

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM III ❖ ZESZYT 4

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 2

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji. Wszystkie ryciny mają być zaopatrzone w krótkie objaśnienia do wydrukowania pod nimi. O przyjęciu pracy do druku rozstrzyga Kolegium Redakcyjne. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM III ❖ ZESZYT 4

1 9 5 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Kolegium Redakcyjne

Redaktor Naczelny

STEFAN PIENKOWSKI, Warszawa
Członek rzeczywisty PAN

Zastępca Redaktora

SZCZEPAN SZCZENIOWSKI, Poznań

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ, Warszawa

Członkowie

WŁADYSŁAW KAPUŚCINSKI, Warszawa

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI, Kraków
Członek korespondent PAN

WOJCIECH RUBINOWICZ, Warszawa
Członek rzeczywisty PAN

LEONARD SOSNOWSKI, Warszawa

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — WARSZAWA 1952

Nakład 2000 egz.

Zamówienie 866,60

Arkuszy wyd. 9¹/₂ druk. 8¹/₄

Druk ukończono 27 XII. 1952

Papier druk. sat. V. 70 g, 70×100

K-3-12815

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA, UL. FREDRY 10



Prof. dr inż. Tadeusz Malarski

Kazimierz Gostkowski

Katedra Fizyki Politechniki Śląskiej

Pamięci prof. dra inż. Tadeusza Malarskiego (1883—1952)

W nocy z 7 na 8 marca br. zmarł nagle w Krakowie profesor zwyczajny fizyki na Wydziale Elektrycznym Politechniki Śląskiej — dr inż. Tadeusz Malarski. Śmierć zaskoczyła Go w Krakowie, gdzie również wykładał fizykę na Wydziale Inżynierii Akademii Górniczo-Hutniczej.

Pogrzeb odbył się dnia 12 marca w Krakowie na cmentarzu Rakowickim, przy tłumnym udziale publiczności i młodzieży akademickiej, która dała w ten sposób wyraz uczuć dla swego Profesora.

Działalność naukowa prof. Tadeusza Malarskiego obejmuje dwie, tak niezwiązane ze sobą dziedziny, jak fizyka koloidów i radiotechnika. Zamiłowanie do fizyki — jak sam przyznawał — przejawiał już w czasie studiów, toteż po ukończeniu gimnazjum w Krakowie w 1902 r. i otrzymaniu dyplomu inż.-mechanika na Politechnice we Lwowie (1907) postanowił poświęcić się pracy naukowej w dziedzinie fizyki. Ale z wrodzoną sumiennością, która cechuje Jego działalność w każdej dziedzinie, poświęca 3 lata na studiowanie fizyki i matematyki na uniwersytecie, bo uważa, że samo zamiłowanie nie wystarcza do tego, aby być fizykiem.

Wykłady i prace Smoluchowskiego oczarowują go i wywierają decydujący wpływ na kierunek prac naukowych, którymi będą badania w dziedzinie koloidów. Obiera ten kierunek będąc asystentem prof. Godlewskiego, który jako uczeń Rutherforda pracuje nad zagadnieniami promieniotwórczości.

Pracy naukowej nie może prof. T. Malarski z początku poświęcić dużo czasu, bo do 1919 roku jest asystentem, a od 1921 roku profesorem Szkoły Przemysłowej. Do tych zajęć dochodzą jeszcze wykłady zleczone fizyki na Wydziale Chemicznym i Mechanicznym, a później na Rolniczo-Lasowym Politechniki Lwowskiej.

Mimo nawału zajęć w okresie I wojny światowej wykonuje pracę nad wpływem filtrowania hydrosolów i wykazuje, że wystarcza kilkukrotne filtrowanie hydrosolu żelaza przez bibułę lub watę szklaną na to, aby ładunek micelli hydrosolu zmienić na przeciwny. Jest to nowość

w tej dziedzinie, bo przedtem uważano, że ładunek + lub — micelli zależy od natury substancji. Wykazuje też, że sol srebra, którego ładunek zmieniono na przeciwny przez dodanie AlCl_3 , może znów zmienić ładunek na ujemny przez filtrowanie przez bibułę.

Pracę tę, ogłoszoną w *Kolloidzeitschrift*, cytuje H. Freundlich dwukrotnie w swojej „*Kapillarchemie*“.

Na podstawie tej pracy doktoryzuje się w 1920 roku. W następnej pracy rozszerza zakres swych badań, śledzi wpływ filtrowania przez sączki, zanurzone w różnych elektrolitach, a potem wymywane w wodzie. Pewne elektrolity wykazują działanie ochronne i filtrowanie przez nie solów nie zmienia ich ładunków z powodu zaadsorbowanych na bibule jonów.

Bada także wpływ dodawania elektrolitów do hydrosolu żelaza, na zmianę ruchliwości wywołaną filtrowaniem.

Wykazuje, że czysta woda wielokrotnie filtrowana przez bibułę f. Schleicher-Schüll może wywołać koagulację.

Wyniki tych badań ogłasza w pracy „*Ze studiów nad filtrowaniem hydrosoli*“ (Sprawozdania i Prace Pol. Tow. Fiz. 1925).

Równocześnie z tymi zagadnieniami bada prof. Malarski wpływ elektrolitów dodawanych do wody na elektryzację, otrzymaną przy ich rozpylaniu. Z początku używa aparatury Christiansena, potem ją ulepsza i udaje mu się stwierdzić jednoznacznie wpływ wartościowości jonów.

W roku 1926 habilituje się, a w 1927 zostaje profesorem nadzwyczajnym na Wydziale Rolniczo-Lasowym Politechniki we Lwowie. Konstruuje nową aparaturę; ciecz jest teraz ciśnieniem przepychana przez długą kapilare, a potem uderza o płytkę platynową, połączoną z elektrometrem kwadrantowym; między dwie pary kwadrantów jest załączony opór rzędu 10^9 Ohmów. W ten sposób może mierzyć prąd Helmholtza

$$I = 2 D \zeta \bar{v},$$

a z tego obliczać potencjał elektrokinetyczny ζ .

Ciężka choroba przerywa pracę; badania prowadzi asystent, który nie przeszedł laboratorium chemicznego i nie może opanować aparatury. Po otrzymaniu zastępstwa katedry kontynuuje tę pracę dr. Gostkowski, a jej wyniki ogłaszają wspólnie w 1931 roku.

Potwierdzono poprzednio otrzymane wyniki i znaleziono związek między potencjałem elektrokinetycznym a granicznym przewodnictwem równoważnikowym.

Prof. Malarski przystępuje do teoretycznego uzasadnienia tego związku. Stosując teorię Langmuira, wyprowadza między wartością mierzonym potencjału V a koncentracją elektrolitu c zależność:

$$V = \frac{Pc^2}{1 + Qc + Rc^2},$$

gdzie P , Q i R mają fizykalne znaczenie. Pracy tej nie ogłasza. Zrobiłbym krzywdę prof. Malarskiemu, gdyby tutaj nie wspomniał o pracach nieopublikowanych.

Jest tragiczną zagadką, dlaczego sam nie ogłaszał prac i sprzeciwiał się ogłaszaniu prac swych uczniów. Gdyby kiedyś coś ogłosił, co okazałoby się błędne i zostało ostro skrytykowane, wówczas tę niechęć do publikacji można by zrozumieć. Ale nic takiego nie miało miejsca i zdarzyć się nie mogło. Znał świetnie kinetyczną teorię materii, hydrodynamikę, rachunek prawdopodobieństwa, był mistrzem w rozwiązywaniu równań różniczkowych, z czego słynął na Politechnice, przebadał każdy wynik, tak że błąd zasadniczy do pracy zakraść się nie mógł.

W 1936 roku zostaje profesorem zwyczajnym. W tym roku wprowadzając pewne zmiany w założeniach hydrodynamiki, wyprowadza z praw fizyki znany wzór prof. Matkiewicza, który był wzorem empirycznym, o współczynnikach liczbowych. Wzór ten był owocem 30-letniej pracy badawczej nad naszymi rzekami.

Wzór wyprowadzony przez prof. Malarskiego całkowicie zgadza się z wynikami otrzymanymi nad przepływem wody w kanałach sztucznych. Praca ta jest klasycznym przykładem stosowania teorii fizycznej do zagadnień interesujących inżyniera, jest doskonałym powiązaniem teorii z praktyką. Pracy tej nie ogłosił i nie zgodził się na ogłoszenie kilku prac swych asystentów, mgra Balówny i dra Sokalskiego, choć w jednej z nich dr Sokalski wykazał, że wartość potencjału elektrokinetycznego wyliczona z danych otrzymanych za pomocą aparatury prof. Malarskiego, zgadza się z danymi, otrzymanymi dla tych samych związków przy użyciu aparatury Freundlicha-Rony i zastosowaniu wzoru

$$E = \frac{pD\zeta}{4\pi\eta\kappa}.$$

Drugą dziedziną pracy prof. Malarskiego była radiotechnika. Zaczął się nią zajmować po 1920 roku, zaniekajony faktem, że u nas na tym polu prawie nic nie zrobiono w porównaniu z innymi krajami.

Zorganizował w Instytucie Technologicznym w 1922 r. oraz w Szkole Technicznej we Lwowie pierwszy kurs radiowy, następnie wykłady na Politechnice i w laboratorium.

Podstawy radiotechniki wykładał stale. Z jego szkoły wyszedł szereg ludzi, zajmujących dziś katedry radiotechniki lub naczelne stanowiska w przemyśle.

Prace prof. Malarskiego w dziedzinie koloidów znalazły też przychylną ocenę, wyrażoną w listach od słynnych uczonych, jak W. Ostwalda i Freundlicha, który napisał w liście z 28. III. r.: „Vielen Dank für Ihre freundlichen Zeilen und für die Sendung der Sonderabdrücke von Ihnen und Gostkowski. Sie waren mir vor allem deswegen besonders bemerkenswert und willkommen, als sie zu einem Ergebnis geführt haben, das ich immer erwartet habe; die Angaben in der Literatur schienen also damit nicht im Einklang zu stehen. Ich hatte nämlich immer für wahrscheinlich gehalten, daß es bei Elektrisierung durch das Zerstäuben von Flüssigkeiten auf das S-Potential ankommt, und hatte einen starken Einfluss der Wertigkeit der Kationen erwartet. Aus den Angaben von Christiansen liess sich etwas dertatiges nicht herauslesen, während Sie ganz eindeutig zu solchem Ergebnis kommen“.

Przytoczyłem ten list dlatego, że dotyczy pracy, którą też cytuje Birkenman w: *Furface Chemistry for Industrial Research*, gdzie aparaturę prof. Malarskiego określa jako typową do badania balloelektryczności.

W zakładzie fizycznym (III) Politechniki Lwowskiej, kierowanym przez prof. Malarskiego, wykonano 12 prac z dziedziny fizyki koloidów, 3 prace z dziedziny radia.

Prof. Malarski poświęcił też wiele czasu sprawom organizacji studiów na Politechnice i już przed wojną opracował program studium 2-stopniowego.

