 roku życia. Dopiero po jego pogrzebie Wojciech z panną Norst udali się do Kopenhagi, gdzie, jak wynika z telegramu Bohra, byli już 26 maja 1920 r. Ojciec prosił syna przed śmiercią, aby jego ciało przewieźć później do Polski i pochować w miejscu jego urodzenia, w Uhnowie. Zostało to zrealizowane w kilka lat później, gdy państwo Rubinowiczowie mieszkali już we Lwowie.

Tak więc w wieku 31 lat, po powołaniu na katedrę uniwersytecką i po śmierci ojca, Rubinowicz stał się życiowo jakby w podwójnym sensie samodzielny. Lata młodości, lata studiów i zdobywania zawodu, wreszcie czas rozterki w niespokojnych pierwszych latach powojennych, leżały już poza nim. Prace jego zapewniły mu nie tylko pozycję w formalnej nauce uniwersyteckiej, ale także pewną sławę w świecie fizyki jako często cytowanego w najbardziej znanej książce fizycznej tych lat, *Atombau und Spektrallinien* Sommerfelda. Dowodem tego było także zaproszenie do najśłynniejszego chyba (obok Einsteina) fizyka XX wieku, Nielsa Bohra.

6. Kopenhaga

Rubinowicz przebywał u Bohra dwukrotnie, w r. 1920 i w r. 1922, za każdym razem 5—6 miesięcy (od ok. Wielkanocy do końca wakacji letnich). Było to bezpośrednio przed i bezpośrednio po zakończeniu pracy w Lublanie. Za pierwszym razem był stypendystą Fundacji Bask-Oersted, a za drugim razem gościem nowo utworzonego Instytutu Fizyki Teoretycznej Bohra, słynnego

Institut for Teoretisk Fysik, który w czasie pierwszego pobytu Rubinowicza był właśnie w trakcie organizacji i budowy (powstał formalnie w r. 1921, od r. 1965 Instytut nosi nazwę Instytutu Nielsa Bohra). Niels Henrik David Bohr (ur. 7. 10. 1885 w Kopenhadze, zm. tamże 18. 11. 1962) ukończył studia fizyki w Kopenhadze w r. 1908 i tamże doktoryzował się w r. 1911 z zagadnień klasycznej elektronowej teorii metali. W latach 1911—12 pracował w Laboratorium Cavendisha w Cambridge u J. J. Thomsona i w Manchesterze u E. Rutherforda, a w latach 1914—16 prowadził wykłady fizyki matematycznej w Manchesterze. W międzyczasie, w r. 1913, ogłosił swoją słynną pracę [11], w której



Ryc. 1. Niels Bohr w r. 1920

stworzył „atom Bohra” i w genialny sposób połączył mało dotychczas znane i raczej izolowane idee Plancka o kwancie działania (1900) i Einsteina o fotonach (1905) z koncepcją Rutherforda planetarnego modelu atomu (przeciwną koncepcji J. J. Thomsona atomu „kropłowego”), por. także [37], [38], [39], [40], [41], [42] oraz bibliografię prac o N. Bohrze w [29], t. II, s. 658, obejmującą 94 pozycje. Jak była już o tym mowa wyżej, praca [11] zdobyła sobie od razu — choć nie bez oporów i nie wszędzie — ogromną popularność, zwróciła uwagę fizyków na istniejącą dotychczas „w ukryciu”, jakby w stanie utajonym, fizykę kwantową i uczyniła z niej główny nurt badań fizycznych. Bohr został w r. 1913 docentem, a w r. 1916 profesorem fizyki teoretycznej Uniwersytetu w Kopenhadze. Miał wtedy lat 31, był 3 i pół lat starszy od Rubinowicza. Rozpoczął organizację wielkiego ośrodka fizyki kwantowej w Kopenhadze,

w latach 20. i 30. „stolicy teorii kwantów” („Hauptort der Quantentheorie”, jak pisze Hund [42], s. 229, konkurującymi „stolicami” było naprzód Monachium a potem Getynga). Rozwój tego ośrodka nastąpił szczególnie po 1922 roku, w którym Bohr otrzymał nagrodę Nobla. Oba pobyty Rubinowicza przypadły jeszcze przed tym okresem, gdy ośrodek Bohra składał się tylko z kilku osób, a ramy techniczne Instytutu (potem wspaniałe) były jeszcze bardzo skromne. Pierwszymi asystentami i współpracownikami Bohra byli Holender H. A. Kramers i (nieco później) Szwed O. Klein. Kramers (ur. 1894) przyszedł do Bohra z Lejdy, gdzie był uczniem P. Ehrenfesta, powrócił zaś do Holandii, gdy w 1925 r. został profesorem w Utrechie, a w r. 1936 w Lejdzie (zm. w r. 1952). Równieżnikiem Kramersa był Oskar Klein, potem profesor w Oslo (jeszcze żyje). Z nazwiskami obu wiąże się wiele twierdzeń, metod i równań fizyki kwantowej (jak



Ryc. 2. Instytut Bohra w Kopenhadze (Universitets Institutet for Teoretisk Fysiks, Blegdamsvej 15, København ø) według stanu z r. 1920

wzór dyspersyjny Kramersa, twierdzenie o spinorach Kramersa, metoda KBW, tj. Kramersa-Brillouina-Wentzla, równanie Kleina-Gordona, twierdzenie Kleina-Nishiny itp.). Niedługo potem był silnie związany z Bohrem Werner Heisenberg (1901—1976), twórca mechaniki kwantowej, uczeń Sommerfelda. Heisenberg prowadził w pewnych okresach (po 1924 r.) wykłady w Instytucie Bohra (po duńsku!), podobnie jak Kramers i Klein. W latach 20. gośćmi Instytutu na dłuższe lub krótsze okresy byli [42], s. 230: W. Rubinowicz, G. v. Hevesy, J. Franck, W. Pauli, J. H. van Vleck, Y. Nishina, J. C. Slater, W. Kuhn, R. H. Fowler, L. H. Thomas, P. Jordan, D. M. Dennison, S. Goudsmit, F. Hund, E. Fues, W. Heitler, L. Pauling, R. Kronig, L. Nordheim, D. R. Hartree, G. Gamow, L. Landau, H. G. B. Casimir.

Bohr zainteresował się pracami Rubinowicza zaraz po ukończeniu wojny i postanowił z nim nawiązać kontakt z własnej inicjatywy jeszcze przed pierwszym spotkaniem z Sommerfeldem w Kopenhadze we wrześniu 1919 (o którym

mowa jest w zacytowanym wyżej liście Sommerfelda do Rubinowicza z 1. 10. 1919). Świadczy o tym następująca kartka do Geitlera z lipca 1919, którą znalazłem w korespondencji Rubinowicza:

Professor Dr Josef Geitler, Karlsgasse 18, Wien IV, Austria

Wielce Szanowny Panie Kolego,

Gersonsvej 55, Hellerup 25-7-1919

Dziękuję Panu za Pańską kartkę ze smutną wiadomością o śmierci syna prof. Sommerfelda. Proszę mi wybaczyć późną odpowiedź, gdyż dopiero niedawno powróciłem z podróży. Wysyłam Panu tą samą pocztą odbitkę mojej wspomnianej w Pańskiej kartce pracy dla Dra Rubinowicza i będę bardzo wdzięczny, jeśli w ten sposób będę mógł wejść z Nim w kontakt. Już dwukrotnie starałem się tę pracę wysłać Drowi Rubinowiczowi. Pierwszy raz posłałem ją bezpośrednio do Czerniowic, została jednak odesłana z powrotem. Drugi raz zaadresowałem ją do Laboratorium Prof. Sommerfelda w Monachium.

Z wyrazami prawdziwego szacunku Panu oddany
Niels Bohr.

W sumie zachowało się w archiwum Rubinowicza 31 listów Bohra, z czego 20 przypada na omawiany obecnie okres (1919—1922). Zacytuję tylko pierwszy list Bohra do Rubinowicza oraz fragment listu po zakończeniu pierwszej wizyty Rubinowicza w Kopenhadze:

Gersonsvej 55, Hellerup
Kopenhagen, 20-11-19

Kochany Dr Rubinowicz!

Proszę mi wybaczyć, że wcześniej nie odpowiedziałem na Pański pierwszy list, który otrzymałem przed miesiącem i który sprawił mi wielką radość. Niewiele dni temu jednak rozmawiałem szczegółowo o Panu i Pańskich ważnych (bedeutungsvollen) pracach z prof. Sommerfeldem, który był tutaj w Kopenhadze z krótką wizytą i którego bliższe poznanie było dla mnie nadzwyczaj pięknym przeżyciem. Rozmawialiśmy także o możliwości, że może mógłby Pan mieć ochotę przyjechać na pewien czas do Kopenhagi. Pański pobyt tutaj widziałbym z wielką radością, odczuwałem jednak trudność poruszyć ten punkt wobec Pana zanim dowiem się, czy będę mógł zdobyć potrzebne środki finansowe na Pański pobyt. Przesunąłem więc na później napisanie listu do Pana, aż do momentu, gdy będę coś bliższego wiedzieć na ten temat. Nie mogłem też wówczas wysłać egzemplarza dysertacji Kramersa, bo tego lata był on bardzo chory i dlatego pozostał jeszcze w Holandii, która jest jego ojczyzną. Właśnie przed niewielu dniami wrócił i zaraz go poprosiłem, aby wysłał Panu żadaną pracę.

Z drugiego listu Pańskiego, który wczoraj otrzymałem, było mi dlatego bardzo miło dowiedzieć się, że ma Pan sam także ochotę tu przyjechać i pracować w nowym Instytucie Fizyki Teoretycznej, który teraz będzie budowany w Kopenhadze. Cieszę się również, że mogę odpowiedzieć, że właśnie otrzymałem wiadomość, że poczynszy od Wielkanocy będę mógł dostarczyć Panu potrzebnych środków finansowych na Pański pobyt. Nie mogę jeszcze powiedzieć, czy będzie to traktowane jako pensja na stanowisku asystenta w Instytucie, czy też będzie to wynagrodzenie za wykonanie prac naukowych w Instytucie. W dzisiejszych ciężkich czasach nie wiem, czy ma dla Pana znaczenie umówienie się z góry co do czasu trwania Pana pobytu tutaj w Kopenhadze. Z góry byłoby w każdym razie dla mnie możliwe postarać się o środki finansowe na jednoroczny pobyt, a gdyby Pan miał ochotę pozostać tutaj jeszcze dłużej, na pewno wszystko się da w zadowalający sposób załatwić. Byłbym wdzięczny za podanie mi Pańskiej opinii na ten temat, a także, czy chciałby Pan może także oprócz prac teoretycznych brać udział w pracy doświadczalnej w Instytucie. Praca ta będzie specjalnie związana z zagadnieniami spektroskopowymi.

Z najlepszymi pozdrowieniami szczerze Panu oddany
N. Bohr.

Samstag 23. Oktober
Roggenlager, 20. 11. 19.

Lieber Dr. Rubinowicz!

Ich bitte Sie um entschuldigend, dass ich mir erst
früher auf Ihre ersten Brief, den ich vor einem
Monat bekam und der mir eine ganz große Freude
bereitet, danken hat. Wie wenig Tage vorher
ich mit dem Prof. Zimmert, der in einem
kleinen Orchester in Roggenlager war und dem
ich einen kleinen Posten zu machen mir eine
schöne kleine Wohnung war, angeordnet über
Sie und Ihre beabsichtigten Pläne gesprochen
und auch über die Möglichkeit dass Sie viel-
leicht auch bald sollten für eine Zeit hier
nach Roggenlager zu kommen. Ich sollte
Ihren Brief nicht so, als eine sehr große Freude
angeordnet, ich sollte aber die Schwierigkeiten
dieser Pläne gegenüber Sie zu klären bevor
ich wusste ob ich es möglich ist mittel für
Ihren Brief nicht nur zu schreiben konnte. Ich
hoffe bald auf ein Paar zu schreiben, bis ich

gehört hätte und dann ganz in
ein richtig. Hier in Roggenlager mit einem
Tausch zusammen haben würde.

Das was Sie für mich denken wäre es
ganzem neuen so können wir Sie in Roggenlager
in Kopenhagen besuchen können, aber auf
den Kaufmann steht Sie richtig, wenn aber
eine Änderung der Sache in ein ungeordnete
ganzem Teil haben jetzt wäre ungewiss
wäre, wenn wir natürlich alle in Labrunen
sich für Sie sehr sehr wichtig bei uns
zu haben; bis werde ich diese persönlich be-
lassen, dass ich ein Teil in ein Produkt
nicht selbst in Kopenhagen ein werde.

Ich bitte Sie, verzeiht eine Karte an mein
Kopenhagen, dass zu schreiben; es war ich noch
nicht selbst zurück gekommen bin würde ich wenn
Sie schreiben, dass Sie Dr. Hansen selbst alle
zu sein zu ordnen. Mit vielen freundlichen Grüßen
Ihr ergebener
Harald Bohra

H. B. Ende des „Schneide“

Widzimy więc, że Bohr chciał zaprosić Rubinowicza na dłuższy pobyt w jego Instytucie, roczny lub jeszcze dłuższy. Jeśli do tego w tej formie nie doszło, przyczyna leży wyłącznie po stronie Rubinowicza.

Zacytuję jeszcze następujący fragment listu Nielsa Bohra

Stockkalsurgade 37
Kopenhagen 10/10 1920

Kochany Rubinowiczu!

Serdecznie dziękuję za Pański przyjacielski list. Jest dla mnie wielką radością, jeśli Pan istotnie miał nieco zadowolenia ze swego pobytu w Kopenhadze. Z powodu całego niepokoju naszych przygotowań do nowego Instytutu Pański pobyt tutaj inaczej wypadł zewnętrznie niż miałem nadzieję; ale dla mnie osobiście pobyt ten był wyjątkowo radosnym przeżyciem poznania Pana i wymiany myśli z Panem. Mam nadzieję, że będzie dla Pana możliwe wnet znowu tu przyjechać i w bardziej spokojnych warunkach nawiązać ściślejszą współpracę...

Że nie były to tylko zdawkowe grzeczności, świadczy następna korespondencja z Lublaną, a potem ponowne zaproszenie do Kopenhagi na podobny okres w 1922 r.

Zachowały się trzy drukowane zaproszenia na odczyty w Duńskim Towarzystwie Fizycznym (Fysiks Forening), audytorium fizyki Uniwersytetu w Kopenhadze, które odbywały się o godz. 7¹⁵ wieczorem:

- 1) 3. 6. 1920 „Dozent Dr. A. Rubinowicz: Ehrenhafte Photophorese und Radiometerkrafte”.
- 2) 15. 5. 1922 „Professor Dr. A. Rubinowicz: Zur Kirhhoffschen Theorie der Beugungerscheinungen”.
- 3) 22. 5. 1922 „Frau Dr. Else Norst-Rubinowicz: Faserstruktur mikrokristallischer Stoffe im Rontgendiagramm”.

Tytuł odczytu 2) jest dla nas zrozumiały, mniej jasne są pozostałe tytuły. Objaśniają je następujące wyjątki z pamiętnika, z. 2. s. 27: „W r. 1920 opublikowałem dwie prace [43], [44], w których podałem teorię zjawiska nazwanego przez jego odkrywcę, F. Ehrenhafta, fotoforezą. Przy tym Ehrenhaft był początkowo, przed ukazaniem się moich prac, zdania, że odkrył zjawisko, w którym występują nieznanne dotychczas siły przyrody. Zjawisko to obserwował w gazie rozrzedzonym przy naświetlaniu kuleczek o promieniu około 10^{-5} cm, przy czym niektóre kuleczki poruszały się w kierunku światła padającego (fotoforeza dodatnia), inne zaś w kierunku odwrotnym (fotoforeza ujemna). Ze względu na występowanie fotoforezy ujemnej wykluczał Ehrenhaft możliwość, że zjawisko to spowodowane jest przez siły radiometryczne. W pracy [44] pokazano, że ujemna fotoforeza może występować w kuleczkach słabo absorbujących, w których ognisko optyczne znajduje się blisko tylnej ścianki kuleczki“.

Należy dodać, że wspomniane prace wiążą się pośrednio ze swego czasu głośnymi, a dziś raczej zupełnie zapomnianymi pracami F. Ehrenhafta i jego uczniów (Ehrenhaft był prof. fiz. dośw. na Uniw. we Wiedniu) nad tzw. „subelektronami”. Ehrenhaft, który od r. 1907 badał cząstki Browna i ich ładunki metodami ultramikroskopu, zaatakował w r. 1910 prace R. A. Millikana nad

wyznaczeniem ładunku elektronu, które się wówczas pojawiły i w których, jak wiadomo, Millikan mierzył ładunek kropelek spadających w polu elektrycznym, p. [45], s. 12. Jak pisze A. Karpowicz [46]: „Gdy prace licznej rzeszy badaczy, dokonywane różnymi metodami, prowadziły do zgodnych wyników świadczących o nieciągłej budowie elektryczności [...], grupa badaczy z F. Ehrenhaftem na czele przychodziła, na podstawie pomiarów nad cząstkami złota, srebra, rtęci i innych materiałów, do biegunowo przeciwnych wniosków! Ehrenhaft i inni badacze tej grupy otrzymywali cząstki przez rozpylanie w łuku elektrycznym elektrod z odpowiedniego metalu; cząstki te, zazwyczaj bardzo małe, rzędu 10^{-6} cm, wprowadzone do kondensatora, obserwowane były w świetle rozproszonym za pomocą mikroskopu (metodą ultramikroskopową). Z pomiarów tych wynikało, iż wartość e_0 nie jest stała: zależy ona od rozmiarów cząstek badanych i jest tym mniejsza, im mniejszy jest promień cząstki obserwowanej. Zdarzały się cząstki, dla których najmniejszy ładunek był większy od $4,744 \cdot 10^{-10}$ j. e. st. zarówno jak i cząstki o ładunku znacznie mniejszym. Dla najmniejszych ultramikroskopowych kropelek rtęci znalazła J. Porankiewicz wartość ładunku 2000 razy mniejszą od ogólnie przyjętej. (Ładunki elektryczne mniejsze od $4,774 \cdot 10^{-10}$ j. e. s. nazwał Ehrenhaft subelektronami).” Przy okazji tych badań Ehrenhaft twierdził, że odkrył zjawiska „elektroforezy”, „magnetoforezy” i „fotoforezy”. Wszystko to wywołało długotrwałą ożywioną dyskusję, która ostatecznie zakończyła się pełnym zwycięstwem punktu widzenia Millikana, przy czym nowe zjawiska i „siły” sprowadzone do dobrze znanych, p. [44], [45]. Nie będziemy tu wchodzić w szczegóły tego już przebrzmiałego sporu, wspomnimy tylko, że właśnie Rubinowicz przyczynił się decydująco do likwidacji pojęcia „fotoforezy”, co przyznaje Gerlach w [45], s. 25⁴. Panna Norst natomiast przeprowadziła w swej pracy, wykonanej na uniwersytecie w Wiedniu krytykę metod pomiarów optycznych wielkości cząstek naładowanych stosowanych w grupie Ehrenhafta i wykazała, że są one niewystarczająco dokładne w stosunku do wyciąganych z tych pomiarów wniosków. Były to wówczas zagadnienia aktualne i ważne dla fizyki kwantowej, tym niemniej nie należały one do głównego nurtu zainteresowań Bohra i jego szkoły. Tym bardziej dotyczy to odczytów Rubinowicza i jego żony w r. 1922. Nie więc dziwnego, że choć odczyty te znalazły uznanie i po-

⁴ Nie od razu zostało to jednak przyznane przez grupę Ehrenhafta. Jak pisze Rubinowicz, pam. s. 28: „praca [47] zawiera odpowiedź na nieuzasadnioną krytykę prac [43], [44] o fotoforezie, którą opublikowali Gerda Laski i Fritz Zerner (*Z. Phys.* 6, 405 (1921)).” Potem we Lwowie Rubinowicz powrócił jeszcze do tej tematyki w pracy [48], zajmując się zagadnieniem promieniowania cieplnego małych kulek metalowych (zawieszin koloidalnych) podobnych do występujących w badaniach Ehrenhafta, „których promień jest mniejszy niż długość fali zawierająca maksymalną energię przy danej temperaturze promieniowania czarnego otaczającego kuleczkę. Wówczas należy mianowicie brać pod uwagę efekty dyfrakcyjne przy obliczaniu energii absorbowanej lub emitowanej przez taką kuleczkę, a więc przy wyprowadzaniu prawa analogicznego do prawa Stefana-Boltzmann’a”, pam. s. 32. Rubinowicz uzyskał przy tych założeniach odchylenie od prawa Stefana-Boltzmann’a (5 i 6 potęgę temperatury zamiast 4). Jest to jedyna praca Rubinowicza wiążąca się z termodynamiką.

chlebną ocenę, nie mogły zostawić większego śladu w tym środowisku. Rubinowicz wołał jednak mówić o tym, nad czym aktualnie pracował. Podobnie jak w Monachium nie mógł się od razu przestawić na tematykę nowego środowiska. Zagadnienia reguł wyboru chciał raczej przedyskutować z Bohrem prywatnie.

W związku z powtórny wyjazdem do Kopenhagi w r. 1922 czytamy w pamiętniku, z. 8, s. 7: „W r. 1922 prof. Martin Knudsen zaprosił moją żonę do Instytutu Fizyki Politechniki w Kopenhadze, którego był dyrektorem, aby mu tam urządziła praktikum oraz pokazy fizyczne. Równocześnie otrzymałem od prof. N. Bohra zaproszenie do jego Instytutu. Prof. Knudsen oddał nam do naszej dyspozycji pokój na poddaszu w swoim Instytucie. Spowodowało to, że żona i ja mogliśmy większą część otrzymanych stypendiów zaoszczędzić i przywieźć do Wiednia. Ponieważ w Austrii panowała wówczas gwałtowna inflacja, za przywiezione korony duńskie mogliśmy nie tylko kupić eleganckie meble do trzypokojowego mieszkania we Lwowie, które otrzymaliśmy od Politechniki, ale także fortepian, maszynę do szycia i do pisania. Jadąc do Kopenhagi, wstąpiliśmy w Berlinie do dawnego Kaiser-Wilhelm Institut für physikalische Chemie, gdzie pracował Herman Mark, nasz znajomy z Wiednia. Od niego otrzymała żona monokryształ cyny, który z sobą przywiozła do Kopenhagi. Ten monokryształ stał się dla niej bodźcem do wygłoszenia wykładu w Duńskim Towarzystwie Fizycznym o diagramach rentgenowskich materiałów o strukturze monokrystalicznej. Wykład ten tak się podobał, że prof. H. C. Hansen przetłumaczył go na język duński i został on opublikowany w Fysiks Tidsskrift (1922).”

Opiszemy teraz własnymi słowami Rubinowicza jego wrażenia z Kopenhagi, zaczerpnięte z dwóch jego krótkich artykułów o Nielsie Bohrze [49], [50] oraz z wywiadu. W artykule z 1955 pisze: „Rozgłos prac Bohra sprawił, że zaczęli do Kopenhagi licznie napływać na studia zagraniczni fizycy. Jednym z pierwszych był niedawno zmarły przedwcześnie fizyk holenderski H. A. Kramers. Kiedy przybyłem do Kopenhagi w roku 1920, zastałem go jako asystenta Bohra. Innych współpracowników teoretyków wówczas Bohr jeszcze nie miał. Dopiero w r. 1922 spotkałem tam Oskara Kleina, Sven Rosselanda i innych młodych teoretyków; ale już wówczas można było mówić o szkole Bohra. Bohr imponował wtedy swoim uczniom — i dzisiaj nam jeszcze imponuje — przede wszystkim swoją nieomylną intuicją. Posługiwał się zawsze bardzo prostymi argumentami, a wnioski wyciągał z nich bardzo ogólne. Mimo że jest świetnym matematykiem, starał się i stara dziś jeszcze używać matematyki jak najoszczędniej.” W artykule z 1963 r. pisze podobnie, ale dodaje dalsze szczegóły: „Kiedy w r. 1920 przyjechałem po raz pierwszy do Instytutu Bohra, zastałem tam, oprócz niego, tylko jego ówczesnego asystenta H. A. Kramersa. Budowa Zakładu Bohra na Blegdamsvej 15 była wówczas jeszcze nie ukończona, a gabinetem Bohra był mały pokój znajdujący się obok biblioteki Zakładu Fizyki Doświadczalnej prof. Martina Knudsen. W r. 1922, podczas następnego mojego pobytu w Kopenhadze, w Zakładzie Bohra pracowało już

sześciu czy siedmiu teoretyków, a oprócz tego kilku doświadczalników. W późniejszych latach [mowa o latach 20. i 30.] przebywało w Zakładzie Bohra do pięćdziesięciu fizyków z całego świata. Była to więc chyba w owym okresie największa szkoła fizyki w skali światowej [dziś nawet Instytut Fizyki w Toruniu liczy więcej fizyków]. O atrakcyjności tej szkoły świadczy np. fakt, że J. A. Wheeler, nie będąc w stanie opłacić podróży statkiem z Ameryki do Danii, nie zawahał się odbyć jej jako pomocnik palacza okrętowego [...]. W życiu codziennym był Bohr czarujący i bardzo uczuciowy, posiadał zdrowy zmysł humoru. Był wzorem męża i ojca rodziny. Dla swoich współpracowników był bardzo troskliwy i odnosił się do nich zawsze serdecznie. [...] Jego delikatność charakteryzuje może sposób, w jaki krytykował przedstawiane mu poglądy. Zawsze prawie zaczynał swoje zarzuty słowami: «Pana poglądy są bardzo interesujące, ale zastanawia mnie fakt, że ...» i dopiero wówczas następowała druzgocąca niekiedy krytyka. Prace swoje opracowywał Bohr nadzwyczaj starannie. Każda praca była wielokrotnie poprawiana i przepisywana, aż Bohr uznał, że znalazł dostatecznie jasne i precyzyjne sformułowanie swoich myśli. Prace jego niełatwe są do czytania, bo każde słowo ma w nich znaczenie ściśle sprecyzowane z punktu widzenia możliwie wielu aspektów [...]. Dla nas Polaków był Bohr zawsze bardzo serdeczny [...]. Będąc jednym z pierwszych jego współpracowników, zachowuję niejedno spotkanie z Bohrem we wdzięcznej pamięci ...»

Słowa te pochodzą z nekrologu napisanego pod bezpośrednim wrażeniem śmierci Bohra, są więc szczególnie wyważone, właśnie w stylu Bohra. Nieco swobodniej wypowiedział się Rubinowicz w wywiadzie:

H: Ale w 1920 r. otrzymał Pan ofertę pojechać do Bohra na rok.

R: Coster chciał się także dla mnie postarać o stanowisko [asystenta] u Ehrenfesta. Ale to wszystko nie dało się pogodzić z moimi planami małżeńskimi.

H: Jednak pojechał Pan do Kopenhagi na około 6 miesięcy.

R: Otrzymałem stypendium z Rask-Ørsted Fondet. A kiedy byłem w Kopenhadze po raz drugi, miałem stypendium, jeśli się nie mylę, z Carlsberg Fondet. Nie pozostałem w Kopenhadze całe 6 miesięcy, bo musiałem wracać do Lublany.

H: Jakie były wówczas najważniejsze zagadnienia?

R: Moją pierwszą podróż do Kopenhagi odbywałem w r. 1920 razem z Hevesym⁵.

W Berlinie spotkaliśmy się wtedy z Bohrem, który był tam aby 27 kwietnia wygłosić odczyt w Towarzystwie Fizycznym o widmach seryjnych pierwiastków⁶. Przy tej okazji miał on też specjalne kolokwium dla berlińskich fizyków. Gdy w r. 1922 byłem po raz drugi w Kopenhadze, była wówczas w opracowaniu praca Bohra i Costera o widmach rentgenowskich pierwiastków.

H: Czy Bohr znacznie różnił się od Sommerfelda?

R: Sommerfeld był pierwotnie matematykiem. Bohr opanował matematykę bardzo dobrze, starał się jednak zawsze przedstawiać swoje rozważania możliwie bez matematyki. W bardzo oryginalny sposób np. stosował Bohr rachunek zaburzeń. Nie wiem, czy opierał

⁵ Był to fizyk doświadczalny, późniejszy współodkrywca z Costerem pierwiastka hafn (hafnium) 1. at. 72. nazwanego tak od dawnej nazwy Kopenhagi — p. [42], s. 100 [37].

⁶ W odczycie tym Bohr wspomniął o pracy Rubinowicza o regułach wyboru [29], t. I, s. 276.

się on przy tym na jakimkolwiek wzorze. Bohr zawsze świadomie podkreślał treść fizyczną.

K: Kiedy więc po raz pierwszy przyjechał Pan do Bohra, wówczas jeszcze w ogóle nie było Instytutu Teoretycznego...

R: Był on wówczas w budowie. Bohr miał wtedy obok Biblioteki Knudsen'a mały pokój, w którym pracowali on i Kramers. Ja miałem swoje miejsce w Bibliotece Knudsen'a, przez którą Bohr musiał przechodzić do swego pokoju. Dawało to dlatego często okazję do rozmów z Bohrem. Był on zawsze bardzo przyjacielski i uprzejmy, tak że można z nim było rzeczywiście rozmawiać na naukowe i nienaukowe tematy.

K: W jakim języku Panowie rozmawiali?

R: Po niemiecku.

H: Czy Bohr dobrze mówił po niemiecku?

R: Nie specjalnie. Opowiadał mi, że kiedy po raz pierwszy jechał do Anglii, także nie opanował dobrze języka angielskiego. Np. zamiast charge, ładunek, używał słowa loading [śmiech].

H: I Kramers i Klein byli tam?

R: Kiedy byłem tam pierwszy raz, tylko Kramers był w Kopenhadze. Za drugim pobylem był już Klein, Rosseland i Coster, ale, jeśli się nie mylę, niewiele więcej. Już podczas mojego pierwszego pobytu pracowało w Instytucie Bohra wielu doświadczalników, jak Jacobsen, H. M. Hansen, późniejszy rektor...

H: Czy nie przypomina Pan sobie przedmiotów rozmów z Kramers'em lub Bohrem, lub Kleinem?

R: Co dotyczy nienaukowych rozmów z Bohrem, to już Panu opowiadałem, jak mi się zdaje, o następującej rozmowie z Bohrem: Bohr uważał, że Stark i Lenard tylko dlatego są przeciwnikami teorii względności, ponieważ nie mogą jej zrozumieć. Każdy człowiek ma tendencję uważać rzeczy, których nie rozumie, za nieistotne i bagatelizować je. Kiedy raz odwiedziłem Bohra w Tisvilde [letni dom Bohra, Rubinowiczowie byli tam 28. 5. 1920], powiedziałem do Bohra, że wszystkie jego dzieci są tak zadziwiająco spokojne, że nie powodują żadnego hałasu. Bohr odpowiedział: „Oh, to nie ma znaczenia, gdy byłem małym dzieckiem, też byłem taki” [śmiech].

H: Czy Bohr dyskutował wiele na tematy filozoficzne w tym okresie?

R: Bohr nie dawał mi wówczas żadnych impulsów [Anregungen]. Np. nie zaproponował mi żadnego problemu do rozwiązania. Pierwszy raz byłem w Kopenhadze tylko krótki czas i mogłem się tylko dopiero wpracować w kopenhaskie problemy. A kiedy byłem tam po raz drugi, byłem zajęty kontynuacją mojej pracy dyfrakcyjnej z roku 1917, która ukazała się dopiero w r. 1924 [51]. W r. 1922 miałem już najważniejsze wyniki i przedstawiłem je w Fysiks Forening [Tow. Fizyczne]. Pokazałem także doświadczenia, które potwierdzają teorię. Po tym odczycie powiedział do mnie wtedy Bohr: „Chciałem Panu po tym odczycie powiedzieć, że, teoria kwantów nie jest jednak tak zupełnie zwariowana [verrückt], jeśli zajmują się nią ludzie, którzy coś zrobili w teorii klasycznej” [śmiech]. Bohr był zawsze bardzo miły [sehr nett] dla nas. Gdy moja żona miała odczyt w Fysiks Forening o monokrystalach, Bohr zaprosił nas do parku Tivoli i oprowadzał nas wokół.

[...] także Einstein odwiedził wtedy Bohra w Kopenhadze. Pan zna pewnie tę historię. Podróżowali oni pociągiem i bardzo zawzięcie dyskutowali. Kiedy dyskusja skończyła się, zauważyli ze zdziwieniem, że ich wagon kolejowy znajduje się wprawdzie w Kopenhadze, ale na bocznym torze [śmiech].

K: Jakie były stosunki między Bohrem a Einsteinem?...

R: Bohr na pewno uznawał geniusz Einsteina.... Bohr chciał zawsze stać ponad wszystkimi sprawami, nieprawdą? Był on też świadomy swojej wielkości? Nie chciał zajmować stanowiska na rzecz jednej partii, ani jednej partii powiedzieć „tak”, ani innej „nie”... Tak. Myślę, też, że było to uwarunkowane świadomością swojej wielkości, że swoich prac nie pisał w sposób łatwo zrozumiały. Myślał on zawsze o tym, aby każde słowo, że tak powiem, było

⁷ Równocześnie Rubinowicz pisze o wielkiej osobistej skromności Bohra, p. np. [50], s. 279.

przeznaczone na wieczne czasy. Czy Pan również nie odnosi wrażenia, że starał się on tak formułować swoje myśli, aby także po tysiącu latach nie nie można było zmienić w tym, co powiedział? I dlatego jego przedstawienie było nieokreślone.

K: „Clair-obscur”.

K: Czy Pan myśli, że ta niejasność rosła z czasem? Trudność rozumienia Bohra wydaje się wzrastać, począwszy od jego prac 1913 r.

R: Nie tak bardzo w jego pracach, jak w jego przemówieniach. Ostatni raz zetknąłem się z Bohrem w Zagrzebiu (1958) i on tam przemawiał. Byłem dosyć daleko od Bohra i niczego nie rozumiałem, ale była tam także prof. Elizabeth Hill z Cambridge która była bardzo blisko Bohra, i też niczego nie rozumiała. Franek napisał także w swoim artykule, który ukazał się w tym roku w Naturwissenschaften, że Bohr mówił cicho. Ale nie to było przyczyną, on mówił niezrozumiale. [...] Zasada korespondencji Bohra była trudna do zrozumienia. Pamiętam, że kiedy po raz pierwszy, tj. w r. 1920, wróciłem z Kopenhagi do Wiednia, Pauli przyszedł do mnie, aby się poinformować o zasadzie korespondencji. Wszystkie prace Bohra, z wyjątkiem pierwszej, która się ukazała w Phil. Mag., były dosyć niezrozumiale napisane. Także jego wypowiedzi, szczególnie te z ostatniego czasu, były trudno zrozumiałe. Pamiętam jednak, że kiedy byłem pierwszy i drugi raz u Bohra i on wykladał po duńsku, rozumiałem go wtedy zupełnie dobrze. Zazwyczaj stojąc opierał się obiema rękami o katedrę i wahał się całą górną częścią ciała [pokazuje]. Także Pauli miał zwyczaj wahać się [wiegen] przy słuchaniu wykładów, albo przy wykładaniu. Zna Pan chyba wierszyk:

Der Pauli sich beim Lesen wiegt,

Weil es in seinem Wesen liegt [śmiech].

[Pauli waha się przy wykładzie, bo to leży w jego istocie].”

Jest interesujące zestawić wrażenia Rubinowicza z impresjami R. Couranta (1888—1972), znanego matematyka getyngeskiego (prof. tam 1920—1933, od 1934 prof. w New York University), który znał blisko Bohra i był jego przyjacielem przez prawie 50 lat [38], s. 302:

„Niels, Harald [brat Nielsa, młodszy o 2 lata, słynny matematyk] i ja spędziliśmy krótkie wakacje narciarskie w Arosa. Po kilku dniach Niels uszkodził sobie kolano i musiał położyć się do łóżka. Była to znakomita okazja prywatnego wykładania Haraldowi i mnie o właśnie powstających podstawowych zasadach fizyki kwantowej i komplementarności. Był to typowy wykład Bohra, taki jaki my wszyscy tak często słyszeliśmy [experienced], podniecająco inspirujący, chociaż ani akustycznie, ani pod innym względem zupełnie rozumiały. Kiedy myśmy przerywali Nielsowi, on gniewnie protestował: „Oczywiście wy nie możecie zrozumieć, co ja staram się teraz wam powiedzieć; to przypuszczalnie mogłoby się stać zrozumiałe, ale gdybyście słyszeli tę historię w całości i zrozumieli koniec”. Te uwagi, i późniejsze długie doświadczenie z Nielsem jako wykładowcą, wydaje mi się ważne dla zrozumienia tego rozpaczliwego [agonizing] problemu, jaki stoi przed każdym pisarzem i wykładowcą: przedstawić wielowymiarową tkaninę myśli w jednowymiarowym liniowym uporządkowaniu. Pewnego razu zapytano Haraldą, dlaczego jest on jednym z najlepszych wykładowców matematycznych świata, podczas gdy Niels jest takim nieudanym [unsuccessful] mówcą publicznym. Odpowiedział: „Po prostu dlatego, że w każdym miejscu mego wykładu mówię tylko o tych rzeczach, które wyjaśniłem poprzednio, podczas gdy Niels mówi zazwyczaj o rzeczach, które zamierza dopiero później wyjaśnić.”

Jednakże Harald uznawał zawsze zdecydowaną wyższość brata, choć lubił z niego żartować, p. [38]. Uznał tę wyższość także Courant i poniekąd cały świat, który przyznał Nielsowi ostatecznie wprost niebywałą ilość wyróżnień naukowych: oprócz nagrody Nobla członkostwo ok. 40 akademii (w tym pol-

skiej) i 29 doktoratów honorowych (w tym Uniwersytetu Warszawskiego). Pierwsze wrażenie jednak najczęściej bywało odwrotne. Warto może zacytować jeszcze przedstawienie Couranta pierwszego wrażenia, jakie wywołał Niels w Getyndze swoją osobą i swoją pracą [11], [38] s. 302: „Przyjęcie w Getyndze było chłodne i sceptyczne. Pamiętam, że Carl Runge, pierwszorzędny spektroskopista i człowiek jak najbardziej przyjacielski [friendly], mówił z emfazą: »Niels zrobił co prawda dosyć miłe wrażenie, ale dokonał oczywiście tą pracą dziwnego, jeśli nie zwariowanego [crazy], popisu, i gdyby nie jego cudowny brat Harald, można by w ogóle zlekceważyć [dismiss] jego tzw. odkrycie.« Rzecz jasna postawa ta szybko uległa zmianie, ale pozostaje prawdą, że nadzwyczajny autorytet Harald'a wśród naukowców w Niemczech przyspieszył uznanie Nielsa.”