Po przyjeździe do Gliwic zorganizował Zakład Fizyki oraz Katedrę radiotechniki, grupę tele- i radiokomunikacyjną, kierował zespołem katedr fizyki i patronował Zakładowi Mechaniki i Optyki Precyzyjnej. W końcu pragnę zwrócić uwagę na ustosunkowanie się prof. Malarskiego do zdobyczy nauki polskiej, tak zgodne z tym, czego dzisiaj się wymaga od polskich naukowców: mam na myśli podkreślenie w wykładach zdobyczy nauki polskiej i zaznajamianie z nimi naszych studentów. Dlatego pisał chętnie o Smoluchowskim, Wróblewskim, Olszewskim, opracowywał artykuł o Budziszewskim, do którego zbierał materiały. W roku 1931 zwrócił się do mnie z taką charakterystyczną propozycją: „Zapoznawszy się z koloidami, powinien pan dalej pracować w tej dziedzinie, przede wszystkim dlatego, że słuchał pan wykładów Smoluchowskiego, którego prace tworzą do dziś dnia podstawę tej dziedziny. Smutne to, że nikt tych prac nie kontynuuje, fizycy koloidami się nie zajmują, bo uważają je za dziedzinę należącą do chemii. Na uznanie pan nie może liczyć, jak to pan widzi na woim przykładzie, ale pracę w tej dziedzinie uważam za nasz narodowy obowiązek“.

też jako temat swych prac i prac swoich uczniów wybierał te zagadnienia z dziedziny koloidów, w których pracował S m o l u c h o w s k i i tej był wierny do ostatniej chwili życia.

Publikacje prof. T. Malarskiego

1. On the Influence of Filtration on Hydrosols. Bull. de Acad. de Sc. Cracovie str. 72 (1918) i Kolloidzeitschrift 23, 113 (1918).
2. Ze studiów nad filtrowaniem hydrosoli. Spraw. i Prace Pol. Tow. Fiz. IV, 16 (1925).
3. Über den Einfluss der Elektrolyte auf die Elektrisierung des durch ein Kapillarrohr gepressten Wassers. Acta Phys. Polonica 1, 465 (1932). (Wspólnie z K. G o s t k o w s k i m).
4. Über den Einfluss der Elektrolyte auf die Elektrisierung des Wassers beim Zerstäuben. Acta Phys. Polonica 3, 43 (1934).
5. O radiotelegrafii. Bibl. Przyr. i Techn. I, (1923).
6. Prądy termoelektronowe (lampy katodowe). Bibl. Przyr. i Techn. VII, (1924).
7. O nowszych badaniach nad emisją elektronów przez ciała ogrzane do wysokich temperatur. Przegląd Radiotechniczny V (1927).
8. Kinetyczne wyprowadzenie wzoru Richardsona na prąd emisji elektronowej. Przegląd Radiotechniczny V (1927).
9. W 10-tą rocznicę zgonu Mariana S m o l u c h o w s k i e g o. Kosmos LII (1927).
10. Z fizyki koloidów. Kosmos LIII (1928).
11. Marian S m o l u c h o w s k i. W 15 rocznicę zgonu. Mathesis Polska VII, 118 (1932).
12. W stulecie urodzin Jamesa Clarka M a x w e l l a. Czasopisma Techniczne 50 (1932).
13. Zygmunt Wróblewski i Karol Olszewski, Kosmos LVIII (1933).
14. Teoria a praktyka w rozwoju radiotechniki. Czasopisma Techniczne 55 (1937).

Zdzisław Wilhelmi

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Neutron — cząstka promieniotwórcza

Długa i żmudna jest droga do wiedzy. Jedynie na kartkach szkolnych podręczników blisko siebie stoją odkrycia Hertza i radar, prace Yukawy i mezon Andersona, fale de Broglie'a i mikroskop elektronowy. Tymczasem pomiędzy jednym osiągnięciem, a drugim, pomiędzy pomysłem eksperymentu, a jego wynikiem leżą częstokroć całe lata trudu, pełne klęsk i zwycięstw, rozczarowań i poświęceń, leży całe życie ludzi laboratorium.

Już w roku 1935, kiedy Chadwick i Goldhaber donieśli o swych pracach nad fotorozpadem deuteronu i wynikach pomiaru masy neutronu, wypowiedziane zostało przez nich przypuszczenie, że neutron, jako cięższy od protonu, powinien ulegać przemianie β , że przemiana taka jest energetycznie możliwa (1). Dopiero jednak w piętnaście lat od tej chwili słuszność tego przypuszczenia stwierdzono doświadczalnie. W latach tych pojawiały się co pewien czas teoretyczne i doświadczalne próby rozwiązania zagadnienia promieniotwórczości neutronu.

Jako pierwsi wstąpili w szranki teoretycy. Rozwijająca się z roku na rok młoda teoria rozpadu β usiłowała ocenić czas życia neutronu i, rzecz znamienna, w miarę jej rozwoju teoretyczny okres rozpadu przybierał coraz to inne wartości. Oto rok 1935. Motz i Schwinger (2) dają wartość połowicznego okresu rozpadu: $T = 3,5$ dnia. W rok później Bethe i Bacher (3) wydłużają ten czas do miesiąca. Po tym maleje on ustawicznie, aż do dzisiejszej wartości około 10 minut.

Nie możemy tu, oczywiście, wdawać się w szczegółowe wywody teoretyczne, wykladać skrupulatnie zawiłości teorii przemiany β . Jednakże króciutki szkic, ukazujący w wielkim skrócie drogę, na jakiej można ocenić okres rozpadu neutronu, wydaje się nam w artykule tym pożądany — chociażby szkic tak niezgrabny i niekompletny, jak ten, który dajemy.

Szkic teoretyczny

Z teorii Fermiego rozpadu β wynika, że kształt widma β może być opisany przy pomocy funkcji:

$$N_\varepsilon = \frac{mc^3}{2\pi^3 \hbar} G |M^2| f(Z, \varepsilon) \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2, \quad (1)$$

gdzie ε jest całkowitą energią cząstki β wyrażoną w jednostkach masy elektronu,

ε_0 — maksymalną wartością ε ,

$N_\varepsilon d\varepsilon$ — liczbą cząstek β o energii leżącej w przedziale od ε do $\varepsilon + d\varepsilon$,

G — pewną bezwymiarową stałą doświadczalną,

M — elementem macierzowym zależnym od przyjętego typu oddziaływania oraz od funkcji falowej stanu początkowego i końcowego układu doznającego przemiany β ; element ten jest miarą prawdopodobieństwa przejścia,

$f(Z, \varepsilon)$ — jest funkcją zależną od numeru porządkowego jądra promieniotwórczego Z i od energii wysyłanej cząstki β ; wyraża ona wpływ pola kulombowskiego na tę cząstkę. Dla przypadku przemiany neutronu $f=1$;

m — jest masą cząstki.

Funkcja M może być rozłożona na szybko malejący szereg, którego pierwszy wyraz jest niezależny od energii cząstki β . W przypadku, gdy właśnie ów pierwszy wyraz jest różny od zera, mamy do czynienia z przejściem dozwolonym. W przeciwnym razie przejście jest wzbronione.

Całka wyrażenia (1), rozciągnięta na wszelkie możliwe energie od $\varepsilon=1$ do $\varepsilon=\varepsilon_0$, przedstawia całkowite prawdopodobieństwo przemiany β :

$$\lambda = \int_1^{\varepsilon_0} N_\varepsilon d\varepsilon. \quad (2)$$

Według reguły *Gamowa-Tellera* przejście, w którym nie ma zmiany parzystości, a w którym zmiana spinu jądra promieniotwórczego $\Delta I=0$ lub ± 1 , stanowi przejście dozwolone. Biorąc pod uwagę, że zarówno spin neutronu jak i protonu jest „połówkowy“, wnioskujemy, iż jest to przejście dozwolone, a więc pierwszy wyraz rozwinięcia funkcji M nie znika. Ponieważ, jak już mówiliśmy, nie zależy on od energii, a wszystkie dalsze wyrazy odgrywają znacznie mniejszą rolę, można przyjąć, że i całe M jest niezależne od energii.

Wynika stąd, że

$$\lambda = \int_1^{\varepsilon_0} N_\varepsilon d\varepsilon = \frac{mc^3}{2\pi^3 \hbar} G |M|^2 F(\varepsilon_0), \quad (3)$$

gdzie

$$F(\epsilon_0) = \int_1^{\epsilon_0} \epsilon (\epsilon^2 - 1)^{1/2} (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon =$$

$$= (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2} \left(\frac{1}{30} \epsilon_0^4 - \frac{3}{20} \epsilon_0^2 - \frac{2}{15} \right) + \frac{1}{4} \epsilon_0 \ln [\epsilon_0 + (\epsilon_0^2 - 1)]. \quad (4)$$

Zauważmy teraz, że prawdopodobieństwo rozpadu związane jest z okresem połowicznego rozpadu T prostą zależnością:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}. \quad (5)$$

Ostatecznie dostajemy więc związek:

$$|M|^2 F(\epsilon_0) T = \frac{2 \pi^3 \hbar}{mc^2} \frac{\ln 2}{G}, \quad (6)$$

który pozwoli nam oszacować wielkość okresu połowicznego rozpadu neutronu. Żeby to uczynić musimy znać trzy wielkości: $|M|^2$, $F(\epsilon)$ oraz G (S n e l l, [5]).

$|M|^2$ obliczyć można na podstawie teorii G a m o w a - T e l l e r a. Biorąc pod uwagę, że rozpad β neutronów jest przejściem $S_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$, otrzymujemy na $|M|^2$ wartość 3. (a)

$F(\epsilon)$ znajdujemy ze wzoru (4), do którego wstawiamy na ϵ_0 maksymalną energię obliczoną z różnicy mas neutronu i protonu. Wynosi ona $\epsilon_0 = 2,54$ mas elektronowych. (b)

Stosunkowo najwięcej kłopotu przysparza wielkość G . Można ją wyznaczyć w różny sposób, np. z widma trytu, dla którego znany jest dokładnie zarówno okres połowicznego zaniku ($T = 12,64$ lat), jak i maksymalna energia ($\epsilon_0 = 1,0364$ mas elektronowych). Ponieważ w tym przypadku mamy również przejście $S_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$, więc $|M|^2 = 3$ i ze wzoru (6) otrzymujemy

$$\frac{2 \pi^3 \hbar}{mc^2} \cdot \frac{1}{G} = 4,8 \cdot 10^3 \text{ sec.} \quad (c)$$

Podstawiając teraz tak określone wartości (a), (b) i (c) do wzoru (6) znajdujemy okres połowicznego zaniku neutronu:

$$T = 11 \text{ minut.}$$

Próby doświadczalne

Równolegle do prac teoretycznych związanych z promieniotwórczością neutronu usiłowano ją wykryć na drodze eksperymentalnej.

Nielatwe było to zadanie. Wielka przenikliwość neutronów unie-
możliwia obserwację ich w zamkniętej aparaturze, jak by to można było
zrobić z jakimś gazem promieniotwórczym, np. radonem. Konieczne
więc było wykonanie doświadczenia przy użyciu strumienia neutronów
przebiegających przez aparaturę. Do tego jednak należało rozporządzać
silnym źródłem neutronów, bez którego wszelkie próby skazane były
z góry na niepowodzenie.

Dlatego właśnie dopiero budowa wielkich cyklotronów oraz reaktó-
rów atomowych postawiła zagadnienie badań promieniotwórczości neu-
tronu na twardym, realnym gruncie.