Oprócz charakteru i mentalności Nielsa⁸ owa słynna „niejasność” Bohra miała i swoje, że tak powiem, „obiektywne” przyczyny. Jak piszą L. Rosenfeld i E. Rüdinger [38] s. 72: „Już w jesieni 1916 r. Bohr i Kramers rozwinęli szczegółową teorię atomu helu, która jest wspomniana w wielu listach Bohra w następnych latach, ale która nigdy nie była opublikowana. Chociaż w pewnym momencie wierzyli oni, jak się wydaje, że rozwiązali ten problem, okazało się w końcu, że atom helu nie może być opisany na podstawie wczesnych teorii, np. dawały one zbyt małą wartość na energię jonizacji. W ten sposób atom helu stał się jednym z problemów, który najsilniej wskazał na konieczność bardziej radykalnych zmian. Było to bardzo wcześnie przewidziane przez Bohra: w liście do Oseena po swoim powrocie z Niemiec w 1914 r., pisząc o trudnościach w traktowaniu układów zawierających więcej niż dwie cząstki, dodał następującą niemal proroczą uwagę: »... jestem skłonny wierzyć, że problem ten przedstawia nadzwyczaj poważne trudności, które mogą być przezwyciężone tylko przez znacznie dalsze odchylenie od zwykłych rozważań niż to było konieczne dotychczas, i że dotychczasowy sukces należy zawdzięczać wyłącznie prostocie rozważanych układów...«.” Taka była właśnie geneza zasady odpowiedniości, dzięki której Bohr chciał jak gdyby „przeskoczyć” brak ogólnej teorii, potem dopiero odkrytej w postaci mechaniki kwantowej. Sommerfeld wprawdzie, w liście do Bohra z 4. 9. 1913, [38] s. 55, pisał: „Chociaż w chwili obecnej jestem wciąż raczej sceptyczny co do ogólnych modeli atomowych, tym niemniej obliczenie tej stałej [Rydberga] uważam za niezaprzeczone wielkie osiągnięcie”, potem jednak w bardziej dosłowny sposób wierzył w udoskonalone przez siebie „reguły kwantowania Bohra-Sommerfelda” układów wielokrotnie-periodycznych. Dlatego też nie było od razu łatwo dla Sommerfelda i jego uczniów zro-

⁸ Nawet charakter pisma Nielsa i Harald'a odzwierciedla ich kontrast. Harald pisał bardzo wyraźnie i z lekkością, Niels niewyraźnie i jakby z trudem. Dlatego Niels miał zwyczaj posługiwać się pomocą swych asystentów, którym dyktował prace, a czasem i listy (potem oczywiście listy pisały sekretarki na maszynie, ale przed i w czasie pierwszej wojny światowej maszyny do pisania były rzadkością). Podajemy powyżej facsimile fragmentów dwóch listów Nielsa Bohra do Rubinowicza, jeden pisany ręką Nielsa, a drugi ręką Harald'a pod dyktat Nielsa (Harald dołącza swoje pozdrowienia jako „Schreiber”).

zumieć i przyjąć zasadę odpowiedniości Bohra jako podstawowe narzędzie pracy. Rosenfeld i Rüdinger piszą dalej: „Specjalnie Sommerfeld był skłonny traktować wczesne teorie bardziej dosłownie niż Bohr uważał to za uzasadnione. Charakterystyczna uwaga na ten temat znajduje się w jednym z listów Sommerfelda do Bohra z 1918 r., w którym po dyskusji Rubinowicza bardziej »jasnego« [lucid] wyprowadzenia niektórych z reguł wyboru, dodaje następującą uwagę: »... Pańska metoda na pewno idzie dalej, ale koncepcja przedstawiona powyżej wydaje mi się bardziej instruktywna fizycznie...«. Ten punkt widzenia Sommerfelda i Rubinowicza omawialiśmy już w poprzednim rozdziale, tu jest ważne, że pozostał z niego ślad w środowisku kopenhaskim. Dalsze wyraźne ślady dyskusji, a także polemiki, z Rubinowiczem znajdują się w pracach Bohra po 1920 r. zarówno w stosunku do pracy [24], jak i do pracy o polaryzacji promieniowania [32] z r. 1921, wykonanej w Lublanie, na którą odpowiedział Bohr pracą o polaryzacji [33]. Ogółem w wyborze prac Bohra wydanym po rosyjsku [29] jest aż 14 miejsc, w których Rubinowicz jest cytowany. Wydaje się, że ostateczny pogląd Bohra na dyskusję z Sommerfeldem i Rubinowiczem (w której Sommerfeld częściowo reprezentował także Rubinowicza) można wyrazić jego słowami z zakończenia pracy [33]: „Jedna czysto formalna tendencja może zbliżyć oba punkty widzenia, a mianowicie: oba starają się przedstawić teorię kwantową jako pewne uogólnienie klasycznej teorii promieniowania, chociaż można powiedzieć, że do tego celu starają się podejść z różnych stron.” Dalszy rozwój teorii potwierdził to zdanie. Zarówno Sommerfeld, jak i Rubinowicz przyjęli jednak punkt widzenia Bohra zasady odpowiedniości. Sommerfeld nazwał ją potem „różdżką czarodziejską”, a Rubinowicz napisał o tej zasadzie w [49]: „W rozwoju starszej teorii kwantów odegrała ona niezmiernie ważną rolę arbitra we wszystkich sprawach subtelnych, w których dosłowne stosowanie teorii układów wielokrotnie periodycznych prowadziło do wyników niezgodnych z doświadczeniem.” Jest ciekawe, że właśnie Rubinowicza uznano potem powszechnie za światowego eksperta od zasady odpowiedniości i starszej teorii kwantów, co wyrażało się m. in. w powierzeniu mu autorstwa artykułu o starszej teorii kwantów w 2 wyd. „Handbuch der Physik” [27] z r. 1933 oraz artykułu o zasadzie korespondencji w „Encyclopaedic Dictionary of Physics” z r. 1961 [53]. Stało się tak dlatego, że był uczniem obu szkół, monachijskiej i kopenhaskiej, Sommerfelda i Bohra w ich okresie najbardziej twórczym. Pozostałymi uczniami obu szkół byli Heisenberg i Pauli, ale oni należą już głównie do nowego okresu, byli młodsi (Pauli ur. się w r. 1900, Heisenberg w r. 1901) i stali się czołowymi twórcami nowej epoki w fizyce, mechaniki kwantowej.

7. Lublana

Lublana po pierwszej wojnie światowej była małym miastem liczącym ok. 40 tys. mieszkańców, od tego czasu jednak datuje się jego powolny, a po drugiej wojnie światowej szybki rozwój (1931: 59 760 mieszk. w tym. ok. 1700 Niem-

ców, 1962: 160 tys., 1971: 174 tys.). Jest to miejscowość bardzo stara, gdyż powstała jeszcze za czasów rzymskich, na początku I wieku, w miejscu rzymskiego obozu wojskowego pod nazwą Aemona (Emona) o ludności celtycko-rzymskiej. Na początku V wieku Emona została zniszczona przez najazd Wizygotów pod wodzą Alaryka (onże zniszczył Ateny i Korynt i zdobył Rzym), a ok. r. 450 przez Hunów. W drugiej połowie VI wieku została zasiedlona przez Karantanów (stąd Karyntia), przodków dzisiejszych Słoweńców. Jako osada słoweńska Ljubljana weszła za czasów Karola Wielkiego w skład Marchii Friulskiej, a od r. 1012 (pod niemiecką nazwą Laibach) w skład Krainy, która od 1335 r. należała do Habsburgów (których władztwo nad tą ziemią trwało aż po 1918 r. z wyjątkiem krótkiej przerwy w czasach napoleońskich). Margrabiowie krainscy z rodu Spanheim wzniesli na dominującym nad osadą wzgórzu gród (wzmiankowany po raz pierwszy w r. 1114), który stał się stolicą Krainy.

W 1 połowie XIII wieku z podgrodzia i dwóch osiedli targowych powstało miasto na prawie niemieckim, otoczone murami w r. 1300 (przy ich wznoszeniu wykorzystano resztki murów Emony, a układ rzymskich ulic przecinających się pod kątem prostym wpłynął na topografię miasta). W w. XV—XVI Lublana była największym ośrodkiem handlu ziem słoweńskich. W r. 1461 powstało tu biskupstwo rzym.-kat., w XVI w. panowała tu jednak reformacja, która upadła po wypędzeniu szlachty protestanckiej w r. 1628. Reformacja przyczyniła się do odrodzenia języka słoweńskiego. W XVII w. miasto zaczęło upadać w związku z przekształcaniem się bogatych kupców na właścicieli ziemskich. W czasach napoleońskich (1809—13)⁹ Lublana była stolicą tzw. Prowincji Ilirijskich należących do Francji i w związku z tym zaczął się szerzyć tzw. ilirizm głoszący ideę jedności Słowian. Po upadku Napoleona miasto powróciło jednak do Austrii i w r. 1821 było siedzibą Kongresu św. Przymierza z udziałem cesarzy Austrii i Rosji, króla obojga Sycylii i księcia Modeny, na którym zapadła decyzja interwencji zbrojnej Austrii w Neapolu. W XIX w. Lublana była centrum ruchu narodowego słoweńskiego, przemysłowo rozwijała się jednak słabo. Dopiero po zniszczeniach w trzęsieniu ziemi w r. 1895 miasto zaczęło się nieco rozwijać w związku z odbudową iżywieniem gospodarczym. Po upadku Austro-Węgier w r. 1918 1 grudnia tego roku proklamowano utworzenie zjednoczonego Królestwa Serbów, Chorwatów i Słoweńców (SHS) pod berłem dotychczasowego regenta Serbii, Aleksandra, koronowanego w r. 1921 jako król Aleksander I Karadziordzewicz (1888—1934, zamordowany w Marsylii w czasie wizyty we Francji; w r. 1929 król dokonał wojskowego zamachu stanu, obalając konstytucję i zmieniając nazwę państwa na Królestwo Jugosławii). Lublana stała się od 1918 r. stolicą adm. tzw. Banowiny Drowskiej i ośrodkiem kulturalnym i naukowym Słowenii (od 1945 r. jest stolicą republiki

⁹ Po raz pierwszy Lublana zajęta była przez wojska napoleońskie jeszcze w r. 1805 w konsekwencji zwycięstwa pod Castelfranco Veneto (24 XI 1805), odniesionego przez ostatnie dwa pułki legionów polskich we Włoszech, piechoty Grabińskiego i jazdy Różnickiego.

związkowej Słowenii w składzie Socjalistycznej Federacyjnej Republiki Jugosławii).

Uniwersytet w Lublanie ma również bardzo starą historię, przeżywał jednak, podobnie jak miasto, wiele okresów upadku pod panowaniem austriackim. Powstał w r. 1595 jako kolegium jezuickie, potem podlegał reorganizacji (wznowieniu) w r. 1809 i w r. 1919, dopiero jednak w r. 1919 otrzymał status współczesnego uniwersytetu (biblioteka uniwersytecka powstała w r. 1774). Formalnie jest to więc najstarszy, faktycznie jednak należy raczej do młodszych uniwersytetów Jugosławii (obecnie Jugosławia ma 11 uniwersytetów, przed wojną istniały jednak tylko 3: Lublana, Zagrzeb 1669 i Belgrad 1863).

Lublana jest ładnym i ciekawym miastem, a Słowenia pięknym górzystym krajem. Lata 1920—22 to był jednak ciężki okres powojenny, a w dziedzinie nauki nie było tam niczego specjalnie ciekawego dla Rubinowicza, nie znalazłem też w dokumentacji śladów zachwyty Rubinowicza tym miastem i krajem, nigdy też mi o nim nie opowiadał.

Jak pisaliśmy, Rubinowicz został zaproszony do Lublany z inicjatywy prof. Plemelja, który w r. 1919 stał się jednym z organizatorów wznowionego Uniwersytetu w Lublanie. Na temat przeniesienia do Lublany istnieje obszerna korespondencja Rubinowicza ze swoimi profesorami Plemeljem, Radakovićem i Geitlerem, pominiemy ją tu jednak z braku miejsca i poprzestaniemy na uwagach Rubinowicza o pracy w Lublanie (wywiad, s. 18):

R: ... Kiedy poszedłem wtedy do Lublany, musiałem tam także organizować katedrę doświadczalną. Miało to jedną dobrą stronę, że mogłem jeździć do Wiednia kupować aparaty, z drugiej strony jednak zabierało mi sporo czasu [...] Przebywałem w Lublanie 2 lata, od 1920 do 1922. Opuściłem Lublanę, bo nie mogłem łatwo przyswoić sobie języka słoweńskiego. Pomyślałem sobie: jestem Polakiem i muszę pracować we własnym kraju. Aby pozostać w Lublanie, musiałbym doskonale opanować język słoweński. Poznałem go tylko na tyle, że gdy studenci mówili po słoweńsku, mogłem im odpowiadać po niemiecku. Było to tylko dlatego możliwe, że działo się bezpośrednio po rozpadzie Austrii i wszyscy studenci jeszcze rozumieli po niemiecku. Ale tak długo trwać nie mogło”.

Powyżej była już mowa o niektórych pracach wykonywanych przez Rubinowicza w Lublanie (i we Wiedniu) w okresie przed i między obu wyjazdami do Kopenhagi. Pozostaje tylko uzupełnić te dane uwagami o pracy o polaryzacji [32] i o nie wspomnianej jeszcze pracy o efekcie Starka [52], która powstała w tym okresie. Czytamy w pamiętniku (z. 0, s. 8): „Celem, niestety nieosiągniętym, pracy [32] było wykazanie, że atom może promieniować tylko kołowo lub liniowo spolaryzowane promieniowanie. Dowód polegał na dziś jeszcze prawdziwym założeniu, że promieniowanie emitowane przez atom tworzy układ fizyczny, który należy poddać kwantyzacji. Posługując się do opisywania pola elektromagnetycznego przestrzennymi współrzędnymi biegunowymi, dochodzi się rzeczywiście do wyżej podanego wyniku. Niels Bohr zwrócił jednak, o ile sobie przypominam, w krytyce tej pracy uwagę na fakt, że polaryzacja pola elektromagnetycznego zależy od doboru układu współrzędnych do opisu pola elektromagnetycznego, a więc moje rozumowanie nie jest przekonujące.”

Istotnie Bohr w pracy [33] mówi o różnych sposobach rozdziału zmiennych, które nie są określane charakterem zagadnienia. Wynik byłby poprawny jedynie w przypadku, gdyby chodziło o kwantowanie pola w rezonatorze kulistym, w którego środku znajduje się atom. Ogólnie polaryzacja eliptyczna nie jest wykluczona.

Z. 2, s. 28: „Praca [52] zajmuje się pewnym zjawiskiem występującym w efekcie Starka atomów wodoru. Nie warto by o nim wspominać, gdyby nie reakcja, którą wywołała u odkrywcy tego zjawiska. W zjawisku Starka składowe mają w pierwszym przybliżeniu położenie symetryczne wobec linii nierozszczepionej. Natomiast niesymetryczny jest rozkład nateżeń przy przyłożonym polu elektrycznym przeciwnym lub zgodnym do kierunku ruchu promieni kanalikowych. Powoduje to fakt, że osi główne elips kwantowych na skutek zderzeń z atomami o prędkościach termicznych skierowane bywają w kierunku przeciwnym do kierunku ruchu atomów w promieniach kanalikowych. O wyniku tej pracy powiadomiłem listownie prof. J. Starka. Dostałem od niego odpowiedź z dnia 1 marca 1921 r., w której najpierw poddał on surowej krytyce teorię względności, a następnie pisze o niesymetrycznym rozkładzie nateżeń w promieniach kanalikowych wodoru: »Za postęp uważam natomiast rozważania Pańskie o wystąpieniu asymetrii nateżeń w oddziaływaniu pola elektrycznego na linie promieni kanalikowych wodoru. Przyznaję, że na podanej przez Pana drodze można dojść do wytłumaczenia doświadczeń na podstawie teorii Bohra. Byłoby większym postępem, gdyby teoria przeze mnie badanego efektu dała się udoskonalić na drodze przez Pana naszkicowanej«. Równocześnie tak samo wytłumaczył opisane zjawisko Sommerfeld w pracy, która ukazała się w *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik*.”

Że Starkowi¹⁰ zaimponowały wyniki pracy teoretycznej, była to rzecz rzadka i warta zauważenia. Jak było wspomniane wyżej, był on niezwykle uparty w zaprzeczaniu śmielszych koncepcji teoretycznych, jak teorii względności itp., był także bardzo konserwatywny politycznie i stał się zawziętym zwolennikiem nacjonalistycznej i antysemitkiej tzw. „Deutsche Physik” Lenarda i wreszcie bojowym hitlerowcem. Za swoją działalność polityczną w okresie hitlerowskim został skazany po wojnie na 4 lata więzienia.

Gdy po powrocie z Kopenhagi Rubinowicz wybierał się do Polski, był już poniekąd fizykiem o sławie światowej, o czym świadczy m. in. właśnie otrzymane zaproszenie na roczny pobyt w Tokio. Nie przyjął tego zaproszenia, gdyż nie chciał już dalej odwlekać powrotu do ojczyzny. Nie czuł się już bowiem u siebie ani w Czerniowcach, ani we Wiedniu, ani w Lublanie, i nie mógł tego oczekiwać od Tokio.

¹⁰ Johannes Stark, 1874—1957, laureat Nobla 1919 za odkrycie rozszczepienia linii widmowych w poprzecznym polu elektrycznym („zjawisko Starka”) 1913, prof. w Akwizgranie 1909, w Greifswaldzie 1917, w Würzburgu 1920, prezes Phys. Techn. Reichsanstalt w Berlinie 1933.

Literatura

- [37] Barbara Lovett Cline, *The Questioners: Physicists and the Quantum Theory*, Crowell, New York 1966, tłum. ros. Atomizdat, Moskwa 1971.
- [38] S. Rozental ed, *Niels Bohr. His Life and Work as Seen by His Friends and Colleagues*, North-Holland, Amsterdam, 1967, oryg. duński Schultz, København 1964, tłum. ros. Moskwa 1967.
- [39] J. D. Cockcroft, *Niels Henrik David Bohr*. Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society 9, 37 1963.
- [40] Sven Werner (ed.), *Niels Bohr 1885—7. Oktober—1955*, Berlingske Forlag, Kobenhavn 1955.
- [41] R. Moore, *Niels Bohr, The Man and the Scientist*, London 1967, tłum. ros. Moskwa 1969.
- [42] Friedrich Hund, *Geschichte der Quantentheorie*, Bibliogr. Inst., Mannheim 1955.
- [43] A. Rubinowicz, *Radiometerkräfte und Ehrenhafte Photophorese (I. Mitteilung)*, Ann. Phys. 62, 691 (1920).
- [44] A. Rubinowicz, *Radiometerkräfte und Ehrenhafte Photophorese (II. Mitteilung)*. Ann. Phys. 62, 716 (1920).
- [45] Antoni Karpowicz, *Elektron, zagadnienia ładunku elementarnego*. Fizyka Współczesna (Fizyka i Chemia w Szkole, t. III). Książnica Atlas, Warszawa 1928, s. 41.
- [46] Walther Gerlach, *Elektronen*, Handbuch d. Phys. (Geiger-Scheel), t. 22/1. Springer, Berlin 1933, s. 1.
- [47] A. Rubinowicz, *Theorie der Radiometerwirkung*, Erwiderung auf die gleichlautende Arbeit von Frh. G. Laski u. Herrn F. Zerner, Z. Phys. 6, 405 (1921).
- [48] A. Rubinowicz, *Über die Wärmestrahlung kleiner Metallkugeln*, Z. Phys. 35, 530 (1926).
- [49] Wojciech Rubinowicz, *W siedemdziesiątą rocznicę urodzin Nielsa Bohra*, Postępy Fizyki 6, 577 (1955).
- [50] Wojciech Rubinowicz. *Niels Bohr 1885—1962*, Postępy Fizyki 14, 273 (1963).
- [51] A. Rubinowicz, *Zur Kirchhoffschen Beugungstheorie*, Ann. Phys. 73. 339 (1924).
- [52] A. Rubinowicz, *Über die Intensitätsasymmetrie beim Starkeffekt der Balmerserie*, Z. Phys. 5, 331 (1921).
- [53] A. Rubinowicz, *Correspondence Principle*, Encyclopaedic Dictionary of Physics, Pergamon Press, Oxford, 1961.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Janusz Zakrzewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Doskonalenie nauczania fizyków w szkołach uniwersyteckich

Methods of Improvement of Teaching Physics at Universities

Abstract: The role of physics in modern societies is emphasized and the world trends in teaching physics are described. Presently adopted programmes at Polish universities are reviewed. The importance of proper education of high-school teachers of physics is stressed. The need for further improvements in programmes and methods of teaching physics is indicated.

Fizyka jest nauką o najbardziej podstawowych prawach przyrody. Jest dziedziną wiedzy decydującą w największym stopniu o kształtowaniu światopoglądu naukowego i ogólnej kultury technicznej społeczeństwa, a także leży u podstaw wszelkiego postępu technicznego. Doświadczenie uczy, że kraje, w których rozwój techniki jest szczególnie dynamiczny, są zarazem krajami, gdzie badania fizyczne stoją na bardzo wysokim poziomie. Fizyka jest uprawiana na różnych szczeblach, poczynając od badań najbardziej podstawowych, przez badania materiałowe, aż do badań usługowych względem techniki i funkcji oświatowo-popularyzatorskich.

Fizyka, formułując podstawowe prawa przyrody, stanowi bazę do rozwoju nie tylko techniki, lecz także innych nauk — biofizyki, geofizyki, astrofizyki i chemii. Metodologia fizyki wyprzedza metodologię innych nauk przyrodniczych, toteż nauki te przejmują metody badawcze fizyki i stosują je do zjawisk stanowiących tradycyjny przedmiot zainteresowań biologii, geologii, geografii, astronomii i chemii. Pozostają one w ścisłym związku z fizyką i stale stawiają przed nią nowe zadania. Ten związek z innymi naukami stanowi istotny bodziec dla rozwijania szeroko pojętych badań fizycznych na pograniczu różnych dziedzin wiedzy o przyrodzie.

Podstawowe koncepcje teoretyczne współczesnej fizyki zostały ukształtowane w pierwszej połowie dwudziestego wieku. W okresie tym powstały szczególnie i ogólna teoria względności, mechanika i elektrodynamika kwantowa oraz kwantowa fizyka statystyczna. Gwałtowny postęp techniczny dał do dyspozycji fizyków nowe narzędzia badawcze i umożliwił zarówno badanie materii w warunkach poprzednio nieosiągalnych — w zakresie bardzo niskich i bardzo wysokich temperatur, bardzo wielkich mocy promieniowania, bardzo wielkich energii oddziaływania mikrocząstek — jak i osiągnięcie ogromnej precyzji pomiarów, pozwalającej na ilościową weryfikację istniejących teorii i hipotez fizycznych. Owocem ostatnich lat było odkrycie i zbadanie dużej liczby nowych zjawisk fizycznych i osiągnięcie głębszego zrozumienia własności materii.

Gwałtownemu rozwojowi fizyki w dwudziestym wieku w niewielkim jednakże stopniu towarzyszyły zmiany w sposobie nauczania fizyki w szkołach uniwersyteckich. Wzrastał, co prawda, materiał wykładany studentom, lecz nie zmieniało się jego ujęcie, szczególnie na poziomie wstępnym. Większość elementarnych podręczników fizyki trzymała się nadal utartego podziału fizyki na szereg dość odrębnych działów jak mechanika, ciepło, elektryczność, magnetyzm, optyka oraz tzw. fizyka współczesna dodana przez wiek dwudziesty. Ujęcie było przeważnie historyczne, np. fizykę „współczesną” wykladało się po działach „klasycznych”, najczęściej w odrębnych kursach. Wyraźne rozgraniczenie między fizyką „doświadczalną” i „teoretyczną” prowadziło do jednostronnego, „instrumentalnego” bądź „matematycznego”, spojrzenia na wykładany materiał. W metodach nauczania dominował werbalizm, „kreda i tablica”; braki w wyposażeniu pracowni utrudniały studentom zapoznawanie się bezpośrednio ze zjawiskiem fizycznym, obserwowaniem, eksperymentowaniem, stawianiem hipotez.

Przewrót w metodach nauczania fizyki w szkołach uniwersyteckich rozpoczął się stosunkowo niedawno. Niemal jednocześnie w wielu krajach wybitni fizycy zaczęli opracowywać podręczniki, które propagowały nowe, rewolucyjne metody dydaktyczne, pokazywały, że nawet wstępny kurs fizyki może i powinien być nowoczesny i interesujący. Można tu wymienić przetłumaczone na język polski znakomite podręczniki: „Feynmana wykłady z fizyki”, pięciotomowe „Wykłady fizyki na Uniwersytecie w Berkeley”, czy też „Fizykę ogólną” Landana, Achiezera i Lifszycy. W nowym podejściu zerwano z podziałem na tradycyjne działy, zniesiono podział na fizykę klasyczną i współczesną. Fizykę zaczęto przedstawiać jako naukę stale rozwijającą się, a nie jako system doskonały i zamknięty. U podstaw wykładu położono najbardziej uniwersalne prawa przyrody: zasady zachowania, podkreślając ich związek z własnościami symetrii rozważanych układów fizycznych. Zwrócono zarazem uwagę na fakt, że wszelkie procesy są wynikiem oddziaływań fundamentalnych zachodzących między elementarnymi składnikami materii. Podział wprowadzono tam, gdzie rzeczywiście on istnieje; wyróżniono więc fizykę relatywistyczną i nierelatywistyczną, fizykę kwantową i jej klasyczne przybliżenie. W szczególności, zniesiono sztywny podział na fizykę „doświadczalną” i „teoretyczną”, starając się zachować właściwe proporcje między opisem faktów i metod doświadczalnych (a więc tym, co wypełniało większą część wykładów fizyki doświadczalnej) oraz matematycznym opisem zjawisk (tym, co można nazwać elementami fizyki teoretycznej).

Modernizacja treści i form nauczania fizyki w szkołach uniwersyteckich w Polsce wiąże się ze wspomnianymi wyżej tendencjami ogólnosiwiatowymi. Potrzeba opracowania nowego programu studiów fizyki na uniwersytetach stała się szczególnie paląca w związku z wprowadzeniem zmodernizowanego programu fizyki i matematyki w szkole średniej. Wydawało się wówczas, że nowy program szkolny powinien dawać możliwość swobodniejszego korzystania z matematyki wyższej już od początku studiów oraz pozwolić na skrócenie w uniwersyteckim kursie fizyki pewnych działów obszerniej, niż poprzednio, omawianych w szkole. Pod koniec lat sześćdziesiątych rozpoczęły się dyskusje nad koncepcją nowego podejścia do kształcenia fizyków w szkołach uniwersyteckich, w szczególności w środowisku akademickim krakowsko-śląskim i warszawskim. Doprowadziły one do sformułowania nowego programu realizowanego w ramach studiów na kierunku fizyki specjalności nienauczycielskiej od 1 października 1971 r. oraz specjalności nauczycielskiej w dwa lata później. Jednakże wobec dy-

namicznego rozwoju fizyki jako dyscypliny naukowej oraz w związku z nieustannym postępem zrozumienia istoty procesu nauczania, programy studiów powinny być i są przedmiotem stałego doskonalenia. Prace nad ulepszeniem programu studiów i sposobów jego realizacji trwają więc nadal, przy czym ostatnio wiele uwagi poświęcało się opracowywaniu programów szczegółowych poszczególnych przedmiotów i pracowni fizycznych.

Twórcy nowego programu przyjęli jako punkt wyjścia, iż jednym z podstawowych zadań uniwersytetu jest kształcenie najwyższej kwalifikowanych kadr dla potrzeb nauki, szkolnictwa i gospodarki narodowej. Zasadniczą ideą dydaktyczną jest po pierwsze danie wszystkim absolwentom podstawowego zasobu wiedzy w zakresie fizyki i matematyki, po drugie zaś niedopuszczenie do powstania zbyt wąskich specjalności, co prowadzić by mogło do zatracenia plastyczności intelektualnej i zdolności myślenia twórczego. Te idee mogą być i są najpełniej realizowane przez ludzi, którzy sami na co dzień stykają się z pracą badawczą, zawsze zawierającą element odkrycia i zaskoczenia. Tak więc naturalnym miejscem kształcenia fizyków jest uniwersytet, gdyż tylko tu prowadzone są prace badawcze o dostatecznie szerokim zakresie, aby możliwe było uniknięcie zbyt wąskiej specjalizacji.

W nowym programie starano się odstąpić od tradycyjnych podziałów na fizykę doświadczalną i teoretyczną, na fizykę klasyczną i współczesną; starano się również unikać podejścia historycznego. Nowy program cechuje niemal równy podział zajęć dydaktycznych na ćwiczenia i wykłady. Zrywa się w ten sposób z werbalizmem, uczy natomiast studentów samodzielnego stosowania nabywanych wiadomości teoretycznych do zagadnień praktycznych. Zgodnie z nowym programem, wszyscy studenci przechodzą w zasadzie przez wspólne trzyletnie studia, w czasie których zapoznają się z podstawami fizyki i matematyki. Jest to ważny okres dla uformowania przyszłego absolwenta, który w znacznej mierze przesądza o jego późniejszej przydatności zawodowej. Zajęcia z fizyki zaczynają się od czterosemestralnego wykładu „Wstęp do fizyki”. W wykładzie tym odstepuje się od tradycyjnego podziału na wyraźnie od siebie oddzielone części — mechanikę, ciepło, elektromagnetyzm i optykę. Wstęp do fizyki ma stanowić syntezę tych działów, opartą na łączących je prawach podstawowych. W wykładzie tym od początku używa się języka matematyki wyższej, podkreślając jednocześnie, że fizyka jest nauką eksperymentalną. Ważną rolę odgrywają pokazy zjawisk fizycznych, przyrządów i niektórych metod pomiarowych. Od początku też wprowadza się pojęcia kwantowe i relatywistyczne wskazując zarazem, jak prawa fizyki relatywistycznej przechodzą w prawa fizyki klasycznej (dla $\hbar \rightarrow 0$), podobnie jak prawa fizyki relatywistycznej przechodzą w prawa fizyki nierelatywistycznej (dla $1/c \rightarrow 0$). Odpowiednie przygotowanie w zakresie matematyki zapewnia studentom szereg przedmiotów matematycznych realizowanych od pierwszego semestru studiów: analiza matematyczna, algebra z geometrią, metody matematyczne fizyki, programowanie, metody numeryczne i metody opracowania wyników. Ze względu na to, że w fizyce wyniki badań podaje się w postaci liczb i praw wyrażonych matematycznie, językiem fizyki jest matematyka; bez użycia matematyki nie można opisać zjawisk fizycznych ani z teoretycznego, ani z doświadczonego punktu widzenia. Stąd też do wykształcenia matematycznego studentów fizyki przywiązuje się wielką wagę. W drugim semestrze rozpoczyna się ciąg pracowni doświadczalnych: pracownia I, pracownia elektroniczna, pracownia II, pracownia III i specjalistyczna (dla sekcji doświadczalnej specjalności nienauczycielskiej) oraz pracownia dydaktyki fizyki i astronomii wraz z pracownią technicznych środków nauczania (dla specjalności nauczycielskiej); wreszcie — pracownia magisterska. Celem pracowni jest nabycie umiejętności eksperymentowania: przeprowadzania obserwacji i pomiarów, posługiwania się przyrządami pomiarowymi, opracowania danych pomiarowych. Po cząwszy od semestru IV wprowadzane są kolejno wydzielone przedmioty, traktujące obszerniej o poszczególnych dziedzinach fizyki przy użyciu coraz bardziej zaawansowanych metod matematycznych. Następują kolejno wykłady: mechanika klasyczna (mechanika analityczna i mechanika ośrodków ciągłych), mechanika kwantowa (bez starszej teorii kwantów, z elementami relatywistycznej mechaniki kwantowej), fizyka jądra atomowego i cząstek elementarnych, fizyka atomu, cząsteczki i ciała stałego, elektrodynamika (elektrodynamika w próżni oraz fenomenologiczna teoria ośrodków materialnych), fizyka statystyczna (termodynamika

fenomenologiczna wraz z elementami klasycznej i kwantowej mechaniki statystycznej i zjawiskami transportu). Po sześciu semestrach wspólnych studiów specjalności nienauczyтельской, kiedy student zdobył już zasadniczy zasób wiedzy i doświadczenia, następuje podział studentów na kilka sekcji, które można z grubsza podzielić na sekcje badawcze, przygotowujące do podjęcia własnej pracy naukowej, zarówno eksperymentalnej jak i teoretycznej, oraz sekcje zastosowań fizyki, przygotowujące takich fizyków, którzy by byli zdolni do współpracy z fachowcami zatrudnionymi w którejś z gałęzi gospodarki narodowej. Kształcenie dydaktyczne i pedagogiczne studentów specjalności nauczycielskiej trwa w zasadzie przez cały okres studiów. Składają się na nie następujące przedmioty: psychologia, pedagogika, higiena szkolna i BHP, dydaktyka fizyki i astronomii. Studenti tej specjalności szkoleni są w szeregu pracowni, w tym pracowniach typu pokazowego i warsztatowego, aby przyszły nauczyciel szkoły średniej umiał sam zaprojektować, wykonać i naprawić najprostsze przyrządy spotykane w szkole. Podstawowym składnikiem formacji umysłowej nauczyciela fizyki musi być jednakże głęboka znajomość wykładanego przedmiotu wraz z wprowadzeniem w technikę pracy badawczej, gdyż tylko nauczyciel entuzjastycznie się swym przedmiotem potrafi dobrze przekazywać swą wiedzę uczniom. Powinien on również, po ukończeniu studiów, móc śledzić rozwój fizyki i utrzymywać żywy kontakt intelektualny z fizyką jako dyscypliną naukową. Dlatego też twórcy programu założyli, że podstawowe wykształcenie przyszłego nauczyciela fizyki w zakresie fizyki i matematyki winno być analogiczne, jak absolwenta specjalności nienauczyтельской. Podczas ostatnich semestrów, studenci uczestniczą w wykładach specjalistycznych o charakterze monograficznym oraz w seminariach specjalistycznych, które mogą być traktowane jako seminaria prowadzone dla danej specjalizacji w zakładach naukowych, a nie jako odrębne seminaria studenckie. Studia kończą się napisaniem i obroną pracy magisterskiej.

Proces kształcenia fizyków musi mieć charakter ciągły i nie kończyć się z chwilą uzyskania dyplomu magisterskiego. Nauczyciele z wyższym wykształceniem odświeżają swoje spojrzenie na fizykę oraz zapoznają się z najnowszymi osiągnięciami badawczymi i dydaktycznymi podczas studiów podyplomowych. Dokształcanie pracujących nauczycieli stanowi obecnie jedno z najistotniejszych i mających wysoką rangę społeczną zadań stojących przed szkołami uniwersyteckimi. Jest ono realizowane w ramach studiów wieczorowych i zaocznych (te ostatnie budzą wiele wątpliwości i zastrzeżeń), prowadzących do możliwości uzyskania dyplomu magisterskiego, oraz wspomnianych wyżej studiów podyplomowych. Wiadomo, że nauczanie fizyki w szkołach średnich na ogół prowadzone jest na niskim poziomie przede wszystkim ze względu na słabe przygotowanie nauczycieli tego przedmiotu, wadliwe programy nauczania i złe zaopatrzenie w przyrządy pracowni szkolnych. Sytuacji tej należy przeciwdziałać przez poprawę kształcenia i dokształcania nauczycieli, przez uzyskanie wpływu na program nauczania fizyki w szkole średniej oraz na kształt podreczników szkolnych, a także przez prowadzenie różnych akcji odczytowych, popularyzacyjnych lub konkursowych typu Olimpiady Fizycznej, a także wydawniczych w rodzaju miesięcznika Delta, wykładów telewizyjnych z fizyki itp. Kształceniem fizyków na najwyższym szczeblu są studia doktoranckie oraz staże asystenckie i asystentury, blisko związane z prowadzoną w uniwersytetach pracą badawczą. Prawidłowa realizacja tych form kształcenia narzuca potrzebę posiadania aparatury pomiarowo-badawczej najwyższej klasy światowej. Urządzenia stosowane w fizyce eksperymentalnej można zaliczyć do kilku kategorii: urządzenia unikalne o ogromnych kosztach jednostkowych, na które stać tylko ZSRR, USA oraz międzynarodowe centra badawcze. Urządzenia tego typu nie mogą być budowane w Polsce, lecz fizycy uniwersytecy powinni mieć możliwość korzystania z nich, wyjeżdżając do odpowiednich ośrodków celem uczestniczenia w eksperymentach. Urządzenia mające podstawowe znaczenie dla całego ośrodka badawczego; wokół takiego urządzenia grupują się fizycy różnych specjalności, mogą się one mieścić w laboratoriach środowiskowych, placówkach Polskiej Akademii Nauk, Instytutu Badań Jądrowych. Urządzenia stanowiące podstawowe narzędzie badawcze dla zespołu fizyków zgrupowanych w zakładzie, zespole badawczym itp. Wreszcie drobna aparatura pomiarowa, potrzebna w pracowniach badawczych i dydaktycznych, w których odbywają się prak-

tyki specjalistyczne i wykonuje się prace magisterskie. Wyposażenie tych pracowni w aparaturę winno być na poziomie co najmniej takim samym, jak w przemysłowych i naukowych placówkach badawczych. Podnoszenie bazy aparaturowej, dokumentacji naukowej, zaopatrzenia w zagraniczne czasopisma naukowe, monografie i podręczniki, tworzy warunki dla dalszego doskonalenia nauczania fizyków w szkołach uniwersyteckich.

Referat niniejszy oparty jest na materiałach Zespołu Dydaktyczno-Wychowawczego Fizyki i Astronomii przy Ministerstwie Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki oraz komisji programowych Rady Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, których członkom należą się wyrazy wdzięczności i podziękowania za wieloletnią współpracę.

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

Symposium „nowej fizyki” w Stanford

W 1973 r. w Bonn, po VI Międzynarodowym Symposiumie Elektronowo-Fotonowym, ustalono, że następną konferencją z tego cyklu będzie się nazywał Międzynarodowy Symposium Leptonowo-Fotonowy i odbędzie się jesienią 1975 r. w Stanford w Kalifornii. Spokaniami odbywały się od dłuższego już czasu kolejno w najwazniejszych światowych ośrodkach badań nad elektromagnetycznymi i słabymi oddziaływaniami cząstek elementarnych o wielkiej energii. Nikt nie domyślał się jednak w Bonn, jak wyjątkowo trwały był wybór terminu i miejsca następnego spotkania.

Termin był bardzo szczególny dlatego, że symposium w Stanford odbywało się w niespełna rok po odkryciu cząstek J/ψ w zderzeniach elektron-pozyton i proton-antypoton. Okres ten był dość krótki na to, żeby to niezwykłe odkrycie nie straciło wiele ze swej sensacyjności. Jednocześnie był wyjątkowo długi na to, aby zebrało się wiele (choć na pewno nadal nie za wiele) materiałów do wiadczalnego omówienia do tych cząstek i do innych zaskakujących niespodziewanych zjawisk (związanych być może z istnieniem cząstek J/ψ), które określa się dziś wspólną nazwą „nowej fizyki elementarnych”.

Trudno też wyobrazić sobie lepsze miejsce dla tej konferencji, bo właśnie Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) jest chyba najbardziej dogodnym się na świecie ośrodkiem badań w dziedzinie elektromagnetycznych oddziaływań cząstek w ogóle, a „nowej fizyki” — w szczególności. Dzieje się tak po pierwsze dzięki znakomitej pracy linowego akceleratora elektronów i elektronowo-pozytonowego pierścienia akumulatoryjnego, a po drugie dzięki obecności świetnej grupy teoretycznej (J. D. Bjorken, S. D. Drell i inni).

Symposium zgromadziło ok. 500 zaproszonych imiennie osób, które na sesjach tydzień grup teoretycznej (J. D. Bjorken, S. D. Drell i inni). Symposium zgromadziło ok. 500 zaproszonych imiennie osób, które na sesjach tydzień grup doszadaczalnych na temat wiadomości i dyskusji o nich zarówno na sali obrad, jak i (przed wyszyskim) prywatnie. A było o czym służyć i dyskutować: pro-dunkcja cząstek J/ψ i analiza ich kanałów rozpadu, produkcja hadronów w reakcji anihilacji e^+e^- i w gęstobokim nieelastycznym rozpraszaniu leptonów na hadronach, produkcja leptonów w zderzeniach hadronów, reakcje wymienne przy neutralnym, foto- i elektroprodukcyjnym mezonów, niewykie precyzyjne doszadaczalne sprawdzanie przewidywań elektrodynamiki kwantowej. I choć nie wszystkie mówcy odznaczyli się równą swadą, referatów i innych prawie nie było. Tytuł w nich przedstawiono nowych światnych, a nawet pasjonujących wyników pomiarów. Symposium było bowiem przede wszystkim rewią wyników doszadaczalnych. Ich interpretacja teoretyczna (z niehizyjnymi wyjątkami) przewyższa obecnie stan takiego zamętu, jakiego nie mieliśmy od dawna. Na szczególne zamęt ten jest twórczy, bo świat „nowej fizyki cząstek elementarnych” ujawnił się tak niespodziewanie i tak niewątpliwie, że bez względu na interpretację odkrycia te zmuszają do bardzo podstawowej rewizji naszych pojęć o dynamice procesów elementarnych.