Nie będziemy tutaj mówić o przerwanej przez sytuację wojenną pró-
bie *Alvareza i Tobiasa*, którzy w 1939 roku zmontowali urzą-
dzenie, mające im posłużyć do stwierdzenia przemiany β neutronów,
otrzymywanych z cyklotronu. Zapowiadające się ciekawie pomiary nie
doszły do skutku, cyklotron bowiem przydzielony został do innych prac.
Pierwsze wyniki badań osiągnięto dopiero w 1948 roku. *Snell i Mil-
ler* (6) korzystając z reaktora atomowego w Oak Ridge wykryli w stru-
mieniu neutronów termicznych dodatkowo naładowane cząstki pochodzące
prawdopodobnie z rozpadu neutronów. Cząstek tych jednak nie zdołali
zidentyfikować. Pewniejsze wyniki otrzymano dopiero w 1950 roku, dzięki
zastosowaniu układu liczącego koincydencje elektronów i owych dodat-
nich cząstek. Masa tych ostatnich okazała się, zgodnie z oczekiwaniami,
bliska masie protonu. Również i inne argumenty przemawiały za tym,
że występuje tu rozpad β neutronu. Jednakże okresu połówkowego nie
zdołano dokładnie zmierzyć i oznaczono tylko, że mieści się on w grani-
cach od 10 do 30 minut.

Równocześnie z publikacją *Snella* (7) ukazała się notatka *Robsona*
(8) dotycząca tego samego zagadnienia. *Robson* pracując z po-
dobną aparaturą i także z neutronami, pochodzącymi z reaktora (*Chalk
River*) doszedł do analogicznych wyników. Połówkowy czas życia neu-
tronów okazał się równy od 9 do 25 minut. W rok później *Robson*,
który rozwinął szeroko swoje prace, ogłosił obszerne sprawozdanie (9)
ze swych rozległych, długoletnich badań.

Doświadczenia te, które, jak się wydaje, zamykają pierwszą epokę
rozwoju zagadnienia neutronu jako cząstki promieniotwórczej, zasługują
na nieco dokładniejsze omówienie — i to nie tylko ze względu na ich
ważność, ale i piękno.

Prace *Robsona*

Uproszczony schemat aparatury *Robsona* przedstawia rys. 1.
Wiązka neutronów termicznych o średnicy 3 cm wychodzi z reaktora ato-
mowego i poprzez odpowiedni kolimator oraz filtr bizmutowy, pochłania-

jący promienie gamma, a przepuszczający neutrony, wpada do wnętrza komory próżniowej K , skąd wychodzi na zewnątrz do pochłaniacza P .

Wewnątrz komory znajduje się elektroda E sporządzona z bardzo cienkiej folii aluminiowej o grubości ok. 10 mikronów. Posiada ona kształt połowy pobocznicy walca, wzdłuż którego osi biegnie właśnie ostro skolimowana wiązka neutronów.

Do elektrody przyłożone jest wysokie napięcie dodatnie względem ziemi (13kV). Dzięki temu protony powstające w wiązce neutronów w wyniku procesu rozpadu β są przez pole elektrostatyczne elektrody E odrzucane w bok i wpadają do odpowiednio nastawionego spektrografu magnetycznego S_p , który je ogniskuje na

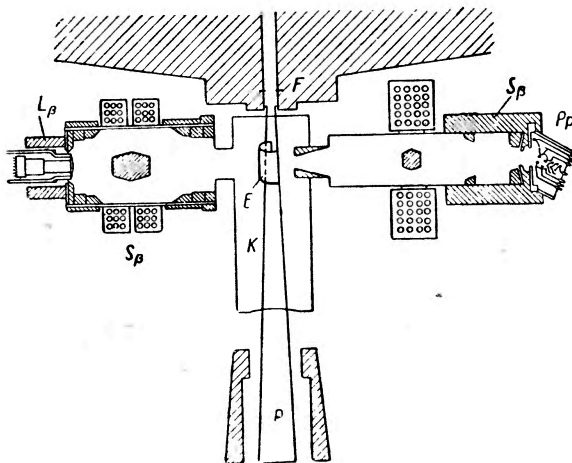
detektorze protonowym. Jest nim czuły powielacz elektronowy P_p zaopatrzone w odpowiednie urządzenie rejestrujące. Równocześnie z powstaniem protonów rodzą się w akcie rozpadu β elektrony. Ich losy są inne. Pole elektryczne rzuca je na ściankę elektrody E , która jednak dzięki swej cienkości nie stanowi dla nich dużej przeszkody. Elektrony wpadają teraz do innego spektrografu magnetycznego S_p , przekazującego je na licznik scyntylicyjny L_p .

Pierwszym zadaniem eksperymentatora było stwierdzić, czy istotnie cząstki dodatnie, wpadające do spektroskopu S_p , są protonami rozpadu. Ponieważ energia, jaką uzyskać by mógł proton w procesie przemiany β , jest bardzo mała, więc padając na powielacz powinien on posiadać energię praktycznie równą tej, którą otrzyma od pola elektrostatycznego elektrody.

Pierwsza katoda powielacza P_p jest uziemiona, potencjał pola na osi elektrody, a więc na osi wiązki jest równy 10 kV i taką właśnie w przybliżeniu energię powinien mieć proton rozpadu dochodzący do powielacza.

Mierząc liczbę cząstek dodatnich, skupianych przez spektrograf przy różnych wartościach prądu jego soczewki magnetycznej, uzyskano widmo tych cząstek przedstawione na rys. 2.

Wybitne maksimum występujące przy wartości $J=10,6$ ampera, które odpowiadało właśnie protonom o energii ok. 10 keV, świadczyło o tym,

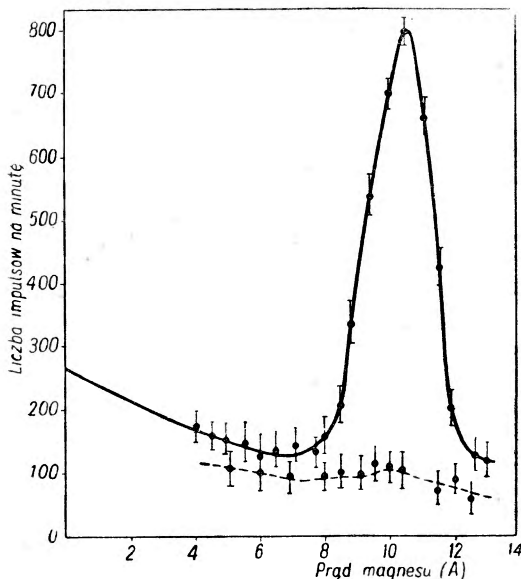


Rys. 1

Schemat uproszczony układu pomiarowego
J. M. Robsona

że istotnie w pobliżu elektrody E pojawiają się protony. Czy pochodzą one jednak z rozpadu neutronów, czy też są one może po prostu zjonizowanymi przez kwanty gamma i elektrony atomami wodoru?

Z możliwością tą należało się liczyć ze względu na obecność w komorze K związków bogatych w wodór — a mianowicie par oleju, które



Rys. 2

wszystkie neutrony termiczne nie dopuszczając ich do komory. Częstość impulsów spadała wtedy gwałtownie, szczyt protonowy zniknął, co uwiadczenia na rys. 2 linia przerywana.

Tak więc przemiana β neutronu w proton została stwierdzona. Należało teraz prześledzić starannie widmo elektronów rozpadu, to jest znaleźć ich rozkład energetyczny. Do tego posłużył spektrograf oznaczony na rysunku (1) literą S_p . Zmieniając natężenie prądu jego soczewki magnetycznej można było wybierać elektrony o określonej energii. Ponieważ oprócz cząstek β wpadały do spektrografu także liczne elektrony „obce“, stanowiące nieuniknione, niestety, tło, trzeba było uciec się do pomocy układu koincydencyjnego sprzęgającego licznik scyntylacyjny L_β , liczący elektrony, z powielaczem P_p służącym do rejestracji protonów. Układ działał w ten sposób, że liczony był tylko taki elektron padający na licznik, któremu odpowiadał równocześnie z nim powstały proton. (Prąd soczewki spektrografu 10,6 A). Ze względu na różnicę prędkości cząstki β i protonu, trzeba było impuls pochodzący od cząstki β , tj. idący od licznika L_β , opóźnić względem impulsu pochodzącego od protonu (tj.

w każdym układzie opróżnianym przy pomocy dyfuzyjnych pomp olejowych występują chociażby tylko w bardzo niewielkiej ilości. Okazało się jednak, że zwiększanie ciśnienia tych par w komorze nie pociągało za sobą wzrostu liczby powstających protonów. Nie wykryto również w widmie maksimum odpowiadających jonom cząsteczkowym, jakie niewątpliwie musiałyby wystąpić wraz z jonami atomowymi.

Innym sprawdzianem, o jeszcze większej sile dowodowej, było umieszczenie na drodze wiązki neutronowej (w kolimatorze) filtru borowego F (rys. 1), który pochłaniał praktycznie

idącego od powielacza P_p) tak by oba te impulsy dochodziły do układu koincydencyjnego równocześnie. Temu celowi służyła linia opóźniająca, przez którą w drodze do układu koincydencyjnego przechodził impuls biegnący od licznika scyntylicyjnego, oczywiście uprzednio wzmacniony i znormalizowany. Rzecz jasna, że wraz ze zmianą wybieranej energii cząstki β trzeba było odpowiednio zmieniać czas opóźnienia.

Dzięki takiemu urządzeniu tło stworzone przez „obce“ elektrony uległo radykalnemu stłumieniu i liczone były niemal wyłącznie elektrony powstałe z rozpadu neutronów. Świadczą o tym dane w tabelicy I wykazujące, że liczba koincydencji maleje gwałtownie, gdy czas opóźnienia albo prąd spektrografu protonowego albo napięcie elektrody E ulegnie zmianie.

Tabela I

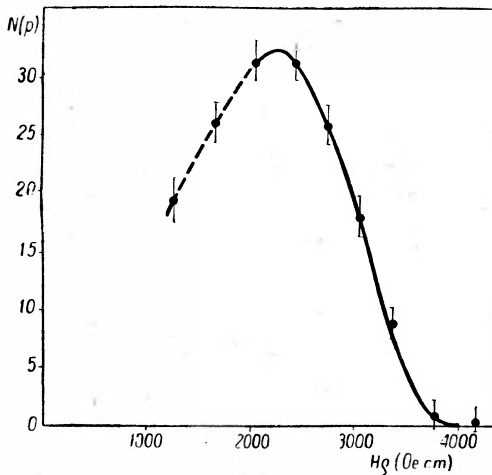
Opóźnienie impulsu β [μ s]	Napięcie elektrody E [kV]	Prąd magnesu spektrografu S_p w amperach	Liczba koincydencji na minutę
0,9	13	10,5	$1,108 \pm 0,055$
0,5	13	10,5	$0,050 \pm 0,04$
0,9	0	10,5	$-0,010 \pm 0,035$
0,9	13	6,5	$0,011 \pm 0,028$

Po tych wstępnych doświadczeniach można było dokonać pomiaru widma β . Bezpośrednio z eksperymentu otrzymano zależność liczby zarejestrowanych w obranej jednostce czasu koincydencji od natężenia prądu w uzwojeniach elektromagnesu spektrografu P_p . Należało teraz przejść od tych wartości prądu do energii elektronu, to znaczy wycechować spektrometr.