Dlatego też nowe cząstki były primadonami tej pięknej rewii. W ciągu ubiegłego roku 8 — Postępy Fizyki, Tom 27, Zeszyt 4

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

Symposium „nowej fizyki” w Stanford

W 1973 r. w Bonn, po VI Międzynarodowym Sympozjum Elektronowo-Fotonowym, ustalono, że następna konferencja z tego cyklu będzie się nazywać Międzynarodowym Sympozjum Leptonowo-Fotonowym i odbędzie się jesienią 1975 r. w Stanford w Kalifornii. Spotkania te odbywały się od dłuższego już czasu kolejno w najważniejszych światowych ośrodkach badań nad elektromagnetycznymi i słabymi oddziaływaniami cząstek elementarnych o wielkiej energii. Nikt nie domyślał się jednak w Bonn, jak wyjątkowo trafny był wybór terminu i miejsca następnego spotkania.

Termin był bardzo szczęśliwy dlatego, że sympozjum w Stanford odbywało się w niespełna rok po odkryciu cząstek J/ψ w zderzeniach elektron-pozyton i proton-proton. Okres ten był dość krótki na to, żeby to niezwykle odkrycie nie straciło wiele ze swej sensacyjności. Jednocześnie był wystarczająco długi na to, aby zebrano się wiele (choć na pewno nadal nie za wiele) materiału doświadczalnego odnoszącego się do tych cząstek i do innych zaskakująco niespodziewanych zjawisk (związanych być może z istnieniem cząstek J/ψ), które określa się dziś wspólną nazwą „nowej fizyki cząstek elementarnych”.

Trudno też wyobrazić sobie lepsze miejsce dla tej konferencji, bo właśnie Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) jest chyba najbardziej liczącym się na świecie ośrodkiem badań w dziedzinie elektromagnetycznych oddziaływań cząstek w ogóle, a „nowej fizyki” — w szczególności. Dzieje się tak po pierwsze dzięki znakomitej pracy liniowego akceleratora elektronów i elektronowo-pozytonowej pierścienia akumulacyjnego, a po drugie dzięki obecności świetnej grupy teoretycznej (J. D. Bjorken, S. D. Drell i inni).

Sympozjum zgromadziło ok. 500 zaproszonych imiennie osób, które na sesjach tylko plenarnych (jest to już tradycyjna i bardzo korzystna cecha organizacyjna tych spotkań) miały okazję wysłuchać zbiorowych referatów zaproszonych mówców oraz doniesień wybranych grup doświadczalnych na temat własnych eksperymentów i dyskutować o nich zarówno na sali obrad, jak i (przede wszystkim) prywatnie. A było o czym słuchać i dyskutować: produkcja cząstek J/ψ i analiza ich kanałów rozpadu, produkcja hadronów w reakcji anihilacji $e^+ e^-$ i w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu leptonów na hadronach, produkcja leptonów w zderzeniach hadronów, reakcje wywołane przez neutrina, foto-i elektroprodukcja mezonów, niezwykle precyzyjne doświadczalne sprawdzanie przewidywań elektrodynamiki kwantowej. I choć nie wszyscy mówcy odznaczyli się równą swadą, referatów nudnych prawie nie było, tyle w nich przedstawiono nowych świetnych, a nawet pasjonujących wyników pomiarów. Sympozjum było bowiem przede wszystkim rewią wyników doświadczalnych. Ich interpretacja teoretyczna (z nielicznymi wyjątkami) przeżywa obecnie stan takiego zamętu, jakiego nie mieliśmy od dawna. Na szczęście zamęt ten jest twórczy, bo świat „nowej fizyki cząstek elementarnych” ujawnił się tak niespodziewanie i tak niewątpliwie, że bez względu na interpretacje odkrycia te zmuszają do bardzo podstawowej rewizji naszych pojęć o dynamice procesów elementarnych.

Dlatego też nowe cząstki były primadonnami tej pięknej rewii. W ciągu ubiegłego roku

dowiedzieliśmy się o nich bardzo dużo, choć nie znamy jeszcze ich imion *. Nadal nie rozumiemy dlaczego stany o masach 3095 MeV i 3684 MeV są takie wąskie. Poszukiwanie innych wąskich stanów produkowanych w zderzeniach e^+e^- dało wynik negatywny dla mas mniejszych od 9 GeV, to znaczy w całym zakresie mas produkowanych w istniejących pierścieniach akumulacyjnych. Na wykresie całkowitego przekroju czynnego $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})$ w funkcji całkowitej energii widać jeszcze tylko szeroki garb (lub garby) w okolicy 4,1—4,6 GeV. O „anomali” tej wiadomo tak mało, że otwarta jest kwestia czy obserwujemy tu szeroki stan rezonansowy, czy efekt progowy związany z otwarciem nieznanego kanału. Nie jest także absolutnie pewne, czy anomalia ta jest w ogóle związana z cząstkami 3095 i 3684.

Analiza rozpadów obu cząstek prowadzi natomiast do wniosku, że w zakresie energii 2,8 GeV—3,6 GeV istnieją co najmniej 3 stany pośrednie w kaskadowych rozpadach J/ψ . Jesteśmy więc być może na tropie całego widma stanów niezwykłego układu dynamicznego — hadronowego odpowiednika pozytonium. Być może system ten to „charmonium” sugerowane przez zwolenników symetrii SU(4) z jej „czwartym kwarkiem powabnym”. W samej rzeczy właśnie przewidywania tego modelu skłoniły do doświadczalnego poszukiwania wspomnianych stanów pośrednich. Jakościowo — przewidywania okazują się zdumiewająco trafne, ilościowo — są na tyle niedokładne, że trudno mówić obecnie o jednoznacznym potwierdzeniu tego modelu. Warto jednak dodać że nie dało dotąd żadnego rezultatu poszukiwanie cząstek o niezerowym „powabie”, na które czekają wolne miejsca w multipletach SU(4). Na korzyść zaś interpretacji cząstek J/ψ jako stanów „ortocharmonium” przemawia „wyjaśnienie” ich małych szerokości połówkowych przy pomocy tzw. reguły Zweiga — „wyjaśnienie”, bo z kolei sama ta reguła zdumiewająco dokładna fenomenologicznie, wciąż wymaga sama głębszego zrozumienia.

Zwolennicy drugiej, bardzo rozpowszechnionej interpretacji „kolorowej” również mają kłopoty, choć „modele kolorowe” pozwalają na razie na większą swobodę w operowaniu istniejącymi danymi. Powinno bowiem istnieć widmo wąskich stanów, w którym najłżejsze są oba znane stany J/ψ . Wszystkie te stany rozpadają się miałyby przede wszystkim z emisją fotonu. Doświadczenie niestety nie potwierdza żadnego z tych przewidywań.

Oczywiście, wre praca nad przystosowaniem istniejących modeli do danych doświadczalnych, ale nawet jeśli te modele prawidłowo wskazują ogólny kierunek poszukiwań teoretycznych, to właściwie cała dynamika „nowej fizyki cząstek elementarnych” czeka wciąż na wyjaśnienie.

Od ostatecznych wniosków co do natury stanów J/ψ jesteśmy jeszcze tak daleko, że w podsumowującym konferencję wystąpieniu J. D. Bjorken mógł wyrazić wątpliwość czy J/ψ są w ogóle hadronami!

Szczęśliwą okolicznością w tych poszukiwaniach jest wyraźnie wyczuwalny zgodny ich kierunek w tych dziedzinach fizyki cząstek elementarnych, które jeszcze do niedawna rozwijały się dość niezależnie od siebie. „Czwarty kwark powabny” jest dziś bardzo pożyteczny w próbach wyjaśniania własności stanów J/ψ , ale został zaproponowany już dawniej jako element budowy teorii słabych oddziaływań z prądami naładowanym i zachowującym dziwność prądami neutralnymi.

Doświadczalne potwierdzenie istnienia tych prądów było zresztą sensacją kilkanaście miesięcy temu. Dziś staramy się już czegoś dowiedzieć o ich strukturze czasoprzestrzennej (czy jest typu V-A) i izospinowej jaki (jest udział składowej izoskalarnej w prądzie). Dane przedstawione na sympozjum nie pozwalają na ilościowe wnioski w tej sprawie. Wydaje się tylko pewne, że dane można wytłumaczyć jednolitą teorią Weinberga z parametrem mieszania $\sin^2 \theta_w \cong 0,36 \pm 0,05$.

Poraz całkowitych przekrojów czynnych na produkcję hadronów i na produkcję par $\mu^+\mu^-$ w anihilacji e^+e^- : R , który w zakresie całkowitych energii $2 \text{ GeV} < E < 3 \text{ GeV}$ jest stały i $R \cong 2,5$ (w przybliżeniu — zgodnie z przewidywaniami konwencjonalnego modelu kolorowych partonów kwarkowych) gwałtownie rośnie w zakresie $3,5 \text{ GeV} < E < 5 \text{ GeV}$, aby

* Jest to chyba spowodowane sporami o pierwszeństwo odkrycia.

następnie ustalić się lub rosnąć tak powoli, że $5 < R < 6$ w całym zakresie energii $5 \text{ GeV} < E < 8 \text{ GeV}$. Gdyby skalowanie było ściśle spełnione, R powinno być stałe. Wzrost R oznacza więc być może pojawienie się nowej skali masy związanej z pobudzeniem nowych stopni swobody, ale najprostszy rozszerzony model kolorowych partonów kwarkowych przewiduje w tym obszarze $R = 10/3$. Jak już także wspomniano, poszukiwanie cząstek „powabnych”, w tym zakresie energii nie zostało dotąd uwieńczone sukcesem, a zależność średniej krotności cząstek naładowanych od energii również nie wykazuje w tym obszarze żadnej nieregularności, która mogła by być odbiciem efektu progowego.

Obserwuje się jednak w zderzeniach neutron i antyneutron z protonami szybkie pary $\mu^+\mu^-$, których rozkład pędów może świadczyć o produkcji i rozpadzie cząstek o niezerowym „powabiu”.

Wzrost R wskazuje być może także na przekroczenie progu produkcji nowego ciężkiego leptonu (wtedy mielibyśmy $R \cong 5$), który byłby odpowiedzialny za anomalną produkcję par $e\mu$ obserwowaną w zderzeniach e^+e^- .

Pojawia się pytanie, czy wszystkie te efekty mają jakąś wspólną przyczynę dynamiczną? Znalezienie trafnej odpowiedzi może być ogromnym krokiem naprzód w naszym rozumieniu dynamiki oddziaływań elementarnych.

W dziedzinie głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na nukleonach liczne nowe dane ze Stanford i z Batawii pozwoliły na sprawdzenie hipotezy „skalowania Bjorkena” funkcji struktury nukleonu w znacznie rozszerzonym obszarze kinematycznym. Z jednej strony imponująca jest trafność tej hipotezy zwłaszcza w zakresie dużych przekazów energii, z drugiej jednak pewne odstępstwa od skalowania są dziś bardziej widoczne niż jeszcze rok temu. Ponieważ ściśle skalowanie funkcji struktury ma być spełnione asymptotycznie dla bardzo wielkich przekazów czteropędu, nie jest sprawą oczywistą w jakim obszarze kinematycznym (np. ze względu na rolę procesów konkurencyjnych), w jakiej zmiennej i wreszcie z jaką dokładnością powinny wykazywać skalowanie dane dotąd nagromadzone. Kwestie te wymagają zarówno zebrania dokładniejszych danych, jak i bardziej szczegółowych studiów nad przyczynami łamania skalowania. Przy okazji warto zwrócić uwagę na (znane już zresztą dawniej) znakomite potwierdzenie prostych idei modelu kwarków w doświadczeniach wynikach nieelastycznego rozpraszania neutron i antyneutron na hadronach.

Nierezonansowe hadronowe stany końcowe reakcji anihilacji e^+e^- wykazują w miarę wzrostu energii coraz większe podobieństwo do stanów wielocząstkowych produkowanych w zderzeniach czysto hadronowych. W szczególności liczba produkowanych cząstek szybko malejąca ze wzrostem ich pędów od razu przywodzi na myśl analogiczne rozkłady w płaszczyźnie poprzecznej, które stanowią wciąż nierozwiązany problem zderzeń hadron-hadron. Jeśli dynamiczna przyczyna obu tych efektów jest taka sama, będzie ją być może łatwiej wysledzić w reakcji anihilacji e^+e^- , w której końcowy stan hadronowy rozwija się z bardzo prostego stanu początkowego. Przedstawione na Sympozjum dane ze SLAC świadczą o produkcji hadronów w snopach („jet structure”), co od razu prowokuje pytanie na temat skalowania w sensie Feynmana. Dane rzeczywiście można przedstawić w sposób silnie sugerujący skalowanie, ale sprawa wyboru zmiennej wciąż budzi wątpliwości.

Bardziej dokładną analizę utrudnia też sprawa neutralnych cząstek w stanie końcowym, które unoszą więcej energii niż sądzimy na podstawie analogii z procesami hadronowymi.

Opisane wyżej osiągnięcia zasługiwały na uwagę przede wszystkim ze względu na wpływ jaki wywrą na przyszły rozwój fizyki cząstek elementarnych. Nie może to jednak przesłaniać faktu, że zostało przedstawione mnóstwo doskonałych wyników i z innych dziedzin. Dużą część konferencji była bowiem poświęcona tematowi bardziej tradycyjnym, które w latach poprzednich stanowiły trzon programu sympozjów „Elektronowo-Fotonowych” i nadal intensywnie się rozwijają. Warto tu wymienić foto- i elektroprodukcję hadronów, a w szczególności rezonansów barionowych, a to ze względu na zastanawiająco trafne przewidywania elektromagnetycznych sprzężeń tych rezonansów w modelu kwarków z symetrią $SU(6)_w$.

Obraz sympozjum nie byłby wreszcie kompletny, gdyby nie wspomnieć o nadal prowadzonych pomiarach, których celem jest sprawdzenie przewidywań elektrodynamiki kwantowej

z niespotykaną już dzisiaj w innych działach fizyki cząstek elementarnych dokładnością 6 lub 7 pewnych cyfr znaczących. Elektrodynamika nadal wychodzi zwycięsko z konfrontacji jej przewidywań z pomiarami. Można tylko podzielać żal, wyrażony na sympozjum, że wzrastająca wciąż dokładność tych pięknych doświadczeń zmusi nas wreszcie do uwzględniania oddziaływań nie opisywanych przez elektrodynamikę kwantową — a to będzie podzwonnym dla tych pomiarów.

Zbierając na zakończenie Sympozjum gratulacje z powodu znakomitego spotkania, przewodniczący komitetu organizacyjnego, prof. J. Ballam odpowiadał, że łatwo urządzić dobrą konferencję, gdy można na niej przedstawić tyle dobrej fizyki. Kokieterijne to stwierdzenie nie może zmniejszyć roli całego zespołu organizacyjnego, którego ogromna i niezwykle efektywna (choć nieefektowna praca) nie dopuściła ani na chwilę do spadku „naukowej temperatury” sympozjum.

Andrzej Jurewicz

Energia a Fizyka

III Ogólna Konferencja Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w Bukareszcie

W dniach od 9 do 12 września 1975 roku w rumuńskim Narodowym Centrum Fizyki pod Bukaresztem odbyła się III Ogólna Konferencja Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS). Patronat nad Konferencją objął prezydent Rumunii N. Ceaucescu. Uczestniczyło w niej 750 fizyków z 27 krajów. Konferencja została zorganizowana przez EPS i Rumuński Narodowy Komitet Fizyki, jej przewodniczącym był dyrektor bukareszteńskiego Instytutu Fizyki Atomowej I. Ursu, przewodniczącym komisji programowej — prezydent EPS H. B. G. Casimir. Była to pierwsza ogólna konferencja EPS poświęcona konkretnemu tematowi.

Kilkanaście referatów plenarnych zostało wygłoszonych przez fizyków i ekonomistów na posiedzeniach przedpołudniowych. Tytuły dwóch przykładowo wybranych wykładów, *Transport i magazynowanie energii* wygłoszonego przez G. Marchettiego z Laxembourg oraz *Energia, grawitacja i kosmologia* wygłoszonego przez A. Trautmana z Uniwersytetu Warszawskiego wskazują, jak szeroki wachlarz problemów był poruszany na tych posiedzeniach. P. L. Kapica w inauguracyjnym wystąpieniu pt. *Energia a fizyka* podkreślił konieczność zrozumienia tych praw fizyki rządzących przemianami i przekazem energii, które nie zostały dotychczas dostatecznie opracowane. Siłą rzeczy jednak, większość wystąpień plenarnych poświęcona była nie prawom fizyki, lecz takim zagadnieniom jak konieczności opracowania strategii energetycznych, nierównomierności w konsumpcji energii pomiędzy krajami rozwiniętymi a rozwijającymi się, a zwłaszcza efektywności rozmaitych źródeł energii. Najbogatszym, bo praktycznie nieograniczonym źródłem energii jest Słońce. Energia słoneczna, ze względu na swe rozproszenie, jest jednak trudna w użytkowaniu, poza specjalnymi zastosowaniami np. w satelitach. Wykorzystywanie energii słonecznej na dużą skalę budzi również pewne obawy związane z możliwością zmiany klimatu. Także z punktu widzenia łatwości transportu bardziej efektywne obecnie wydają się być inne źródła energii; przewiduje się, że energia słoneczna może stać się konkurencyjna w tym aspekcie dla energii jądrowej nie wcześniej niż w roku 3050. Jak wielokrotnie podkreślano, „wszystkie nasze nadzieje są w energii jądrowej”, następnej z kolei, jeśli idzie o zasoby, po energii słonecznej. Poważnym argumentem przemawiającym za tym źródłem energii jest to, iż stanowi ona dużo mniejsze niebezpieczeństwo z ekologicznego punktu widzenia niż tradycyjne źródła energii takie jak węgiel i ropa naftowa. Lecz właśnie zwiększenie efektywności wykorzystania energii jądrowej pozostaje od kilkudziesięciu lat zadaniem do rozwiązania dla fizyków, zadaniem polegającym na lepszym zrozumieniu fizyki procesów termojądrowych.

V. F. Weisskopf na specjalnym wieczornym posiedzeniu wygłosił wykład poświęcony pamięci Cecila Powella. To piękne wystąpienie poświęcone było celom i granicom nauki, miejscu nauki w świecie, oraz motywacji zajmowania się nauką.

Popołudniowe posiedzenia konferencji odbywały się równoległe w następujących sekcjach: fizyka cząstek elementarnych, energia w astrofizyce, zagadnienia wielu ciał, fizyka jądrowa, transport i magazynowanie energii, użytkowanie energii słonecznej oraz strategie energetyczne.

Znamiennie jest, że wśród polskich uczestników konferencji (14 osób) nie było osoby aktywnej zajmującej się tak ważnym zagadnieniem jak strategie energetyczne, a także innymi zagadnieniami o charakterze bardziej ekonomicznym, bądź pragmatycznym, jak np. wykorzystanie energii słonecznej. Przedstawiciele naszego kraju brali natomiast czynny udział w pracach sekcji o charakterze podstawowym, m. in. wygłaszając tu dwa referaty. W sekcji fizyki jądrowej referat o powierzchni energii potencjalnej jądra atomowego i poszukiwaniu nowych pierwiastków wygłosił Z. Szymański z Instytutu Badań Jądrowych. W sekcji astrofizycznej W. Kopczyński z Uniwersytetu Warszawskiego mówił o roli spinu we wczesnym stadium rozwoju Wszechświata.

Konferencja zakończyła się referatem H. B. G. Casimira, który przedstawił historię pojęcia energii w fizyce.

Plenarne referaty wygłoszone na konferencji zostaną opublikowane w całości, pozostałe zaś w streszczeniach, w materiałach konferencji. Krótkie omówienia wszystkich wystąpień będą opublikowane w „Europhysics Conference Abstracts”, nowym czasopiśmie Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

Wojciech Kopczyński

XIII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej „Ostatnie osiągnięcia kwantowej teorii pola i jej zastosowania w fizyce hadronów” w Karpaczu

Tradycyjnie (po raz 13!) w drugiej połowie lutego (od 17. do 29.) Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego zorganizował Zimową Szkołę Fizyki Teoretycznej. Tegoroczna Szkoła była poświęcona kwantowej teorii pola. Dyrektorem Szkoły był prof. Jerzy Lukierski, a Komitet Organizacyjny składał się z młodych pracowników Instytutu.