W tym celu umieszczono w pobliżu elektrody E preparat promieniotwórczy izotopu złota Au^{198} . Izotop ten, jak wiadomo, posiada w swym widmie wyraźną linię elektronów konwersji wewnętrznej o energii 328 keV. Mierzając tedy prąd soczewki, przy którym elektrony te były ogniskowane, znaleziono jeden punkt krzywej cechowania. Dalsze punkty wyznaczono podobnie, używając innych izotopów o znanym widmie β . Oczywiście trzeba podkreślić, że w czasie tych pomiarów elektroda E pozostawała pod normalnym napięciem pracy (13 kV).

I oto po raz pierwszy w dziejach fizyki otrzymane zostało widmo β neutronu! Wykryta przed dwudziestu bez mała laty elementarna cząstka materii, stanowiąca podstawowy budulec świata, tworząca z górą połowę jego masy, zdobyła wreszcie prawną legitymację pierwiastka promieniotwórczego. Ten dowód osobisty — to właśnie widmo β , widmo charakte-

rem swym nie różniące się od tyłu innych znanych widm pierwiastków radioaktywnych.



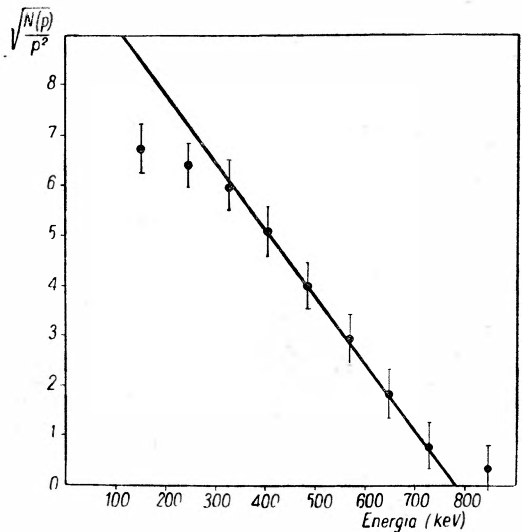
Rys. 3

padku. Z wykresu 4 znajduje się łatwo maksymalną energię cząstek β . Wynosi ona $\epsilon_0 = 782$ keV, przy czym błąd prawdopodobny oszacowany został na ± 13 keV; wobec tego w jednostkach masy $\epsilon_0 = 2,53 \pm 0,03$, co jest zgodne z przyjętą w pierwszej części tego artykułu wartością 2,54.

Doświadczenie R o b s o n a miało na celu nie tylko otrzymanie widma neutronu, lecz również i pomiar jego okresu połówkowego.

Zadanie to było trudne. Należało przede wszystkim wymierzyć, z jakiego obszaru strumienia neutronów, przebiegających przez komorę, spektrograf S_p zbiera protony rozpadu. Należało zbadać to dla rozmaitych kątów i pędów odskakującego protonu. Pomocny okazał się tu model mechaniczny pola elektrostatycznego elektrody E , w którym wielkość potencjału reprezentowała wyso-

Pokazane jest ono na rys. 3 w funkcji pędu i na rys. 4 w postaci tzw. wykresu Kurie, gdzie na osi odciętych odmierzone są energie elektronów, rzędne zaś przedstawiają wielkość $\sqrt{\frac{N(p)}{p^2}}$ (p oznacza pęd elektronu, $N(p)$ — liczbę zarejestrowanych cząstek β w jednostce przedziału pędowego). Wykres Kurie, jak wiadomo, bywa chętnie stosowany, zwłaszcza przy porównywaniu wyników eksperymentu z teorią, ponieważ dla przejść dozwolonych przedstawia on linię prostą. Tak właśnie jest w naszym przy-



Rys. 4

kości potencjału reprezentowała wyso-

kość wykonanego z gumy i odpowiednio ukształtowanego „pagórka“. Z rozmaitych punktów tego „pagórka“, pod rozmaitymi kątami i z rozmaitą prędkością staczano kulki reprezentujące protony rozpadu i obserwowano, czy trafiają one do spektrografu. Żmudne i skomplikowane rachunki pozwoliły z tych pomiarów wyznaczyć efektywną objętość ($V=4,7 \text{ cm}^3$), z której protony powstałe w rozpadzie β trafiają do licznika P_p .

Teraz nie trudno już było po dokładnym oszacowaniu sprawności ($\eta=0,237$) detektora (powielacza P_p) i zmierzeniu ilości rejestrowanych na minutę protonów ($N=705$) obliczyć liczbę neutronów rozpadających się w jednym cm^3 wiązki neutronowej w ciągu jednej minuty:

$$n = \frac{N}{\eta V} = 632 \text{ neutronów na minutę.}$$

Szczegółowa analiza dokładności pomiaru wykazała, że wynik ten może być obciążony błędem $\pm 15\%$.

Należało teraz wyznaczyć gęstość neutronów w wiązce, a więc liczbę neutronów w 1 cm^3 wiązki. Wykorzystano tutaj dobrze znany fakt, że przekrój czynny manganu na aktywację neutronami o energii mniejszej od 1 eV jest odwrotnie proporcjonalny do ich prędkości; dzięki temu wzbudzona aktywność sondy manganowej wstawionej w strumień neutronów termicznych jest, co łatwo wykazać, proporcjonalna do gęstości tych neutronów w wiązce.

Co robić jednak z neutronami prędkimi, dla których przekrój czynny manganu nie wykazuje takiej wygodnej prawidłowości? Są one przecież także obecne w strumieniu wychodzącym z reaktora atomowego.

Na szczęście, mają one tylko znikomy udział w całkowitej gęstości, wobec czego wystarczyło policzyć jedynie neutrony powolne.

W tym celu należało dokonać dwóch pomiarów:

1. pomiaru aktywności sondy manganowej naświetlonej przy pomocy użytego w doświadczeniu strumienia neutronów oraz

2. pomiaru aktywności tej samej sondy, ale aktywowanej w strumieniu przepuszczonym przez filtr kadmowy. Kadm, jak wiadomo, posiada stosunkowo mały całkowity przekrój czynny na neutrony o energii większej od 1 eV ($\sigma < 8 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$, tj. 8 barnów) i bardzo duży przekrój na neutrony o energii mniejszej od $0,1 \text{ eV}$ ($\sigma > 1000$ barnów). Filtr kadmowy o niewielkiej grubości rzędu 1 milimetra pochłania więc praktycznie wszystkie neutrony termiczne, przepuszczając neutrony prędkie.

Odejmując zatem od siebie zmierzone w pomiarze 1 i 2 aktywności dostajemy aktywność wzbudzoną samymi tylko neutronami o energii mniejszej od 1 eV. W ten sposób znaleziono, że gęstość neutronów w środku wiązki użytej w opisanym pomiarze czasu życia neutronu wynosiła

$$\rho = 1,16 \times 10^4 \pm 8\% \text{ neutronów na cm}^3.$$

Jeżeli zatem znana jest liczba neutronów zawartych w 1 cm³ wiązki i liczba neutronów rozpadających się w tej objętości, to łatwo wyznaczyć okres połowicznego zaniku:

$$T = \frac{0,693}{\lambda} = 12,8 \text{ minut.}$$

Błąd prawdopodobny oszacowany został na $\pm 18\%$.

Tak więc eksperyment — najwyższa instancja fizyki — potwierdził przewidywania zmodyfikowanej przez G a m o w a - T e l l e r a teorii F e r m i e g o rozpadu β .

Na zakończenie tego artykułu wspomnijmy w paru słowach o innych możliwościach doświadczalnych pomiaru okresu połowicznego zaniku neutronu. Najprostszym chyba w zasadzie, lecz mało realnym wydaje się pomysł W a n g a (10), który zaleca absorbować neutrony termiczne w ciepłym ciężkim wodorze lub helu, a następnie na drodze spektralnej, zmierzyć liczbę atomów wodoru powstałych z rozpadu β . O takich właśnie projektach wspomina S n e l l w cytowanej już pracy (5), gdzie rozważa możliwości pomiaru czasu życia neutronów przez pomiar ciśnienia wodoru wytworzonego w opróżnionym naczyniu umieszczonym w reaktorze atomowym. Zakładając natężenie strumienia neutronów równe 2×10^{12} neutronów na cm² na sec, ich prędkość równą 4×10^5 cm/sec i okres połowikowy 10 minut, znajduje on, że po upływie roku ciśnienie wodoru, będącego produktem rozpadu neutronów, powinno wynosić zaledwie około 4×10^{-6} mm Hg.

Jeżeli weźmiemy pod uwagę, że w zbiorniku pojawiać się będą również protony z takich reakcji jak (n, p) czy (γ, p) , to sytuację musimy uznać za jeszcze bardziej kłopotliwą, a pomysł za nierealny, przynajmniej przy dzisiejszym stanie techniki.

Można by również rozważyć przydatność komory Wilsona do pomiaru czasu życia neutronu. Oczywiście trzeba by układ doświadczalny zmontować w ten sposób, by uniknąć silnego tła różnego rodzaju promieniowania występującego w sąsiedztwie reaktora. W przeciwnym razie byłoby zadaniem praktycznie niewykonalnym wyszukanie wśród wielkiej liczby

torów zarejestrowanych na fotografiach, śladów należących do produktów przemiany β neutronu. Tymczasem wszelkie zabiegi mogące zmniejszyć szkodliwe tło musiałyby równocześnie osłabić strumień neutronów, a tym samym obniżyć prawdopodobieństwo zarejestrowania rozpadu β .

O eksperyment taki warto by się jednakże pokusić. Dostarczyłyby on nie tylko potwierdzenia dotychczasowych wyników doświadczalnych dotyczących promieniotwórczości neutronu, lecz równocześnie wniosłyby cenne, a może nawet rozstrzygające informacje do sprawy samego mechanizmu rozpadu β , wyjaśniłyby może wciąż jeszcze mroczną a wielce ważną sprawę neutrina.

Fotografie rozpadu neutronu dostarczyłyby danych o korelacji kątownej między elektronem i jądrem odskoku tj. protonem, dane pewniejsze i bardziej bezpośrednie od tych, które uzyskano dawniej w eksperymentach z cięższymi jądrami, promieniotwórczymi, np. w badaniach Sherwina (11).

Równoważne wyniki można by uzyskać także i bez użycia komory Wilsona, np. przy pomocy układów liczników. Jednakże i w tym rozwiązaniu trudno by rozporządzać bardzo intensywną wiązką neutronów.

Istniejące dziś źródła neutronów są niestety wciąż jeszcze dość słabe, nie stwarzają korzystnych warunków do tego rodzaju doświadczeń. Jednakże potężny rozwój techniki jądrowej napawa nadzieją, że już wkrótce neutron — najlżejsze jądro radioaktywne — będzie mógł okazać się pomocnym przy rozwikłaniu jednej z wielkich zagadek fizyki — problemu neutrina.

Niepowstrzymanie wzrasta ludzka wiedza o materii. Od pierwszych obserwacji i prymitywnych hipotez przedziera się badacz poprzez gęstsze trudności doświadczenia do coraz głębszego i pełniejszego poznania zjawiska, w żarliwym trudzie zbliża się coraz bardziej do prawdy.