Zgodnie ze specyfiką Szkoły, poszczególnym tematom poświęcono krótkie cykle wykładów wygłoszonych przez zaproszonych fizyków zagranicznych i polskich:

Konforemnie niezmiennicza kwantowa teoria pola — wykładowcy: W. Rühl (Kaiserslautern, RFN), A. H. Völkel (Berlin Zachodni), J. Lukierski (Wrocław),

Supersymetrie — S. Ferrara (Paryż), J. Łopuszański (Wrocław),

Renormalizacja teorii nierenormalizowalnych i skalowanie w kwantowej teorii pola — F. Jegerlehner (Bielefeld, RFN),

Teorie nieabelowych pól gauge — M. Dresden (Nowy Jork), M. Noga (Bratysława),

Cząstki niestabilne — L. Fonda (Triest),

Stabilności próżni i uwiecznienie cząstek — R. Rivers (Londyn),

Zastosowania teorii grup w kwantowej teorii pola — A. Bogush (Mińsk).

Ponadto odbyło się szereg pojedynczych wykładów i wieczornych seminariów poświęconych innym bieżącym zagadnieniom kwantowej teorii pola.

Ogółem w Szkole brało udział 78 fizyków, w tym 21 z zagranicy.

W tym roku wyjątkowo dobrze dopisała pogoda, a dobre warunki narciarskie stanowiły dodatkową atrakcję Szkoły.

Zgodnie z opiniami zagranicznych uczestników Szkoła reprezentowała wysoki poziom naukowy, a ciepła i niepowtarzalna atmosfera stwarzała znakomite warunki do nawiązywania bliskich kontaktów naukowych i wymiany poglądów.

Jan Łopuszański

L. D. Landau, E. M. Lifszyc: **Mechanika kwantowa** (tłumaczył z języka rosyjskiego Jędrzej Jędrzejewski), PWN, Warszawa 1975, str. 348, cena zł 35.—

Staraniem PWN ukazał się drugi tom trzytomowego krótkiego kursu fizyki teoretycznej L. D. Landaua i E. M. Lifszyc, zatytułowany *Mechanika kwantowa*. Przypomnijmy, że pierwszy tom kursu, pod tytułem *Mechanika. Elektrodynamika* ukazał się w roku 1972, a trzeci tom *Fizyka makroskopowa* jest przygotowywany do druku.

Książka składa się z dwóch części, napisanych przez E. M. Lifszyc, z których pierwsza — nierelatywistyczna teoria kwantowa — w oparciu o książkę *Mechanika kwantowa* L. D. Landaua i E. M. Lifszyc, a druga — teoria relatywistyczna — w oparciu o *Relatywistyczną teorię kwantów* W. B. Bieresteckiego, E. M. Lifszyc i L. P. Pitajewskiego. O ile jednak obydwie te książki, stanowiące trzeci i czwarty tom pełnego kursu fizyki teoretycznej adresowane były głównie do fizyków teoretyków, to krótki kurs fizyki teoretycznej pomyślany jest przede wszystkim jako podręcznik studencki, służący odmiennym celom.

Część pierwsza — teoria nierelatywistyczna — zawiera rozdziały omawiające podstawowe pojęcia mechaniki kwantowej, równanie Schrödingera, rachunek zaburzeń, spin i statystykę oraz teorię atomu i cząsteczki dwuatomowej, a także teorię zderzeń. Niektóre zagadnienia zajmujące całe rozdziały w pełnym kursie zostały omówione w pojedynczych paragrafach obecnego wydania (np.: ruch w polu o symetrii sferycznej, przybliżenie quasi-klasyczne, ruch w polu magnetycznym), inne zaś zostały w ogóle pominięte (np: teoria symetrii, cząsteczki wieloatomowe). Tak znaczna redukcja materiału zmusiła autora do napisania na nowo przeważającej części tekstu. Pragnę podkreślić, że uproszczenia osiągnięto rezygnując z dużej liczby szczegółów i zagadnień czysto technicznych, przez co wykład zyskał zdecydowanie na przejrzystości i czytelności; autor nie dopuścił przy tym do takich uproszczeń, które można by otrzymać kosztem wypaczenia pewnych pojęć.

Jednocześnie zmniejszono liczbę zadań ilustrujących poszczególne zagadnienia: z uwagi na dydaktyczny cel podręcznika ta modyfikacja nie wydaje się korzystna.

Druga część książki — teoria relatywistyczna — została napisana całkowicie na nowo i składa się z rozdziałów omawiających kwantową teorię swobodnego pola elektromagnetycznego, równanie Kleina-Gordona (zwane tu równaniem Kleina-Focka), równanie Diraca dla elektronu swobodnego i w polu zewnętrznym, cząstki i antycząstki a także kwantową teorię promieniowania. Ostatni rozdział zawiera wprowadzenie w technikę diagramów Feynmana.

Cała druga część pomyślana jest jako prezentacja przesłanek fizycznych i logicznej struktury teorii; zrezygnowano całkowicie z przeprowadzania jakiegokolwiek obliczeń. Podkreślając w ten sposób stronę pojęciową autor przygotowuje czytelnika do lektury bardziej zaawansowanych podręczników omawiających relatywistyczną teorię kwantów.

W całości książka L. D. Landaua i E. M. Lifszyc jest wartościowym podręcznikiem przekazującym czytelnikowi wiedzę znacznie przekraczającą zakres wykładu z mechaniki kwantowej I.

Książka ukazała się w dobrym przekładzie Jędrzeja Jędrzejewskiego i starannym wydaniu PWN. Pewnym mankamentem wydaje się zachowanie przez wydawcę oryginalnego oznaczenia $[A B]$ dla iloczynu wektorowego wektorów A i B .

Mikołaj Sawicki

M. N. Rudden, J. Wilson: **Elementy fizyki ciała stałego** (tłumaczyli z języka angielskiego E. Pietras, O. Korcowa), PWN, Warszawa 1975, str. 209, cena zł 26.—

Bardzo szerokie elektroniczne zastosowania półprzewodników i magnetyków rodzą potrzebę książek, które by krótko i przystępnie wprowadzały nieprzygotowanego czytelnika w te zagadnienia. Taki cel ma tłumaczona z angielskiego książka M. N. Ruddena i J. Wilsona

pt. *Elementy fizyki ciała stałego*. Książka ogranicza się do zagadnień najważniejszych z punktu widzenia zastosowań: podstawowych wiadomości o budowie kryształów, elektrycznych i optycznych własnościach półprzewodników, prostych przyrządach półprzewodnikowych i elementach fizyki magnetyków. Ponieważ znajomość podstawowych pojęć mechaniki kwantowej nie jest jeszcze powszechna, autorzy — jak zwykle przy pisaniu takich książek — stają przed koniecznością wyboru pomiędzy „prawdą” a „poglądowością”. Decyzja ich jest niemal jednoznaczna, wybierają drugą z ewentualności. Dlatego pozycja ta jest moim zdaniem mało przydatna dla studentów fizyki czy elektroniki, natomiast może z wielkim powodzeniem służyć ludziom, którzy tylko posługują się przyrządami półprzewodnikowymi, a chcą rozumieć techniczne podstawy ich działania.

Książka napisana jest dobrze, jasno i przejrzyście. Tylko niewiele fragmentów odbiega od ogólnego poziomu. Dotyczy to przede wszystkim zależności oporu półprzewodników od temperatury (4. 6. 2), a także niektórych fragmentów o marginesowym znaczeniu, jak np. błędy ułożenia (3. 9. 3). Zdumiewa poza tym niesłychanie rygorystyczne trzymanie się układu SI: wszystkie energie podawane są w attodżulach, nawet bez sposobu przeliczania ich na stosowane dotąd powszechnie elektronowolty.

Z przykrością trzeba stwierdzić, że zarówno tłumaczenie, jak i redakcyjne opracowanie książki pozostawia wiele do życzenia. Można znaleźć lapsusy typu „klisz w światłoczułych kasetach” (str. 68), „depopulacji poziomów” (str. 57) czy „14 unikalnych sieci krystalicznych” (str. 71). Dotyczy to także rysunków, na przykład na rys. 5. 22 zamiast „odwrotność przenikalności magnetycznej” wydrukowano „przenikalność magnetyczna”, co nieprzygotowanemu czytelnikowi uniemożliwia zrozumienie większego fragmentu tekstu.

Jerzy Ginter

H. Szydłowski: *Pracownia fizyczna*, PWN, Warszawa 1975, str. 633, cena zł 65.—

Książka H. Szydłowskiego jest podsumowaniem kilkuletniej pracy nad unowocześnieniem I pracowni fizycznej w szkołach wyższych. O pracy tej czytelnicy *Postępów Fizyki* mogli się dowiedzieć z szeregu artykułów, w których autor przedstawił nowe, bardzo pomysłowe zadania oraz wysuwał swoje propozycje odnośnie programu i nowoczesnej organizacji I pracowni. Podręcznik wydany w formie książkowej przeznaczony jest dla studentów fizyki na uniwersytetach oraz dla studiujących niektóre kierunki w wyższych szkołach technicznych. Wydaje się natomiast zbyt trudny dla studentów, dla których fizyka jest przedmiotem pomocniczym, dla biologów, geografów itp.

Książka zawiera opisy 140 zadań eksperymentalnych z zakresu mechaniki, akustyki, ciepła i fizyki molekularnej, elektrostatyki, elektromagnetyki, elektroniki, optyki.

Jest wśród nich pewna liczba ćwiczeń starych, już klasycznych, które można znaleźć prawie we wszystkich uniwersyteckich pracowniach a ich opisy w licznych skryptach i podręcznikach. Wiele jest jednak ciekawych zadań nowych, które autor sam ustawił według własnego pomysłu lub korzystając z pomysłów innych fizyków, których cytuje w przedmowie. Szereg zadań zaczerpnięto ze współczesnych pracowni uniwersyteckich rosyjskich, angielskich, czeskich i niemieckich. Z przedmowy autora można wnieść, że większość opisanych przez niego zadań znajduje się w stanie czynnym w pracowni UAM w Poznaniu. Opisy kilku zadań nie wprowadzonych dotychczas w tej pracowni są oparte na opisach oryginalnych i sprawdzane przez autora w działaniu w ośrodkach, z których je zaczerpnięto.

Pierwszy rozdział poświęcony jest definicjom wielkości fizycznych, jednostkom, metodom opracowania wyników pomiarów oraz opisowi podstawowych przyrządów pomiarowych, używanych w wielu doświadczeniach. Następne rozdziały to kolejno zadania z mechaniki, akustyki... itd. Wewnątrz każdego rozdziału zadania pogrupowane są tematycznie. Poszczególne grupy są na ogół poprzedzone wspólnym wstępem teoretycznym. Każde zadanie zaczyna się od podania celu pomiarów, oraz odsyła do literatury podręcznikowej. Zawiera następnie

wprowadzenie teoretyczne, zwięzły opis aparatury i sposób wykonania pomiaru, wreszcie wskazówki dla dokonania obliczeń i analizy błęd. Na końcu książki zamieszczone są tablice fizyczne zawierające najpotrzebniejsze w pracowni dane oraz dwa skorowidze — skorowidz zagadnień teoretycznych oraz skorowidz aparatury i doświadczeń.

O wartości książki decyduje przede wszystkim bogaty tak pod względem liczby jak i atrakcyjnej tematyki dobór zadań, przewyższający pod obu tymi względami istniejące u nas dotychczas podręczniki do ćwiczeń fizycznych (Dryński, Zawadzki, Lubieniecka). Tematyka zadań jest nowoczesna i dostosowana do wymagań współczesnej fizyki.

Budzi pewne zastrzeżenia nadmierna zwięzłość opisów aparatury i sposobu wykonania pomiarów. Przeciętny (trójkowy) student będzie musiał oprócz omawianego podręcznika korzystać jeszcze ze szczegółowych instrukcji, wydatnej pomocy prowadzącego ćwiczenia, a najczęściej — z opracowań kolegów, którzy już dane ćwiczenia przerobili.

Poważniejsze zastrzeżenia nasuwają się w związku ze ścisłością i poprawnością sformułowań i rozumowań w teoretycznych partiach podręcznika. Pod tym względem książka jest raczej niedopracowana. Świadczyć o tym mogą poniższe przykłady.

W rozdziale dotyczącym wielkości fizycznych i ich jednostek autor pisze, „... sekunda jest czasem, w którym następuje 9192631770 przejść pomiędzy wymienionymi poziomami”. Prawdopodobnie należy powiedzieć: sekunda równa się 9192631770 okresom fali elektromagnetycznej, emitowanej podczas przejścia atomu pomiędzy wymienionymi poziomami. W tymże miejscu błąd, prawdopodobnie drukarski: podstawowy stan atomu cezu jest $^2S_{1/2}$ a nie $2S_{1/2}$.

W dalszym ciągu tego rozdziału dziwi całkowity brak rozróżnienia między wielkościami wektorialnymi i skalarnymi. Zdanie „Przesunięcie elektryczne D jest proporcjonalne do natężenia pola E ” (str. 25) wymaga uzupełnienia, że chodzi o ośrodki izotropowe. Podobnie błędne jest zdanie „... Istnieje proporcjonalność między indukcją magnetyczną i natężeniem pola magnetycznego H ” (str. 26). Nawet w ośrodkach izotropowych μ jest na ogół funkcją H , więc nie ma proporcjonalności.

Zdanie „Zgodnie z I zasadą termodynamiki energia cieplna jest jedną z form energii....” (str. 34) należałoby przereklamować zgodnie z obecnie przyjętym rozumieniem terminu „ciepło”.

Na str. 39 autor pisze „Wartość najmniejszej działki, czyli odległość między sąsiednimi kreskami na skali przyrządu lub jej ułamek określony klasą przyrządu nazywać będziemy dokładnością ΔX ... dokładność odczytu może być dodatnia lub ujemna $\mp \Delta X$ ”. Na ogół uważa się, że błąd może być dodatni lub ujemny, dokładność wyraża się liczbą bezwzględna. Zresztą sam zapis $\mp \Delta X$ jest celowy tylko w przypadku, gdy ΔX jest liczbą bezwzględna.

Na str. 41 znajdujemy zdanie „W każdej rzeczywistej serii pomiarów możliwe są tylko wyniki, których wartość liczbowa miary jest równa całkowitej liczbie działek przyrządu pomiarowego”. Każdy eksperymentator odczytuje zupełnie dobrze z dokładnością do 0,2 podziałki.

Rozumowanie na str. 44 miało, zdaje się, być dowodem, na to, że średnia arytmetyczna jest wartością najprawdopodobniejszą. Jest jednak zredagowane w sposób zupełnie niejasny i niezrozumiały.

Na str. 492, 493 autor usiłuje wyjaśnić rozchodzenie się fal elektromagnetycznych. Wyjaśnienie to nie jest poprawne: w dodatku rysunki nie zgadzają się z tekstem.

Na str. 151 z równań $h = v_0 t - 1/2 a t^2$ i $a = -v_0/t$ autor otrzymuje $h = v_0 t/2$ chociaż prosty rachunek daje $h = 3/2 v_0 t$. Oczywiście pomyłone zostało „przyspieszenie” z „opóźnieniem”.

Na str. 325 znajdujemy zdania „... prądy wpływające oznaczamy znakiem $+$, a wypływające znakiem $-$ ” i zaraz obok: Suma prądów wpływających do węzła jest równa zeru”.

Przytoczone przykłady, które zresztą można by jeszcze mnożyć, nie mogą podważyć naistotniejszej wartości książki, którą stanowi bogactwo atrakcyjnych, nowoczesnych i pomysłowych zadań laboratoryjnych. Wydaje się, że książka zyskałaby na usunięciu większości rozważań i wyprowadzeń teoretycznych, które w podręczniku tego typu nie mogą być opracowane na właściwym poziomie, a na rozszerzeniu w to miejsce opisów aparatury i ćwiczeń eksperymentalnych.

Danuta Stachórska

Wanda Leyko: *Zarys biofizyki*. PWN, Warszawa 1973, str. 277, cena zł 45.—

Bardzo często po zakończeniu egzaminów wstępnych członkowie komisji opowiadają sobie co zabawniejsze odpowiedzi. Stwierdzenie, że śmierć cieplna Wszechświata następuje w momencie śmierci człowieka zaliczono by do takich odpowiedzi. Sytuacja jest o wiele mniej zabawna, jeżeli tego typu stwierdzenia znajdują się w podręcznikach akademickich. Oto bowiem na str. 10 *Zarysu biofizyki*, podręcznika dla IV roku studentów biochemii i medycyny, wydanego przez PWN czytamy: „Jeśli człowieka łącznie z jego otoczeniem uważać za układ zamknięty, to stan o maksymalnej entropii zostanie osiągnięty w momencie śmierci”. Gdyby to zdanie było jedyną słabą stroną książki, to można by to potknięcie uznać za nieistotne i skorygować je przy najbliższej okazji. Mamy niestety znacznie więcej zastrzeżeń i to zastrzeżeń bardziej poważnych. Ograniczymy się jedynie do części książki traktującej o fizyce, ocenę reszty pozostawiamy biofizykom.

Właściwie już pierwszy rozdział dyskwalifikuje tę książkę całkowicie. Pomijając nieścisłości i potknięcia stylistyczne, autorka myli podstawowe pojęcia termodynamiczne, nie różniąc, na przykład, przekazu energii na sposób ciepła od zmian energii wewnętrznej. Różnienie to leży u podstaw pojęcia entropii. I tak według autorki I zasada termodynamiki brzmi: „że ciepło jest jedną z form energii i że dla układu zamkniętego całkowita energia, tj. suma energii cieplnej i mechanicznej lub elektrycznej, jest wielkością stałą”. To sformułowanie jest po prostu błędne. Tak sądzono w średniowieczu, gdy panowała teoria ciepłika. Nie wymieniamy pozostałych licznych błędów, na jakie natknęliśmy się w pierwszym rozdziale. Szereg błędów i nieścisłości zauważyliśmy w kolejnych rozdziałach poświęconych termodynamice procesów biologicznych, zarysowi teorii informacji, zjawiskom elektrokinetycznym i własnościom optycznym. Na przykład na str. 73 autorka pisze: „Współczynnik załamania jednego ośrodka względem innego zależy od długości fali i jest większy dla fal krótszych”, a na str. 99: „Tak na przykład rozżarzone ciało wysyła promieniowanie o określonej długości fali”. Oba te stwierdzenia są błędne.

Z wielkim zdziwieniem w środku książki trafiliśmy na rozdział 8 „Elementy mechaniki”. Z merytorycznego punktu widzenia ten 54-stronicowy rozdział nie budzi prawie żadnych zastrzeżeń. Jest to wykład mechaniki typu politechnicznego zaczynający się od kinematyki, a kończący na dynamice ciała sztywnego. W dalszych częściach książki autorka powołuje się tylko raz na jeden wzór z tego rozdziału i to w dodatku myląc relatywistyczne pojęcie pędu z pojęciem nierelatywistycznym. Zastanawia nas cel jaki przyświecał autorce przy umieszczeniu tego materiału w podręczniku biofizyki (włącznie z trzema prawami Keplera ruchu planet!) a także dziwi i niepokoi nas bardzo wykryta przez nas zbieżność treści tego rozdziału z podręcznikiem *Mechaniki ogólnej*, Jerzego Leyko (PWN, Warszawa 1969). Obszerne fragmenty tekstu, większość rysunków i wzorów zostało zaczerpniętych z tego podręcznika bez powoływania się na źródło.

Trzy ostatnie rozdziały poświęcone elementom budowy atomu, teorii kwantów, promieniowaniu jonizującemu i biologicznemu działaniu promieniowania jonizującego podobnie jak pierwsze pięć rozdziałów zawierają wiele błędów i nieścisłości. Dla przykładu na str. 212 znajdujemy zdanie: „Foton, który ma energię ok. 1 MeV, można więc przedstawić, zgodnie z prawem Einsteina, jako dwie cząstki o masie równej masie elektronu”. Ogólnie mówiąc, zjawiska kwantowe zostały w książce przedstawione w sposób staroświecki, według stanu wiedzy sprzed 50 lat.