Długi łańcuch badań promieniotwórczości neutronu stanowi właśnie przykład zmagania doświadczenia z oporną materią. Dzieje tej walki, wszczętej przed kilkunastu laty, są piękną kartą kroniki pochodzenia człowieka do wiedzy. Pochodu zwycięskiego.

Literatura

1. J. Chadwick, M. Goldhaber, Proc. Roy. Soc., **A 151**, 479 (1935).
2. L. Motz, J. Schwinger, Phys. Rev., **48**, 704 (1935).
3. H. A. Bethe, R. F. Bacher, Rev. Mod. Phys., **8**, 201 (1936).

4. E. J. Konopiński, *Rev. Mod. Phys.*, **15**, 209 (1943).
5. A. H. Snell, *Nucl.*, **8**, Nr 3,3 (1951).
6. A. H. Snell, L. C. Miller, *Phys. Rev.*, **74**, 1217 (1948).
7. A. H. Snell, F. Pleasanton, R. V. Mc Cord, *Phys. Rev.* **78**, 310 (1950).
8. J. M. Robson, *Phys. Rev.*, **78**, 311 (1950).
9. J. M. Robson, *Phys. Rev.*, **83**, 349 (1951).
10. K. C. Wang, *Nature*, **155**, 574 (1945).
11. C. W. Sherwin, *Phys. Rev.*, **75**, 1799 (1949)

Teodor Kopcewicz

Zakład Fizyki Atmosfery Uniwersytetu Warszawskiego

O budowie najwyższych warstw atmosfery Ziemi na podstawie pomiarów jonosfery

I. Wstęp

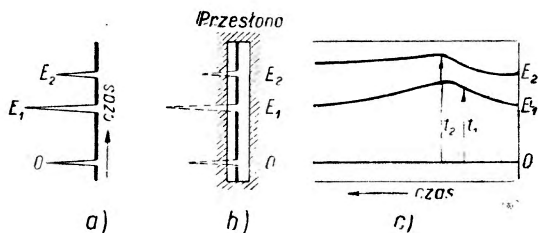
W poprzednim referacie [1] zajmowaliśmy się fizycznym stanem składników powietrza na dużych wysokościach w atmosferze określonym na drodze badań spektroskopowych. Stwierdziliśmy wówczas, że wskutek absorpcji krótkofalowego promieniowania Słońca zachodzi pobudzenie oraz dysocjacja cząstek składników powietrza, w szczególności tlenu O_2 . W wyniku tego procesu dysocjacji i rekombinacji tworzy się w atmosferze warstwa o dużej zawartości ozonu O_3 , a następnie na większych wysokościach tlenu atomowego O. Niezależnie od tego stwierdzono również istnienie sodu atmosferycznego w stosunkowo cienkiej warstwie na wysokości ok. 60 km.

Ta stosunkowo złożona budowa atmosfery w górnych warstwach powoduje również skomplikowane stosunki jonizacyjne, które będą tematem naszych obecnych rozważań. Omówimy tu krótko niektóre metody badań jonosfery, jej budowę warstwową, oraz opierając się na nowszych publikacjach postaramy się powiązać przytoczone wyniki ze stanem fizycznym atmosfery na tych wysokościach.

II. Doświadczalne metody badań jonosfery i najważniejsze wyniki

Od czasu ważnej publikacji Appletona i Barnetta [2], w której autorzy ci po raz pierwszy stwierdzili istnienie warstwy zjonizowanej w atmosferze, wykonano wielką liczbę pomiarów wysokości warstw jonosferycznych: zbadano ich złożoną budowę, ich zmienność czasową (regularną: dobową, roczną, i 11-letnią, przypadkową) oraz przestrzenną. Streszczenie tych wyników oraz szczegółową na ten temat literaturę znajdzie czytelnik w monografiach Beckmanna z 1948 r. i Eigsona i współpracowników (1948 r.) [3]. Metoda badania jonosfery zastosowana po raz pierwszy przez wspomnianych wyżej autorów, znana w literaturze jako *metoda Appletona*, polega na doświadczalnym wyznaczeniu tzw. czę-

stości krytycznej. W metodzie tej układy radio-nadawczy i odbiorczy znajdują się w małej odległości od siebie (rzędu 50 m) tak, że pomiar czasu echa odbywa się dla fali padającej prawie prostopadle na warstwę zjonizowaną (której położenie w górnych warstwach atmosfery jest poziome), przy tym czas odbioru impulsów wprost przyjmuje się za sygnał początkowy, od którego następuje pomiar czasu przyjścia echa. Czas między odbiorem sygnału wprost i odbitego od warstwy zjonizowanej wyznacza jednocześnie dla danej częstotliwości fali wysokość równoważną¹⁾, na której zachodzi odbicie. Schematycznie sposób zapisywania krzywej echa na



Rys. 1

kliszy fotograficznej przedstawia rys. 1 abc. Sygnały echa w układzie odbiorczym otrzymuje się na ekranie rury Brauna.

Stosując przesłonę, jak to wskazuje rys. 1 b, otrzymujemy w miejscach O, E₁ i E₂ kliszy ustawionej za przesłoną miejsca niezacernione. Przesuwając

kliszę w stosunku do przesłony otrzymamy czasowy przebieg wysokości warstwy zjonizowanej w atmosferze. Na rys. 1c t₁ i t₂ oznaczają przykładowo czasy dojścia do odbiornika echa, od dwu wysokości warstwy zjonizowanej. Zwykle zamiast skali czasu stosuje się od razu skalę wysokości dla sygnałów odbitych, stosując dodatkowy oscylator o stałej częstotliwości (np. 3 kc/sec). Wówczas odległość sąsiednich dwu kresek odpowiada grubości warstwy 25 km.

Zmieniając długość fali nadawanych impulsów otrzymujemy różne wysokości, na których następuje jej odbicie. Jak niżej zobaczymy, dla danej warstwy zjonizowanej istnieje taka graniczna długość fali padającej, a więc taka jej graniczna częstotaść ν_{kr} , że przy $\nu > \nu_{kr}$ echo zanika, fala nie ulega odbiciu, lecz przechodzi przez warstwę zjonizowaną. Częstotaść ν_{kr} nazywamy częstotnością krytyczną.

Systematyczne badania jonosfery metodami echa i częstotliwości krytycznej wykazały, że w atmosferze istnieją dwie wyraźne warstwy zjonizowane, z których niższa oznaczana jest jako warstwa E, wyższa — jako warstwa F. Warstwa E występuje w obszarze wysokości 80—120 km, warstwa F bardziej rozmyta posiada maksimum gęstości elektronów przeciętnie na wysokości 250 km.

¹⁾ Wysokość równoważną h' (equivalent height, scheinbare Höhe) dla wysokości h definiuje się jako $\int_0^h \frac{dx}{n}$, gdzie n jest współczynnikiem załamania ośrodka.

W ciągu dnia z reguły występują jeszcze dwie warstwy pomiędzy E i F . Wówczas warstwa E rozpada się na dwie E_1 i E_2 ; przy tym przez E_1 oznacza się warstwę główną, niższą i bardziej wyraźnie występującą przy sondowaniu metodą Appletona. Również warstwa F rozpada się na dwie: niższą oznaczaną zwykle symbolem F_1 i wyższą F_2 . W nocy zamiast F_1 i F_2 występuje tylko F_2 , którą wówczas oznacza się symbolem F oraz zamiast E_1 i E_2 występuje E o zmniejszonej gęstości elektronów. Warstwy E i F zostały dotychczas najlepiej zbadane.

Poza tymi warstwami na wysokościach mniejszych (rzędu 60 km) występuje sporadycznie cienka warstwa zjonizowana D . Istnienie jej stwierdzili po raz pierwszy w obszarach tropikalnych Mitra i Bhar w 1936 r. [4]. Lata ostatnie dostarczyły wreszcie wyników, na podstawie których można stwierdzić istnienie jeszcze jednej warstwy zjonizowanej C na wysokości tropopauzy (8—13 km). W obecnej chwili materiał doświadczalny jest jeszcze niewystarczający do poznania zachowania się warstw C i D , warunków ich występowania, rozciągłości przestrzennej oraz czasowych zmian.

Rys. 2 przedstawia średnie częstotliwości krytyczne i średnie wysokości równoważne warstw E i F dla lata i zimy.

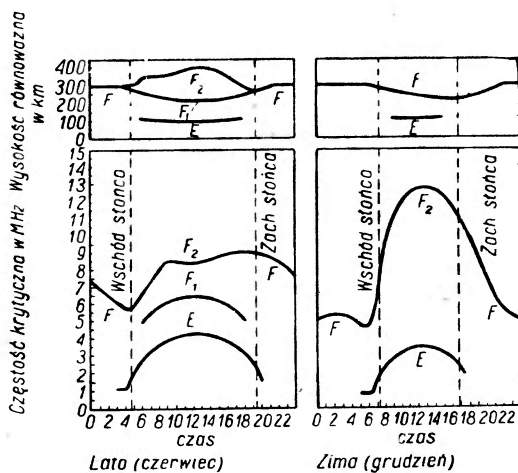
W tym dobowym przebiegu uderzającym jest fakt zależności częstotliwości krytycznej ν_{kr} od odległości zenitalnej z Słońca. Dla warstwy E zależność tę można wyrazić wzorem

$$\nu_{kr} = \nu_0 \sqrt{\cos z}, \quad (1)$$

a gęstość nośników naboju elektrycznego w zależności od z wyrazi się również bardzo prostym wzorem:

$$N = N_0 \sqrt{\cos z}. \quad (2)$$

Wartości ν_0 i N_0 odnoszą się do najwyższego w ciągu doby położenia Słońca w miejscu obserwacji.



Rys. 2

Zależność (1) nie stosuje się dla warstwy F_1 , jakkolwiek związek między częstością krytyczną a położeniem Słońca jest również widoczny. Natomiast częstość ν_{kr} dla F_2 wykazuje bardziej skomplikowaną zależność do położenia Słońca, zwłaszcza w ciągu lata.

Cały szereg autorów między innymi Appletton, Harang i Hulburt [5] wysunęli przypuszczenie, że na natężenie jonizacji w warstwie F_2 i na jej dzienny przebieg wpływają procesy termodynamiczne wywołane promieniowaniem Słońca, a mianowicie pęcznienie i kurczenie się warstwy F w zależności od dopływu energii od Słońca. W czasie pęcznienia warstwy zachodzi jej podział na F_1 i F_2 . Dla wytłumaczenia tego zjawiska należałoby przyjąć na wysokości warstwy F_2 temperatury rzędu 1000°K . W zimie ze względu na niskie położenie Słońca w ciągu doby te zjawiska termodynamiczne występują znacznie słabiej i w związku z tym obserwuje się lepszą równoległość wartości częstości krytycznej z wysokością Słońca oraz brak wyraźnego podziału F na F_1 i F_2 .

Potwierdzenia tego przypuszczenia należy oczekiwać na drodze pomiarów raketowych. Ze sprawozdania Van Allena [6] oraz na podstawie pracy Havensa i współpracowników [7] wynika, że pomiary temperatur powietrza zostały dotychczas wykonane do wysokości nie przekraczających 200 km. Jakkolwiek zatem brak jest bezpośredniego potwierdzenia, to jednak na podstawie dotychczasowych wyników istnienie tak wysokich temperatur nie jest wykluczone. Według Pennorfa [8] temperatura powietrza na wysokości warstwy E dla różnych jego składów chemicznych (81% O_2 i 19% N_2 oraz 81% O i 19% N_2 wg Applettona) mieści się w granicach 330 do 374°K .

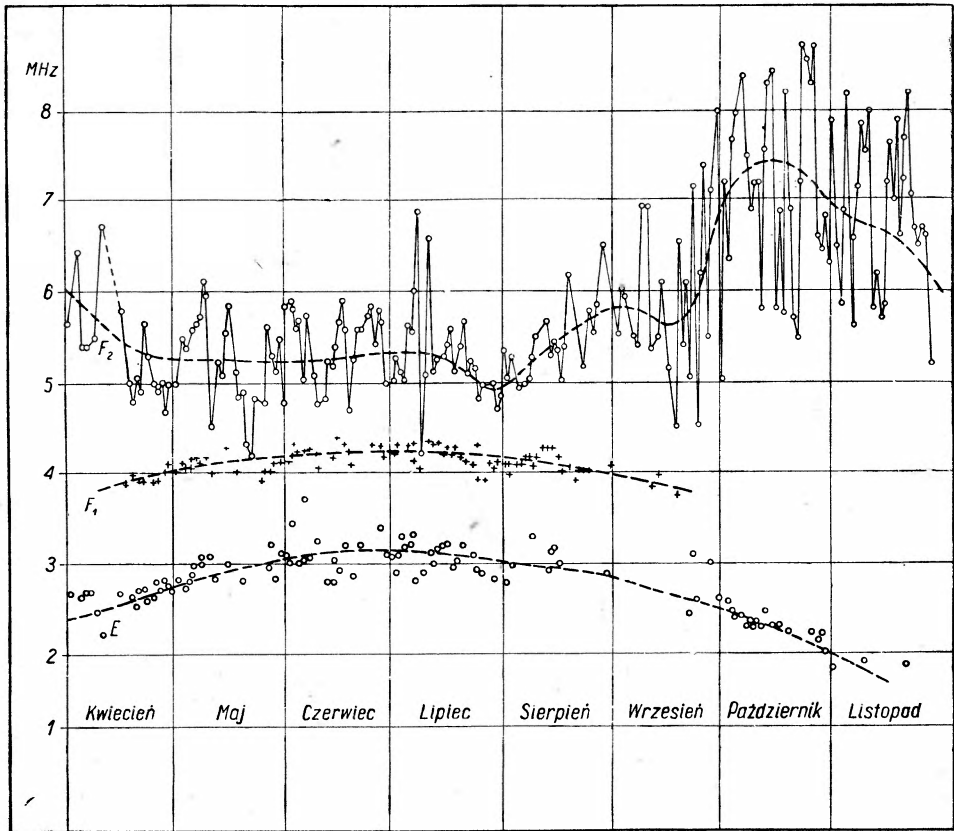
Przy składzie 67% N_2 i 32% O Mitra i Rakshit [9] otrzymali 308°K . Wartości te pozostają w dość dobrej zgodności z wynikami pomiarów raketowych Havensa i współpracowników dla wysokości odpowiadających warstwie E . W warstwie F w zależności od przyjętych założeń dotyczących składu chemicznego powietrza otrzymuje się temperatury w granicach od 437 do 936°K . Powyższe obliczenia temperatury zostały przeprowadzone na podstawie znanego wzoru Chappmana [10].

$$2H = \frac{h_m - h}{\sqrt{1 - \frac{N}{N_m}}}; \quad H = \frac{kT}{mg}, \quad (3)$$

w którym N i N_m oznaczają koncentrację nośników elektryczności na dowolnej wysokości h i wysokości h_m odpowiadającej częstości krytycznej, k — stałą Boltzmann'a, g — przyspieszenie ziemskie oraz m masę atomową bądź cząsteczkową nośników.

Analogicznie do dobowego otrzymuje się również roczny przebieg częstości krytycznej. I w tym przypadku również istnieje prosta zależność wartości ν_{kr} od odległości zenitalnej Słońca dla E i F_1 , natomiast wyniki wykazują w sposób niewątpliwy inny charakter zależności częstości krytycznej dla warstwy F_2 .

Wyraźnie to widać z rysunku zaczerpniętego z pracy Haranga [11] przedstawiającego wartości ν_{kr} dla Tromsø w Norwegii.



Rys. 3

Roczny przebieg częstości krytycznych dla Tromsø

Położeniu maksimum ν_{kr} na krzywej dla E i F_1 odpowiadają najmniejsze wartości częstości krytycznej krzywej dla F_2 , natomiast w miesiącach zimowych częstość ta wyraźnie wzrasta.

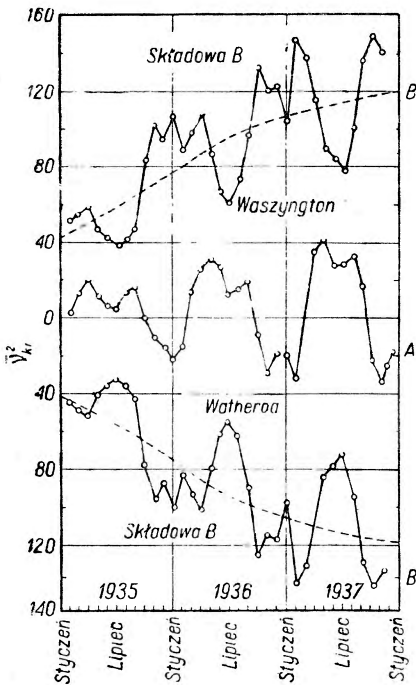
Zauważyć tu trzeba, że jeżeli zjawiska termodynamiczne, jak to przypuszczają Appleton, Harang i Hulburt, mają mieć tak wyraźny wpływ na strukturę warstwy F_2 , to krzywa czasowego przebiegu ν_{kr}

na półkuli północnej dla tej warstwy powinna być przesunięta w czasie o pół roku w stosunku do wartości dla półkuli południowej. Pomiary przeprowadzone przez Berknera i Wellsa [12] nie potwierdziły w całości tego przypuszczenia i wnioski tych autorów można streścić w sposób następujący: Zmiany częstości krytycznej ν_{kr} dla warstwy F_2 można rozłożyć na dwie składowe:

A) Na dwu stacjach, z których jedna znajduje się na półkuli północnej, druga — na półkuli południowej, pierwsza składowa zmian ν_{kr} wykazuje zależność o biegu rocznym od położenia (wysokości) Słońca. Maksimum ν_{kr} , a więc i gęstości elektronów, dla pierwszej stacji odpowiada czasowo minimum dla stacji drugiej i na odwrót.

B) Druga składowa zmian ν_{kr} nie wykazuje okresu rocznego. Ta druga składowa wykazuje zgodność fazy dla obu stacji, tzn. dla obu półkul.

Z powyższego wynika, że jedynie pierwsza składowa zmienia się w sposób zgodny z przypuszczeniem wspomnianych wyżej trzech autorów. Trudno natomiast znaleźć interpretację dla składowej drugiej. Nie znajduje ona uzasadnienia w eliptyczności toru kuli ziemskiej w ruchu dokoła Słońca ze względu na to, że obserwowany efekt jest wielokrotnie większy niż ten, jakiego należałoby w związku z tym oczekiwać. Również nie można szukać uzasadnienia w zmianie stałej słonecznej na skutek plam słonecznych, ponieważ zmiany te wykazują okres jedenastoletni. Berkner i Wells przypuszczają, że składowa (B) jest wynikiem jonizacji wywołanej przez promieniowanie pochodzące spoza układu słonecznego. Natężenie jonizacji jest największe w grudniu, najmniejsze w czerwcu. Oczywiście takie tłumaczenie jest niewystarczające i należy zagadnienie to uważać w dalszym ciągu za nierozwiązane.

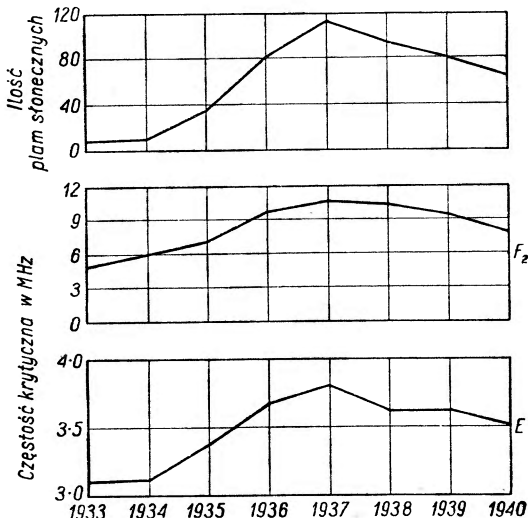


Rys. 4

Omówione tu wyniki dla obu wspomnianych składowych ν_{kr} warstwy F_2 przedstawia rys. 4, zapożyczony z pracy Berknera i Wellsa. Tymi dwiema stacjami, o których wyżej była mowa, były Waszyngton oraz Watheroo w Australii. Pomiary były prowadzone w ciągu trzech lat.

Środkowa linia ciągła na rysunku daje nam czasowy przebieg składowej (A) częstości krytycznej, krzywe ciągłe górna i dolna przedstawiają składową (B) a linie przerywane czasowy przebieg średnich wartości.

Poza omówionymi wyżej wahaniami częstości krytycznej o okresie dziennym i rocznym wspomnieć należy, że zbadane zostały jej długo-okresowe wahania (11-letnie), związane z periodycznością występowania plam słonecznych. Wahania te są większe dla F_2 niż dla F_1 i E . Wzrost liczby plam słonecznych powoduje również wzrost częstości krytycznej. Rys. 5 zawiera przebieg średnich rocznych częstości krytycznych dla warstw E i F_2 oraz średniej rocznej liczby plam słonecznych. Widoczna jest tu zupełna analogia w przebiegu tych krzywych.



Rys. 5

Zmiany regularne jonosfery stanowią zespół zagadnień, które zostały zbadane najwszechstronniej. Materiał doświadczalny jest tu dosyć jednoznaczny i w niewielu tylko przypadkach trudno jest znaleźć fizyczne zasadnienie obserwowanych zjawisk. Nieco gorzej przedstawia się sprawa w przypadku nieregularnych zmian czasowych. Rejestracje echa są w takich przypadkach daleko bardziej skomplikowane i często niejednoznaczne. Wspomniemy tu o trzech typach nieregularnych zmian czasowych. Są one wywołane przez:

1. burze magnetyczne i zorze polarne,
2. tzw. anomalną warstwę E ,
3. efekt Mögela - Dellingera.

Pierwszy typ związany jest ściśle z występowaniem zórz polarnych i burz magnetycznych, które, jak wiadomo, wywoływane są przez promieniowanie korpuskularne Słońca. Wysokościowy obszar występowania zórz polarnych rozciąga się od 100 do 1000 km. Ze względu na to, że maksymalne natężenie świecenia zórz przypada na wysokości ok. 100 km w atmosferze, wnioskujemy, że to promieniowanie korpuskularne Słońca (elektrony i jony) przechodzi przez warstwy F_2 i F . Duża zmienność zarówno natężenia jak i barwy świecenia zórz polarnych dowodzi, że warunki po-

budzenia składników powietrza nie są ustalone i jednakowe w czasie. Równocześnie z tymi ciągłymi zmianami świecenia zórz polarnych występują nieregularne zmiany pola magnetycznego Ziemi. Im również towarzyszą wyraźne, nieraz bardzo gwałtowne i wielkie zmiany częstości krytycznej warstw F_1 i F_2 .