Szkoda, że liczne i podstawowe błędy nie zostały zauważone przez recenzentów lub w trakcie redakcyjnego opracowania książki. Zdajemy sobie sprawę z tego, że na polskim rynku księgarskim brak jest książek z biofizyki. Nie mamy też wątpliwości, że bardzo trudno jest napisać taką książkę. Zła książka przynosi jednak znacznie więcej strat niż pożytku. Naszym zdaniem *Zarys biofizyki* nie powinien być trafić do rąk studentów.

I. Białynicki-Birula
M. Demiański

Odpowiedź na recenzję podręcznika „Zarys biofizyki“

W związku z otrzymanym odpisem recenzji Iwo Białynickiego-Biruli i Marka Demiańskiego przedstawiam moje ustosunkowanie do podanych w tej recenzji uwag krytycznych.

1) Zdanie podane na str. 10 — „Jeśli człowieka łącznie z jego otoczeniem uważać za układ zamknięty, to stan o maksymalnej entropii zostanie osiągnięty w momencie śmierci“ oparte jest na następującym cytacie Schrödingera, znanego twórcy mechaniki falowej, z jego książki *What is life?* (New York 1945, Cambridge, Univ. Press):

„Każdy proces, każde zjawisko, każde zdarzenie, nazwijcie to jak chcecie — krótko mówiąc — wszystko co się dzieje w przyrodzie oznacza wzrost entropii w tej części świata, gdzie to się dzieje, także żyjący organizm nieprzerwanie powiększa swoją entropię — albo innymi słowy, produkuje on dodatnią entropię i w ten sposób zbliża się do niebezpiecznego stanu maksymalnej entropii, która oznacza śmierć“. Ten klasyczny cytat przytoczony jest także na str. 124 w rozdziale „Termodynamika“ podręcznika *Podstawy biofizyki* pod redakcją A. Pilawskiego, PZWL, 1973.

2) W podręczniku podano następujące sformułowanie I zasady termodynamiki (str. 9) — „I zasada termodynamiki, zasada zachowania energii (Robert Mayer, 1842) mówi, że ciepło jest jedną z form energii i że dla układu zamkniętego całkowita energia, tj. suma energii cieplnej i mechanicznej lub elektrycznej jest wielkością stałą“, które zdaniem recenzenta jest błędne. Zamieszczone jest ono jednak w identycznym brzmieniu w podręczniku G. Joosa *Lehrbuch der theoretischen Physik*, Akademische Verlagsgesellschaft, Geest, Portig K-G, Leipzig 1950, str. 437, które przytaczam

§ 1 Formulierung des I. Hauptsatzes

Das erste Hauptsatz macht eine Aussage über das Wesen der Wärme. Er behauptet, dass eine Wärmemenge eine Form der Energie darstellt und dass für ein abgeschlossenes System der gesamte Energievorrat also die Summe aus Wärmeenergie und mechanischer oder elektrischer Energie konstant ist (Prinzip der Erhaltung der Energie, Robert Mayer 1842).

3) Podane na str. 73 stwierdzenie „Współczynnik załamania jednego ośrodka względem innego zależy od długości fali i jest większy dla fal krótszych“ powinno być sformułowane „Współczynnik załamania zależy od długości fali i jest większy dla fal krótszych“. Jest to oparte m. in. na podręczniku J. Adamczewskiego *Fizyka medyczna i elementy biofizyki*, Wyd. V, PZWL, Warszawa 1967, gdzie na str. 225 podano: „Opierając się na otrzymanej doświadczalnie postaci widma ciągłego i na wzorze teoretycznym, możemy łatwo dojść do wniosku, że każdej długości fali odpowiada inny współczynnik załamania i że wartość tego współczynnika jest największa dla światła fioletowego, a najmniejsza dla światła czerwonego. Można również przytoczyć podręcznik D. Hallidaya, R. Resnicka, tom 2 (PWN, W-wa 1972), gdzie na str. 437 rys. 41—2 podane są współczynniki załamania topionego kwarcu względem próżni w funkcji długości fali.

4) Podane na str. 99 stwierdzenie „Tak na przykład rozżarzone ciało wysyła promieniowanie o określonej długości fali (rozd. 9)“ jest niezręcznym sformułowaniem, gdyż powinno być, że wysyła promieniowanie o maksymalnej zdolności emisyjnej przy określonej długości fali. W tym miejscu odwołano się do rozdz. 9, w którym z rys. 148 wynika, że promieniowanie ciała doskonale czarnego ma widmo ciągłe.

5) Umieszczony w rozdz. 8 wykład mechaniki rozpoczynający się od kinematyki a kończący się na dynamice ciała stałego nie jest wykładem typu politechnicznego, a dość ogólnie przyjętym sposobem przedstawiania powyższego materiału w podręcznikach fizyki lub mechaniki teoretycznej. Opanowanie podanych elementów mechaniki, łącznie z prawami ruchu planet, jest niezbędne dla zrozumienia elementów budowy atomu.

6) Elementy budowy materii zostały podane w zakresie przewidzianym przez ramowy program nauczania biofizyki na wydziałach lekarskich Akademii Medycznych, zatwierdzony

w Ministerstwie Zdrowia i Opieki Społecznej w 1968 r. Program ten zakłada, że czytelnik ma wiadomości z matematyki, fizyki, chemii i biologii w zakresie szkoły średniej.

Nadmieniam, że moja odpowiedź jest ustosunkowaniem się do konkretnych uwag zawartych w recenzji, natomiast co do innych zastrzeżeń Recenzentów nie mogę wypowiedzieć się, gdyż mają one charakter ogólnikowy.

Wanda Leyko

List do Redakcji

O pewnej nieściśłości popełnianej przy omawianiu oscylatora tłumionego

W wielu podręcznikach, także akademickich, przy omawianiu aperiodycznych drgań tłumionych stwierdza się, iż układ wyprowadzony z położenia równowagi asymptotycznie przybliży się do tego położenia nie wykonując przy tym drgań [1, 2].

Tymczasem przy pewnych warunkach początkowych układ może raz przejść przez położenie równowagi, aby później nieograniczenie przybliżyć się do niego z drugiej strony.

W interesującym nas przypadku rozwiązanie równania

$$\ddot{x} + 2\mu\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (1)$$

spełniające warunki początkowe $x(0) = x_0, \dot{x}(0) = v_0$ ma postać

$$x = -\frac{v_0 + \lambda_2 x_0}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_1 t} + \frac{v_0 + \lambda_1 x_0}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t}, \quad (2)$$

gdzie

$$\lambda_1 = \mu + \sqrt{\mu^2 - \omega_0^2}, \quad \lambda_2 = \mu - \sqrt{\mu^2 - \omega_0^2}, \quad \mu^2 - \omega_0^2 > 0 \text{ i } \lambda_1 > \lambda_2 > 0. \quad (3)$$

Przyrównując (2) do zera znajdujemy $t = t'$, w którym układ przechodzi przez położenie spoczynkowe z jednej strony na drugą

$$t' = \frac{\ln \frac{v_0 + \lambda_2 x_0}{v_0 + \lambda_1 x_0}}{\lambda_1 - \lambda_2}. \quad (4)$$

Dla $t' \in (0, +\infty)$ jest to możliwe, gdy

$$x_0 \neq 0 \text{ i } \frac{v_0}{x_0} < -\lambda_1. \quad (5)$$

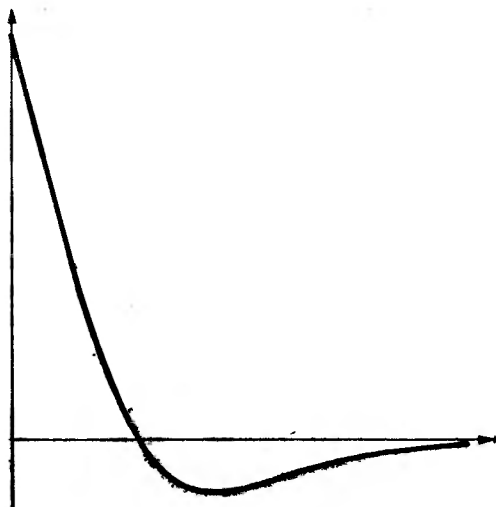
Na rysunku przedstawiono oscylogram zmian napięcia na okładkach kondensatora w obwodzie RLC odpowiadający aperiodycznym drganiom tłumionym przy $x_0 > 0$.

Także w przypadku granicznym ($\mu = \omega_0, \lambda_1 = \lambda_2 = \mu$) opisywanym przez funkcję

$$x = e^{-\mu t} [(v_0 + \mu x_0)t + x_0] \quad (6)$$

może istnieć taki moment $t = t'$

$$t' = -\frac{x_0}{v_0 + \mu x_0}, \quad (7)$$



Oscylogram zmian napięcia na okładkach kondensatora w obwodzie RLC (przypadek aperiodyczny)

dla którego wychylenie przyjmuje wartość zero. W tym przypadku układ może raz przejść przez położenie równowagi, gdy

$$x_0 \neq 0 \text{ i } \frac{v_0}{x_0} < -\mu. \quad (8)$$

Warto tu zauważyć, że podobnie jak dla warunków początkowych, przy których oscylator nie przechodzi przez położenie równowagi, tak i dla omówionych wyżej, krzywa $x = x(t)$ posiada tylko jedno ekstremum. W przypadku aperiodycznym przypada ono dla

$$t'' = t' + \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (4')$$

zaś w przypadku granicznym — dla

$$t'' = t' + \frac{1}{\mu}. \quad (7')$$

W związku z tym zarówno postawiony w [3] problem, jak i zamieszczony rysunek są błędne

Henryk Piersa
Zakład Fizyki KUL, Lublin

Literatura

- [1] G. Białkowski, *Mechanika klasyczna*, PWN, Warszawa 1975, str. 233—234.
 [2] L. Landau, E. Lifszic, *Mechanika*, PWN, Warszawa 1961, str. 103—105.
 [3] L. G. Grieczko i in. *Zadania z fizyki teoretycznej*, PWN, Warszawa 1975, str. 21, zad. I.19.

PTF

Oddział Gliwicki

Na Walnym Zebraniu w dniu 13 marca 1976 r. zostały wybrane nowe władze Oddziału:

przewodniczący — Andrzej Zastawny,
zastępca przewodniczącego — Franciszek Kumasza,
sekretarz — Krystyna Skrodzka,
skarbnik — Krzysztof Wojtowicz,
referent d/s współpracy z przemysłem — Roman Kolano,
referent d/s prelekcji dla młodzieży — Andrzej Sycz,
referent d/s nauki — Michał Kobyliński,
członkowie Zarządu — Lidia Opilska i Olga Delektka.

W okresie ostatnich dwóch lat odbyło się 7 posiedzeń naukowych, organizowanych wspólnie z Instytutem Fizyki Politechniki Śląskiej lub z Oddziałem Katowickim Polskiego Towarzystwa Astronautycznego. W zakresie działalności dydaktycznej Oddział zorganizował prelekcje dla młodzieży szkół średnich, a w klubie olimpijczyka „Fizykus”, kierowanym przez dr Michała Kobylińskiego, odbyły się 32 spotkania ze szczególnie uzdolnionymi uczniami.

W r. 1975 drowi Michałowi Kobylińskiemu, w uznaniu za długoletnią pracę w Okręgowym Komitecie Olimpiad Fizycznych oraz w klubie „Fizykus”, został nadany Medal Komisji Edukacji Narodowej.

W dniu 12 marca 1976 r. Oddział liczył 89 członków zwyczajnych, od kwietnia 1974 r. przybyło 5 nowych członków, a 10 przeniosło się do innych Oddziałów.

Łódzkie muzeum starych instrumentów fizycznych

Sekcja Dydaktyki Fizyki Oddziału Łódzkiego PTF przystąpiła do organizowania Muzeum Starych Instrumentów Fizyki.

W związku z tym Zarząd Oddziału Łódzkiego zwraca się z prośbą do wszystkich kolegów fizyków o rozpatrzenie możliwości przekazania do tego muzeum starych aparatów, instrumentów, urządzeń itp. posiadających walory historyczne i mogących obrazować rozwój nauczania i badań z zakresu fizyki. Zainteresowani proszeni są o skontaktowanie się z mgr Alojzym Jędrzejczakiem, Technikum Energetyczne, ul. Obywatelska 57, 93-558 Łódź.

Biofizyka i fizyka medyczna w Oddziale Łódzkim

Zarząd Oddziału Łódzkiego PTF powołał do życia Sekcję Biofizyki i Fizyki Medycznej. Przewodniczącym Sekcji jest Jerzy Jateczak (Zakład Biofizyki AM w Łodzi), a sekretarzem Maria Sadowska. Sekcja liczy 15 osób.

Poznańskie „Spotkania z Twórcami Nauki Polskiej”

Czy zebranie towarzystwa naukowego może przyciągać tłumy słuchaczy? Zapewne tak, ale znalezienie takiej formy, by było ono atrakcyjne dla dziesiątek osób nie jest sprawą łatwą. Zarząd Oddziału Poznańskiego PTF zainicjował w roku 1974, tytułem próby, serię zebrań pod hasłem „Spotkania z Twórcami Nauki Polskiej”. Ideą tych spotkań jest zapoznanie środowiska poznańskiego, a zwłaszcza młodych, z najwybitniejszymi postaciami współczesnej fizyki polskiej i z ich dorobkiem naukowym. Wypowiedzi naszych Gości poprzedzone są szkicem biograficznym przedstawianym tradycyjnie przez prof. J. Stankowskiego — dyrektora Instytutu, w którym odbywają się spotkania. Uczestnicy spotkań otrzymują również ulotki zawierające podstawowe dane biograficzne oraz informacje o zasadniczych osiągnięciach Gościa. Spotkania z Twórcami Nauki Polskiej

kończą się prawdziwie żywą dyskusją i wymianą poglądów, przeciągającą się zazwyczaj do późnych godzin wieczornych. Dotychczas Zarząd Oddziału Poznańskiego PTF gościł na „Spotkaniach” profesorów: L. Sosnowskiego, M. Mięrowicza, J. Janika, Z. Galasiewicza, A. Hryniewiczza, I. Białynickiego-Birulę oraz A. Piekare. Ponieważ „Spotkania” cieszą się ogromną i stale rosnącą popularnością, w przyszłości, gdy tylko czas luminarzy polskiej fizyki na to pozwoli, będziemy dalej zapraszać i gościć ich w Poznaniu.

Andrzej Graja

Nowy profesor

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Andrzejowi Pawlikowskiemu, docentowi Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach.

IUPAP—UIPPA

XV Ogólne Zgromadzenie Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP — UIPPA), które odbyło się we wrześniu 1975 r. w Monachium, uchwaliło m. in. następujące wnioski przedłożone przez Komisje lub Komitety Narodowe:

IUPAP

IUPAP zawsze uważała za swoje pierwszorzędne zadanie popieranie swobodnego i całkowite nieskrępowanego rozwoju badań i nauczania fizyki poprzez międzynarodowe indywidualne lub instytucjonalne kontakty, współpracę, a w szczególności konferencje. IUPAP będzie nadal działała w tym duchu, bez względu na polityczne lub inne naciski z jakiegokolwiek strony.

Komisje

Działalność naukowa IUPAP opiera się w znacznej części na pracy Komisji. Byłoby więc właściwe udoskonalenie nadzorowania Komisji przez Komitet Wykonawczy i Ogólne Zgromadzenia. Obecnie prosty sposób dalszego utrzymywania istniejących dotych-

czas Komisji zbyt często uważany jest za normalny. Byłoby pożądanym, aby przed każdym Ogólnym Zebraniem Komitet Wykonawczy rozważył w stosunku do każdej Komisji następujące trzy możliwości: utrzymanie w dotychczasowej formie, zmiana przedmiotu, rozwiązanie Komisji.

W tym celu delegacja francuska proponuje, aby Komitet Wykonawczy powołał dla każdej Komisji jednego ze swoich członków, który miałby zlecone obserwowanie działalności danej Komisji i przedstawienie po trzech latach sprawozdania pozwalającego Komitetowi Wykonawczemu powzięcie, w oparciu o pełną znajomość zagadnienia, przemyślanych decyzji, które będą się mogły przyczynić do podniesienia poziomu pracy Unii.

Opłaty konferencyjne

Górna granica opłaty konferencyjnej na dużych kongresach (powyżej 1000 uczestników) zostaje podniesiona do 70 dolarów.

Swobodna wymiana naukowców

Ogólne Zebranie przyjęło rezolucję Międzynarodowej Rady Stowarzyszeń Naukowych (ICSU) o swobodnej wymianie naukowców.

W związku z występującymi czasem trudnościami z uzyskaniem wiz dla uczestników konferencji międzynarodowych Unia wydała oświadczenie, w którym m. in. stwierdza: „IUPAP uważa, że indywidualni naukowcy powinni sami przyczyniać się do ułatwiania swobody poruszania się i uzyskiwania wiz przez zapewnienie dostatecznej ilości czasu na procedurę administracyjną. W tym celu wnioski o wize uczestnicy konferencji powinni składać w odpowiednich konsulatach co najmniej dwa miesiące przed datą konferencji. W przypadku, gdyby wiza nie została jeszcze wydana na dwa tygodnie przed konferencją, uczestnik powinien zawiadomić przewodniczącego konferencji i zażądać jego pomocy w rozwiązaniu tego problemu.”

Stypendia na opłacanie podróży

W ciągu ostatnich dwóch lat IUPAP, poprzez swego Sekretarza Generalnego, przy-

znawała młodym naukowcom z krajów rozwijających się, pragnącym wziąć udział w konferencji pod patronatem IUPAP, stypendia na pokrycie kosztów podróży. Dotychczasowa procedura przyznawania stypendiów była dość skomplikowana. Obecnie Komitet Wykonawczy ustalił nowe wytyczne postępowania: 1) stypendia przyznaje się jedynie uczestnikom konferencji typu A, 2) wnioski o przyznanie stypendium należy kierować bezpośrednio do organizatora konferencji.

Konferencje międzynarodowe

XV Ogólne Zgromadzenie IUPAP wyraziło opinię, że jest zbyt wiele międzynarodowych konferencji z dziedziny fizyki, w szczególności, jeśli weźmie się pod uwagę powszechne restrykcje funduszy wyjazdowych. Zgromadzenie miało nadzieję, że w przyszłości będą organizowane raczej konferencje większe i mniej wyspecjalizowane, w ramach których mogą być urządzane sesje poświęcone poszczególnym zagadnieniom.

Komisja Promieniowania Kosmicznego

Komisja regularnie wydaje biuletynowości pod nazwą COSRAY. W sierpniu 1975 r. odbyła się w Monachium XIV Międzynarodowa Konferencja Promieniowania Kosmicznego. Wzięło w niej udział 510 uczestników. Już na otwarcie konferencji przygotowano 10 tomów zawierających 805 referatów. Pełne „Proceedings” zawierające 12 tomów (4400 stron) ukazały się już w druku nakładem Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching, pod redakcją prof. K. Pinkaua. XV Konferencja Promieniowania Kosmicznego odbędzie się w r. 1977 w Złotych Piaskach w Bulgarii. Zeszyt COSRAY z grudnia 1975 r. przynosi wiadomość o zorganizowaniu międzynarodowego przedsięwzięcia badawczego „Monsee” (Monitoring of the Sun-Earth-Environment). Przewiduje się systematyczne obserwacje i wymianę danych dotyczących aktywności słonecznej, jonosfery, geomagnetyzmu, zórz, promieniowania kosmicznego i zjawisk pokrewnych.

9 — Postępy Fizyki, Tom 27, Zeszyt 4

Komisja Kształcenia w Dziedzinie Fizyki

Komisja planuje rozpoczęcie wydawania czasopisma, prawdopodobnie przy współpracy Komisji Nauczania Nauk Ścisłych ICSU. Wiele uwagi Komisja poświęca nauczaniu fizyki w krajach rozwijających się. Między innymi rozważa się możliwości stymulowania produkcji tanich książek naukowych, zakładanie centrów badań nad rozwojem programów nauczania, dopingowanie do organizowania letnich kursów dla nauczycieli, zorganizowanie przekazywania nieodpłatnego krajom rozwijającym się nadmiaru aparatury i książek.