Czasem w ogóle nie otrzymuje się echa, co wskazuje na wielkie pionowe rozmycie warstwy zjonizowanej. Tego rodzaju zjawiska zachodzą w okresie zwiększonej liczby plam słonecznych. Obserwacje echa prowadzone w ciągu dłuższego czasu pozwoliły stwierdzić, że pionowe rozmycie warstwy zjonizowanej, o którym wyżej wspomnieliśmy, odbywa się przede wszystkim na poziomie F . Temu rozmyciu warstwy F towarzyszy wzrost natężenia jonizacji warstwy E , szczególnie nad obszarami, nad którymi występuje świecenie zórz polarnych. Przy mniejszych szerokościach geograficznych takie zwiększenie natężenia jonizacji warstwy E nie było obserwowane. Czasem również warstwa E posiada budowę nieregularną, jest jak gdyby podziurawiona, albo nawet składa się z oddzielnych, nie stykających się z sobą mniejszych obszarów zjonizowanych, znajdujących się na tej samej wysokości. Streszczone tu w kilku wierszach wyniki zostały zebrane głównie w latach 1937—1949 przez wielu badaczy [13].

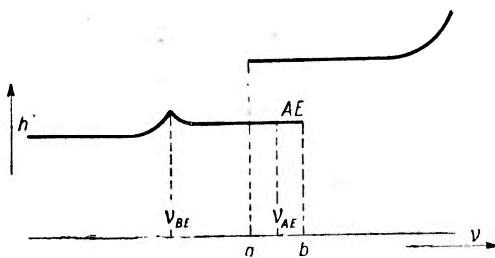
Drugim rodzajem zakłócenia jonosfery jest wystąpienie szczególnie silnej krótkotrwałej (od kilku minut do kilku godzin) jonizacji w cienkiej warstwie nieco wyżej od E . Zachodzi to najczęściej latem, nagle, w godzinach wieczornych lub w nocy, przy czym zmianom tym nie towarzyszą burze magnetyczne. Poza tym stan jonizacji warstwy E nie jest zakłócony w sposób wyraźny. Ta nowa cienka warstwa silnie zjonizowana otrzymała nazwę anomalnej lub sporadycznej warstwy E . Jej anomalność polega przede wszystkim na tym, że nie wykazuje ona żadnej zależności od położenia Słońca i stopnia jego aktywności oraz występuje nad stosunkowo małymi obszarami, przeważnie w dużych szerokościach geograficznych.

Z pracy Appletona i Naismitha [14] wynika, że powyżej częstości krytycznej odpowiadającej normalnej warstwie E przypada zwykle dosyć szeroki obszar częstości fal odbijanych od anomalnej warstwy E . Wielkość tego obszaru częstości przy nieziennej wysokości, na którym zachodzi odbicie, dowodzi wielkiego gradientu koncentracji nośników naboju elektrycznych. Rys. 6 przedstawia schematycznie obraz echa otrzymanego przez Appletona i Naismitha [14].

W przypadku obserwowanym przez tych autorów częstość krytyczna warstwy E wyniosła 3,5 MHz (na rys. v_{BE}), dla warstwy anomalnej $E-4,7$ MHz (v_{AE} na rys. 6). Równoczesne występowanie odbicia od warstwy F

dowodzi istnienia dziur w warstwie anomalnej (w tym przypadku). Jednocześnie bowiem odbicie od dwu warstw zjonizowanych jest wg R a w e r a możliwe jedynie w okolicy częstości krytycznej dolnej warstwy [15].

Nowsze badania anomalnej warstwy *E* dostarczyły dosyć dużo faktów, wskazujących na wielkie trudności przy ustaleniu warunków fizycznych, w których ta warstwa powstaje, jej czasowego zachowania się i zanikania, oraz poziomego ruchu. Nie istnieje jeszcze żadna teoria tworzenia się takiej warstwy. Usiłowania idą w kierunku powiązania jej powstawania z działalnością jonizacyjną meteorów. Stwierdzona została bowiem pewna korelacja częstości występowania warstwy anomalnej *E* z liczbą meteorów obserwowanych optycznie [16].



Rys. 6

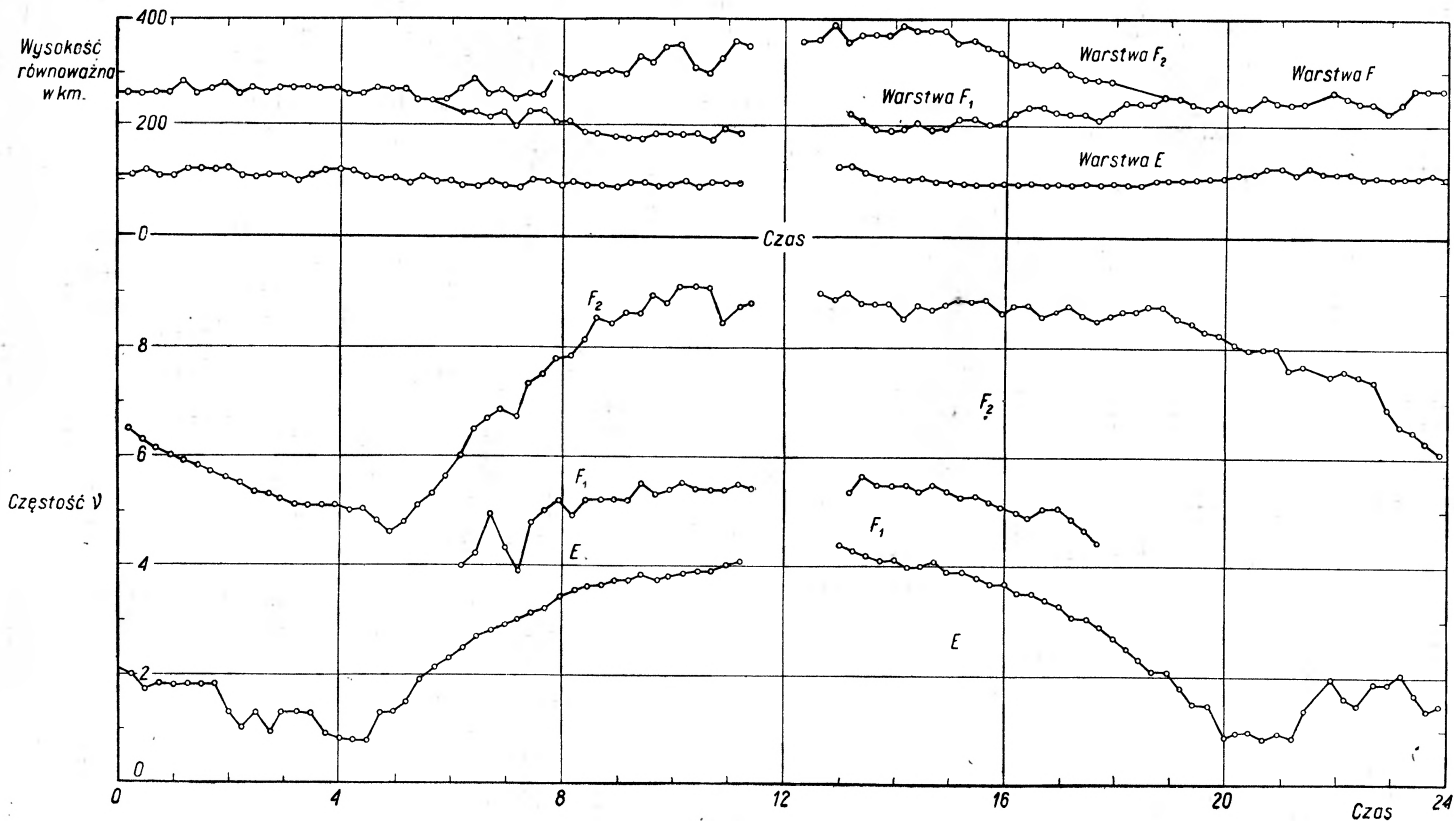
Trzecim wreszcie typem zakłócenia jonosfery jest tzw. efekt Mögela-Dellingera, znany również pod nazwą „fade out“. Efekt ten został stwierdzony przez Mögela w 1930 roku i zbadany przez Dellingera i Richardsona w latach 1936 i 1937. Polega on na krótkotrwałym, całkowitym zaniku echa od warstw zjonizowanych w atmosferze.

Rysunek 7, zapożyczony z pracy Berknera i Wellsa [17], przedstawia przykład takiego zakłócenia obserwowanego 31 lipca 1937 r. Górna część rysunku przedstawia krzywe wysokości równoważnych (scheinbare Höhe, equivalent height) jako funkcję czasu dla warstw *E*, *F*₁ i *F*₂, dolna część rysunku — częstości krytyczne tych warstw również jako funkcje czasu.

Zanik rozpoczął się ok. godz. 11.00 i trwał prawie dwie godziny. O godz. 13.00 wystąpiły znowu odbicia od warstw *E* i *F*, wcześniej nieco dla warstwy *F*₂. Interesującym jest fakt, że zarówno wysokości równoważne jak i częstości krytyczne poszczególnych warstw zjonizowanych po zakończeniu się efektu Mögela-Dellingera pozostają niezmienione. Jedynie częstość krytyczna warstwy *E* przez pewien krótki zresztą czas posiada większe wartości niż przed zanikiem.

Na podstawie wyników obserwacji tego zjawiska przez Dellingera, Richardsona i Waldmeiera [18] wnioskujemy, że istnieje duża korelacja między występowaniem zjawiska Mögela-Dellingera a wybuchami na Słońcu.

Poza promieniowaniem korpuskularnym, które towarzyszy takim wybuchom i które powoduje powstawanie zórz polarnych i burz magnetycz-

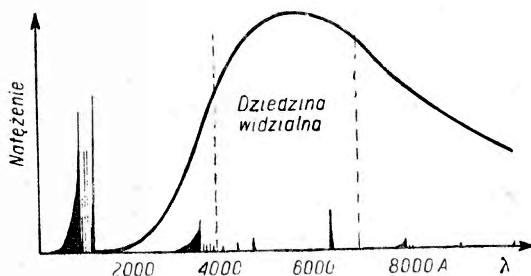


Rys. 7
 Krzywe częstości krytycznej dla E, F₁ i F₂

nych oraz wpływa na warstwy jonosferyczne, występuje wówczas wielkie wzmocnienie emisji w nadfiolecie. Rysunek 8 zapożyczony z pracy Waldmeiera wykazuje ten wielki wzrost przy pomocy obszarów zaczerpniętych. Linia ciągła daje rozkład widmowy promieniowania Słońca.

Wyniki te zostały uzyskane na drodze obserwacji spektroheliograficznych, bowiem obserwacje globalne w świetle białym nie pozwalają stwierdzić tego zjawiska wobec nieznacznej tylko zmiany jasności w dziedzinie widzialnej.