Międzynarodowa Komisja Optyki

Podajemy nowy skład Komisji: prezydent K. M. Baird (Kanada), wiceprezydenci — B. Karczewski (Polska), A. W. Lochmann (RFN), K. Plaza (Hiszpania), F. D. Smith (USA), J. Tsujiuchi (Japonia), W. T. Welford (W. Brytania), sekretarz generalny — J. C. Viénot (Francja), Delegat IUPAP — T. Skaliński (Polska),

(*IUPAP News Bull.* 76—1, 76—3, 76—4)

Międzynarodowa Organizacja d/s Wzrostu Kryształów

Międzynarodowa Unia Chemii Czystej i Stosowanej (IUPAC) nadała Międzynarodowej Organizacji d/s Wzrostu Kryształów (International Organization of Crystal Growth — IOGG) status organizacji stowarzyszonej.

(*IUPAP News Bull.* 76—4)

Europejskie Towarzystwo Fizyczne

Komitet Doradczy d/s Kształcenia w Dziedzinie Fizyki

Członkami Komitetu są delegaci towarzystw narodowych: M. Anastassiadis (Greckie Towarzystwo Fizyczne), E. Andrew (Grupa Ampere), G. Aubert (Francuskie Towarzystwo Fizyczne), J. Auth (Towarzystwo Fizyczne NRD), G. Born (Niemieckie Towarzystwo Fizyczne), D. Brinkman (Szwajcarskie Towarzystwo Fizyczne), M. Chy-

tilová (Stowarzyszenie Czechosłowackich Matematyków, Fizyków i Astronomów), A. Ferenczi (Tureckie Towarzystwo Fizyczne), B. Karczewski (Polskie Towarzystwo Fizyczne), K. Knutsen (Norweskie Towarzystwo Fizyczne), H. Kramers (Holenderskie Towarzystwo Fizyczne), W. Kuhn (Niemieckie Towarzystwo Fizyczne), E. Mendoza (Izraelskie Towarzystwo Fizyczne), J. Müller (Grupa Ampere), A. Raév (Bułgarska Akademia Nauk), S. Râpenau (Rumuński Komitet Narodowy Fizyki), L. Samuelsson (Szwedzkie Towarzystwo Fizyczne), J. Vlachs (Komitet Doradczy d/s Fizyki i Społeczeństwa EPS). Przewodniczącym Komitetu jest A. Janner.

Zmiany w programach nauczania w wielu krajach, takie jak wprowadzenie nauczania matematyki w nowym ujęciu, wprowadzenie „scalonego” kursu nauczania nauk ścisłych, doprowadziły do pewnej dezorientacji nauczycieli fizyki i trudności w nauczaniu fizyki podstawowej. Bardzo poważny w skutkach może być nowy system nauczania nauk ścisłych na poziomie elementarnym, zaniedbujący rolę fizyki w zrozumieniu zjawisk przyrody.

Komitet nie ma jeszcze dobrze sprecyzowanego programu działania. Przede wszystkim musi zebrać informacje o programach nauczania w poszczególnych krajach Europy. Do zadań jego będzie na pewno należało ułatwianie koordynacji międzynarodowej w zakresie nauczania fizyki. Będzie współpracował z Komitetem Doradczym d/s Publikacji w zakresie czasopism poświęconych nauczaniu fizyki.

Komitet rozpoczął wydawanie czasopisma „Europhysics Education News”. Czasopismo ma charakter nieformalny i służy szybkiej wymianie informacji. W okresie początkowym otrzymywać je będą jedynie osoby i instytucje bezpośrednio tematem zainteresowane.

(*Europhysics News* 7, Nr 1/2, 1976)

Nowy delegat do Rady EPS

W bezpośrednich wyborach delegata do Rady EPS indywidualni członkowie zwyczajni złożyli 1052 głosy. W wyniku tych wyborów H. Olsen (Trondheim, Norwegia) objął mandat delegata od 1 kwietnia 1976 r.

Oddział Astronomii i Astrofizyki

Nowy skład zarządu Oddziału: A. Blaauw (Lejda, Holandia), G. Contopoulos (Saloniki, Grecja), M. Kuperus (Utrecht, Holandia), J. Lequeux (Paryż, Francja), E. R. Mustel (Moskwa, ZSRR), F. Pacini (Frascati, Włochy), K. Pinkau (Garching, RFN), M. J. Rees (Cambridge, W. Brytania), E. Schatzman (Paryż, Francja), D. Sciama (Oxford, W. Brytania), A. Somogyi (Budapeszt, Węgry), L. Woltjer (Hamburg, RFN).

Oddział Fizyki Atomowej

Do zarządu Oddziału zostali wybrani następujący nowi członkowie: R. Damburg (Ryga, ZSRR), M. Dufay (Lyon, Francja) i G. zu Putlitz (Heidelberg, RFN).

Oddział Fizyki Wysokich Energii i Cząstek Elementarnych

Nowy skład zarządu Oddziału: przewodniczący — G. Marx (Budapeszt, Węgry), sekretarz — G. Preparata (Genewa, Szwajcaria), członkowie — A. M. Baldin (Moskwa, ZSSR), G. Bernardini (Piza, Włochy), I. Butterworth (Londyn, W. Brytania), D. Hamilton (Brighton, W. Brytania), A. Laberrigie (Palaiseau, Francja), A. J. Lipkin (Rehovot, Izrael), H. I. Miettinen (Genewa, Szwajcaria), M. Paul (Bonn, RFN), G. Veneziano (Florenceja, Włochy), A. Zichichi (Bologna, Włochy).

Nowy redaktor „Europhysics News”

L. Sekolec, który kończy swój pobyt w CERNie, ustąpił ze stanowiska redaktora Europhysics News. Na jego miejsce Komitet Wykonawczy EPS powołał Edwina N. Shawa.

(*Europhysics News* 7, Nr 4, 1976)

Medal Maxa Plancka

Medal Maxa Plancka za rok 1976 otrzymał E. C. G. Stueckelberg za swoje podstawowe prace w dziedzinie teorii pola. Stueckelberg pracuje w CERNie w Wydziale Teorii oraz jest profesorem honorowym Uniwersytetu Genewskiego. W bieżącym roku Szwaj-

carskie Towarzystwo Fizyczne wybrało go na swego członka honorowego.

(*CERN Courier* 16, Nr 5, 1976)

Nagroda Schottky'ego

Nagrodę Waltera Schottky'ego za badania w dziedzinie fizyki ciała stałego za rok 1976 przyznało Niemieckie Towarzystwo Fizyczne F. J. Wegnerowi za „jego prace nad teorią przejść fazowych, w szczególności nad strukturą grupy renormalizacyjnej Wilsona, za poprawki do praw skalowania i prace nad punktem trójkrytycznym”.

F. J. Wegner jest profesorem Uniwersytetu w Heidelbergu.

(*DPG-Nachrichtern* 2/76)

Medal Ørsted

Najwyższe odznaczenie Amerykańskiego Stowarzyszenia Nauczycieli Fizyki — Medal Ørsted — otrzymał Victor F. Weisskopf. Medal przyznawany jest za wyróżniające się osiągnięcia w nauczaniu fizyki.

V. F. Weisskopf, profesor MIT, był dyrektorem generalnym CERN-u, ma wybitne osiągnięcia w różnych dziedzinach fizyki teoretycznej — w elektrodynamice kwantowej, teorii cząstek elementarnych, teorii jądra atomowego, w szczególności jest twórcą tzw. modelu optycznego jądra. Weisskopf jest również zamilowanym dydaktykiem. Wiele swego czasu i energii poświęca przekazywaniu wiedzy. Ostatni cykl jego wykładów w MIT zatytułowany „Nowoczesna fizyka bez matematyki” sprawił wiele kłopotów administracji uczelni, gdyż nie można było znaleźć dostatecznie wielkiej sali wykładowej, aby pomieścić wszystkich chcących wysłuchać tych prelekcji.

(*CERN Courier* 16, Nr 5, 1976)

Nagroda Heinemanna

Akademia Nauk w Getyndze przyznała Nagrodę D. Heinemanna wybitnemu amerykańskiemu specjalście w dziedzinie fizyki ciała stałego — Phillipowi W. Andersonowi za „pionierskie prace teoretyczne w dzie-

dzinie fizyki fazy skondensowanej, a w szczególności za wyjaśnienie tzw. zjawiska lokalizacji Andersona (lokalizacji elektronów w kryształach)”.

P. W. Anderson jest zastępcą dyrektora do spraw badań fizycznych w Bell Laboratories, jest również profesorem Uniwersytetu w Princeton.

(*Physics Today*, Jan. 1976)

Cząstka o masie 6 GeV?

Grupa kierowana przez L. Ledermana, pracująca w Laboratorium im. Fermiego (Fermilab), uzyskała wyniki wskazujące na występowanie długożyciowej cząstki o masie około 6 GeV. Wyniki te otrzymano w pomiarach par elektronowo-pozytonowych. Późniejsze staranne poszukiwania w pierścieniach magazynujących SPEAR w Uniwersytecie Stanford nie wykazały żadnych szczególnych zjawisk w zderzeniach elektron-pozyton przy tej energii.

Ostatnio D. Eartly (Fermilab), G. Giacomelli (Bologna) i K. Pretz (Instytut Maxa Plancka, Monachium) wykonali stosunkowo prosty eksperyment. Ustawili parę teleskopów zasiegowych za grubą osłoną i mierzyli wytworzone w zderzeniach protonów z nukleonami osłony pary mionowe przenikające oba ramiona detektora. Pęd mionów wyznaczony był z ich zasięgu wzdłuż danego ramienia złożonego z uszeregowanych bloków stalowych i liczników.

Taki prosty układ mógł posłużyć tylko do ukazania grubej struktury widma dimionów. Jednakże znana cząstka o masie 3,1 GeV ujawniła się wyraźnie w postaci „kolanka” w widmie mas dimionowych. Nie zauważono żadnych szczególnych zjawisk przy 3,7 GeV i 4,1 GeV, ale przy 6 GeV pojawiło się znowu bardzo wyraźne „kolanko”.

W swoim sprawozdaniu ogłoszonym w „Phys. Rev. Letters” autorzy wspominają, że Y. Iwasaki przewidział cząstkę o masie 6,2 GeV jako egzotyczny stan z powabnymi kwarkami (cccc), to jest coś w rodzaju podwójnego J/ψ , jeżeli interpretacja cząstki 3,1 GeV przy użyciu powabnego kwarku jest poprawna.

(*CERN Courier* 16, Nr 5, 1976)

Zależność sił spin-spin od energii

W Argonne National Laboratory wykonano doświadczenia, których przedmiotem było szeroko-kątowe sprężyste rozpraszanie spolaryzowanych protonów na spolaryzowanych tarczach protonowych przy pedzie 11,75 GeV/c.

Otrzymane wyniki świadczą, że dla rozpraszania pod dużymi kątami siły spin-spin rosną z energią. Wyniki te są niezgodne z powszechnie przyjętym dotychczas poglądem, że w silnych oddziaływaniach efekty spinowe winny być coraz słabsze z rosnącą energią lub co najwyżej od energii niezależne, mimo że energia rotacyjna spinowa protonu może osiągać wartości rzędu 100 MeV.

Eksperyment przeprowadzili fizycy z ośrodków Michigan, Argonne, Instytut Nielsa Bohra, CERN, Instytut Maxa Plancka, St. Louis. Mierzono różniczkowy przekrój czynny dla rozpraszania wiązki protonowej z liniaka ZGS (około 10^{10} protonów na impuls). Protony wiązki były spolaryzowane do 50%, a protony tarczy do 65%. Oś polaryzacji była pionowa, to jest prostopadła do kierunku podania wiązki. Mierzono przekroje czynne dla wszystkich czterech możliwych kombinacji spinów. Okazało się, że dla dużych wartości poprzecznej składowej pedu oddziaływanie spin-spin silnie wzrasta z energią. Przy pedzie 11,75 GeV/c jest w przybliżeniu trzy razy większe niż przy pedzie 6 GeV/c. Znaczący to, że siły powodujące rozpraszanie proton-proton są większe, kiedy spiny obu protonów są ustawione równolegle niż kiedy są ustawione antyrównolegle, oraz że różnica ta rośnie z energią.

Rozpraszanie sprężyste przy dużych wartościach poprzecznej składowej pedu stanowi sondowanie wnętrza protonu. Siły spinowe są przy tym ważne. Wydaje się, że oddziaływanie spin-orbita od energii nie zależy.

Poglądowo można to przedstawić przy pomocy tzw. „modelu cebulowego”. Proton ma składać się z wielu warstw — jak cebula. Warstwy zewnętrzne grają istotną rolę przy niskich wartościach poprzecznej składowej pedu, a głębokie warstwy wewnętrzne przy wysokich wartościach poprzecznej składowej pedu.

Nowe wyniki wskazują, że proton może być wirującą cebulą, której zewnętrzne po-

włoki wirują z małą prędkością kątową, a wewnętrzne z prędkością bardzo wielką.

(CERN Courier 16, Nr 5, 1976)

Nowy synchrotron w Japonii

4 marca 1976 r. w KEK (Narodowe Laboratorium Fizyki Wysokich Energii w Japonii) rozpoczął działanie synchrotron przyspieszający protony do energii 8 GeV. Zmierzone natężenie wiązki wyniosło kilka razy 10^{10} protonów w impulsie.

Konstrukcja pierwszego japońskiego synchrotronu protonowego rozpoczęła się w r. 1971. Ukończenie budowy tak wielkiego urządzenia w ciągu 5 lat dowodzi wielkiej sprawności technicznej Japończyków.

(CERN Courier 16, Nr 3, 1976)

Bardzo Wielki Akcelerator — „Maszyna Światowa”

Do dalszego rozwoju badań w zakresie fizyki wysokich energii konieczne jest rozporządzanie coraz to potężniejszymi akceleratorami. Budowa i utrzymanie tak wielkich urządzeń zaczyna przekraczać możliwości jednego państwa czy nawet ośrodków międzynarodowych jak CERN czy ZIBJ. Od dłuższego już czasu specjaliści tej dziedziny fizyki zastanawiają się nad możliwościami podjęcia inicjatywy budowy „maszyny światowej”.

Niedawno odbyło się w Instytucie Fizyki Wysokich Energii w Sierpuchowie (ZSRR) międzynarodowe zebranie ekspertów, na którym zastanawiano się nad konkretnymi możliwościami podjęcia budowy „maszyny światowej” — Bardzo Wielkiego Akceleratora (Very Big Accelerator — VBA), który miałby powstać dzięki wysiłkowi wszystkich państw, w których prowadzi się badania w tej dziedzinie fizyki. Jaki ma być VBA, nie jest jeszcze zdefiniowane. Aby zorientować się w skali zamierzeń, warto wspomnieć, że padały projekty synchrotronu przyspieszającego protony do energii 10^4 GeV i pierścienia magazynującego elektrony i pozytony o energii 100 GeV. Wobec ogólnych trudności ekonomicznych na całym świecie trudno spodziewać się, aby w najbliższych

latach przystąpiono do szczegółowego projektowania VBA, tym bardziej, że przy tak wielkim przedsięwzięciu prace koncepcyjne muszą zająć wiele czasu.

(*CERN Courier* 16, Nr 5, 1976)

W Bronowicach temperatura poniżej 100 mK

W Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie zakończono w r. 1975 budowę kriostatu wytwarzającego temperatury niższe od 100 mK na drodze rozpuszczania ^3He w ^4He . W urządzeniu zastosowano zwykły przeciwprądowy wymiennik ciepła typu „rurka w rurce”. Prędkość cyrkulacji mieszaniny ^3He — ^4He wynosi około 5×10^{-5} mol·s $^{-1}$. Pomiar temperatury przeprowadza się przy pomocy dwóch węglowych termometrów oporowych (speer grade 1002), które zostały wycechowane w oparciu o pomiar prężności par ^4He wrzącego pod obniżonymi ciśnieniami.

Kilkakrotnie przeprowadzone próby wykazały prawidłowe działanie aparatury — uzyskano temperatury w granicach 72—92 mK. Rozbieżności wskazań między obu termometrami wynosiły około 20 mK.

W toku są prace zmierzające do precyzyjnego wyznaczenia temperatury w oparciu

o punkty krytyczne wybranych nadprzewodników (Zn, Cd).

Autorami urządzenia są P. Kobiela i T. Waluga z IFJ oraz H. Białek z Zakładu Fizyki Ciała Stałego Instytutu Metalurgii AGH.

Korespondencja Lorentza

Holenderskie Towarzystwo Naukowe pragnie opublikować korespondencję H. A. Lorentza i zwraca się z prośbą do wszystkich będących w posiadaniu listów Lorentza o skomunikowanie się z Towarzystwem pod adresem:

Hollandse Maatschappij der Wetenschappen (Lorentz Committee), Spaarne 17, Haarlem, Holandia.

W. K. Heisenberg (1901—1976)

Dnia 1 lutego 1976 r. zmarł Werner Karl Heisenberg, jeden z największych fizyków naszej epoki, współtwórca mechaniki kwantowej.

Obszerniejsze wspomnienie pośmiertne zamieścimy w jednym z najbliższych zeszytów „Postępów Fizyki”.

Informacja dla Autorów

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

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

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

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

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

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

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

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

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, Vvedenie v teoriyu kvantovannykh polei, Nauka, Moskwa 1973, str. 240.

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

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

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

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

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

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

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

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

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

| | |
|---|-----|
| Z. Białynicka-Birula — Wielofotonowe procesy w atomach | 297 |
| J. Zakrzewski — Jądro atomowe a cząstki elementarne | 305 |
| W. Gajewski, M. Święcki — Model partonowo-kwarkowy hadronów | 323 |
| S. Weinberg — Światło jako cząstka fundamentalna (tłum. W. Gajewski) | 343 |
| B. Janowska, J. Szydłowska — Metoda holograficznego badania odkształceń | 359 |
| M. Szostak — Spektroskopia nieelastycznego tunelowania elektronów | 367 |
| R. S. Ingarden — Wojciech Rubinowicz. Szkic biograficzny. Część III | 377 |

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

| | |
|---|-----|
| J. Zakrzewski — Doskonalenie nauczania fizyków w szkołach uniwersyteckich | 401 |
|---|-----|

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

| | |
|--|-----|
| A. Jurewicz — Sympozjum „nowej fizyki” w Stanford | 407 |
| W. Kopczyński — Energia a fizyka, III Ogólna Konferencja Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w Bukareszcie | 410 |
| J. Łopuszański — XIII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej „Ostatnie osiągnięcia kwantowej teorii pola i jej zastosowania w fizyce hadronów” w Karpaczu | 411 |

RECENZJE

| | |
|--|-----|
| L. D. Landau, E. M. Lifszyc — Mechanika kwantowa (M. Sawicki) | 413 |
| M. N. Ruden, J. Wilson — Elementy fizyki ciała stałego (J. Ginter) | 413 |
| H. Szydłowska — Pracownia fizyczna (D. Stachórska). | 414 |
| W. Leyko — Zarys biofizyki (I. Białynicki-Birula, M. Demiański) | 416 |
| Odpowiedź na recenzję podręcznika „Zarys biofizyki” (W. Leyko) | 417 |

LIST DO REDAKCJI:

| | |
|--|-----|
| O pewnej nieścisłości popełnianej przy omawianiu oscylatora tłumionego (H. Piersa) | 419 |
|--|-----|

KRONIKA

CONTENTS

| | |
|---|-----|
| Z. Białynicka-Birula — Multiphoton Processes in Atoms | 297 |
| J. Zakrzewski — Atomic Nucleus and Elementary Particles | 305 |
| W. Gajewski, M. Święcki — Quark-Parton Model of Hadrons | 323 |
| S. Weinberg — Light as a Fundamental Particle | 343 |
| B. Janowska, J. Szydłowska — Holographic Investigation of Displacements | 359 |
| M. Szostak — Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy | 367 |
| R. S. Ingarden — Adalbert Rubinowicz. Biographical Essay. Part III | 377 |

PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

| | |
|--|-----|
| J. Zakrzewski — Methods of Improvement of Teaching Physics at Universities | 401 |
|--|-----|

MEETINGS AND CONFERENCES

REVIEWS

CHRONICLE