Zjawisko Mögela - Dellingera jest obserwowane prawie równocześnie z wybuchem i zachodzi niezależnie od umiejscowienia tego wybuchu na Słońcu. Z tego należy wnioskować, że zjawisko to jest ściśle związane z istnieniem tej silnej



Rys. 8

emisji w dziedzinie nadfioletu. Dotychczas nie mamy jeszcze całkowitego wyjaśnienia rozpatrywanego zjawiska. Przypuszcza się, że to promieniowanie nadfioletowe zmienia w sposób zasadniczy stosunki jonizacyjne w atmosferze, wywołując dodatkową jonizację poniżej warstwy E, prawdopodobnie atomów sodu i cząsteczek ozonu.

III. O interpretacji fizycznej pomiarów jonosferycznych

W poprzednim paragrafie zebraliśmy najważniejsze fakty, jakie wynikają na podstawie pomiarów jonosfery prowadzonych regularnie i w ciągu długiego czasu. Przytoczone wyniki nie wyczerpują oczywiście tego tematu. Obecnie zajmiemy się wyciągnięciem wniosków, jakie dotyczą budowy atmosfery na wysokościach jonosfery.

Stojąc na gruncie ogólniejszym niż w poprzednim paragrafie musimy stwierdzić, że sondowanie jonosfery metodą echa dostarcza nam trojakiego rodzaju danych:

- a) wysokość równoważną warstwy odbijającej h' jako funkcję częstotliwości fali ν użytej do sondowania,
- b) współczynnik odbicia jonosfery jako funkcję częstotliwości,
- c) polaryzację fali odbitej.

Na podstawie a) można obliczyć w jaki sposób zmienia się gęstość elektronów w warstwie zjonizowanej, a to z kolei przy pewnych założeniach pozwala na znalezienie pionowego rozkładu zjonizowanego składnika

powietrza. Dokładniej mówiąc na podstawie a) można znaleźć skalę wysokości tego składnika powietrza, który w atmosferze tworzy warstwę zjonizowaną (por. niżej).

Pomiar współczynnika odbicia warstwy zjonizowanej pozwala ocenić absorpcję fali na drodze do góry i ku dołowi po odbiciu od warstwy zjonizowanej. Wielkość absorpcji umożliwi znowu oszacowanie liczby zderzeń elektronów z cząsteczkami składników powietrza.

Wyznaczenie rodzaju i stopnia polaryzacji fali odbitej jest dodatkową informacją pomocniczą przy opracowaniu teorii jonosfery opartej na materiale obserwacyjnym, uzyskanym z pomiarów typu a).

Zrobimy tu jeszcze jedną uwagę wstępną. Gdyby przyjąć, że ciśnienie w atmosferze maleje do dużych wysokości wg tego samego prawa, jak to ma miejsce w warstwach niższych (troposferze i stratosferze), w których wykonywane są pomiary bezpośrednie, wówczas jak łatwo można by pokazać, na wysokości rzędu 300 km w jednym cm^3 znajdowałoby się tylko ok. 1000 cząsteczek. Pomiary jonosfery przy pomocy echa wskazują, że na tych poziomach w ciągu dnia gęstość elektronów wynosi ok. 10^6 na cm^3 . Istnieje więc w górnych warstwach atmosfery czynnik, który rozprzodza składniki powietrza do większych wysokości.

Innymi słowy skala wysokości atmosfery na 300 km musi być większa niż w troposferze i dolnej stratosferze. Taki wzrost skali wysokości może być spowodowany albo obecnością lekkich gazów w górnych warstwach, których brak jest na mniejszych wysokościach, albo wzrostem temperatury na tych wysokościach.

Ta uwaga wskazuje, że należy się bliżej zająć zagadnieniem skali wysokości w atmosferze.

Warstwowa struktura jonosfery prowadzi do zgodnego poglądu, że w każdej warstwie zjonizowany jest inny składnik powietrza, jakkolwiek nie ma zgodności co do tego, jaki składnik w danej warstwie. W każdym razie dane doświadczalne dostarczają informacji o pionowym rozkładzie jonizacji danego składnika, a co za tym idzie i o pionowym rozkładzie samego składnika w atmosferze. Dla danego składnika powietrza w równowadze statycznej możemy napisać wzór:

$$n = n_0 e^{-h/H}, \quad (4)$$

w którym n_0 oznacza liczbę cząsteczek tego składnika na wysokości $h=0$, n — liczbę jego cząsteczek na wysokości h , zaś H jest skalą wysokości daną wyrażeniem

$$H = \frac{kT}{mg}, \quad (5)$$

w którym k jest stałą Boltzmanna, g — przyspieszeniem ziemskim, T — temperaturą w skali bezwzględnej, m — ciężarem cząsteczkowym. Przy dobrym wymieszaniu gazów w atmosferze m jest średnim ciężarem cząsteczkowym powietrza, natomiast przy częściowym nawet rozdziale składników m nie zachowuje stałej wartości.

Problem wyznaczenia budowy atmosfery sprowadza się do znalezienia H jako funkcji wysokości i zbadania, która z dwu wielkości m , T wpływa na H . Również, jak to wykazał *Nic o l e t* [19], zmiany częstości krytycznej warstw zjonizowanych w zależności od wysokości Słońca oraz od absorpcji fali w atmosferze wpływają na skalę wysokości. Jednakże wyznaczenie tych zmian nie jest wcale łatwe.

W przypadku pojedynczej warstwy zjonizowanej *A p p l e t o n* [20] podaje zależność między liczbą N nośników naboju w 1 cm^3 a skalą wysokości H w postaci wzoru

$$N = N_{\max} \left(1 - \frac{y^2}{4} H^2 \right), \quad (6)$$

w którym odległość y liczona jest od położenia maksimum N w tej warstwie. W tym przypadku, tj. dla parabolicznego rozkładu jonizacji w warstwie, autor ten podaje zależność między wysokością równoważną h' , od której następuję odbicie, i częstością ν fali padającej przy sondowaniu pionowym w postaci

$$h' = h_0 + \frac{H \nu}{\nu_{kr}} \ln \frac{\nu_{kr} + \nu}{\nu_{kr} - \nu}, \quad (7)$$

gdzie h_0 jest wysokością dolnej granicy warstwy zjonizowanej. Z ostatniej zależności wynika, że mając doświadczalnie wyznaczone wartości h' , ν i ν_{kr} znajdziemy H i h_0 . Znalezione na podstawie wzoru (7) wartości H wynoszą dla warstw E i F : $H_E = 10$, $H_F = 40$ do 70 km. Również dla warstwy E dla innej serii pomiarów *A p p l e t o n* i współpracownicy wyznaczyli h_0 równe 96 km (wówczas $H_E = 11,4$ km). Wobec tego maksimum jonizacji warstwy E wypadło na wysokości ok. 120 km. W czasie zimy wartości H_F wynoszą ok. 40 km, latem natomiast H_F dochodzi do 70 km. Dla porównania dodajmy, że skala wysokości w stratosferze przy założeniu, że $T = 220^\circ\text{K}$ i że zachodzi dobre wymieszanie składników powietrza, wynosi 6,4 km.

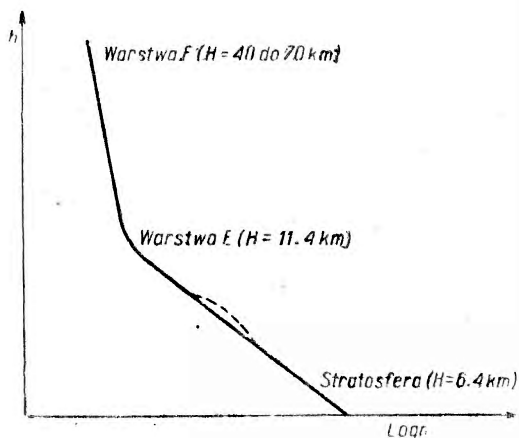
Związek między h i n dla różnych H , który napisaliśmy w postaci (4) przepiszemy tu jeszcze następująco

$$h = H \cdot \ln n_0 - H \ln n. \quad (8)$$

Z tej ostatniej formy zależności widać, że gdyby H było stałe, h byłoby liniową funkcją $\ln n$. Krzywa h jako funkcja $\ln n$ posiada jednak kształt jak na rys. 9.

Nachylenie tej krzywej pozwala w każdym punkcie obliczyć skalę wysokości H .

Z krzywej (rys. 9) przy założeniu, że na wysokości warstwy E średni ciężar cząsteczkowy powietrza pozostaje ten sam jak na powierzchni ziemi, otrzymuje się temperaturę powietrza ok. 385°K . Założenie stałości średniego ciężaru cząsteczkowego równoważne jest założeniu, że tlen nie został zdysocjowany.



Rys. 9

Wspomniana wyżej duża zmiana H (od 40 do 70 km) w okresie rocznym dla warstwy F została stwierdzona przez Appletona i Naismitha w 1940 r. [14]. Dla jej wyjaśnienia Appleton i inni wysunęli śmiało przypuszczenie pęcznienia warstwy i w związku z tym zmiany gęstości elektronów. Na gruncie przytoczonej zależności wystarczy, nie

negując zresztą istnienia silnej absorpcji promieniowania Słońca i związanych z nią procesów termodynamicznych, przyjąć, że np. w czasie lata w warstwie E_2 zjawia się nowy lekki składnik powietrza (np. O, N, H_2O , $\text{HO}\dots$), który ulega jonizacji.

Powstanie kilku warstw zjonizowanych w atmosferze jest zrozumiałe, jeżeli wziąć pod uwagę, że powietrze jest mieszaniną różnych gazów o różnych energiach jonizacji. W literaturze panuje zgodny pogląd, że czynnikiem powodującym powstawanie tych warstw jest absorpcja promieniowania Słońca w dalekim nadfiolecie. Ważną w szczególności jest rola tlenu, który wskutek absorpcji rozkłada się na atomy O. W niskich warstwach atomy te rekombinują z cząsteczkami O_2 tworząc cząsteczki ozonu. Proces ten, jak widzieliśmy wyżej, zachodzi na stosunkowo małych wysokościach.

Na wysokościach większych tlen atomowy jest jednym z głównych składników powietrza i ten fakt uzasadnia częściowo wzrost skali wysokości.

Stojąc na gruncie warstwowej budowy jonosfery jako następstwa różnych energii jonizacji, przytoczymy obecnie poglądy na tworzenie się warstw zjonizowanych.

Warstwa D stosunkowo mało zbadana jest przypisywana jonizacji atomów sodu atmosferycznego w czasie absorpcji fal krótszych od 2410 \AA oraz cząsteczek tlenu O_2 przy absorpcji fal krótszych od 1020 \AA .

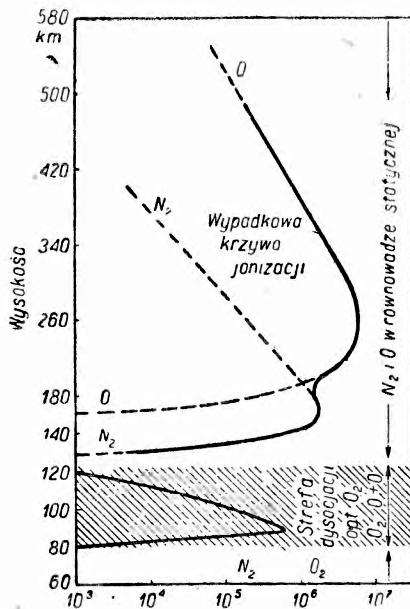
Warstwa E występuje w obszarze przejściowym tlenu $O_2 + O$, w którym w miarę wzrostu wysokości maleje procentowa zawartość tlenu cząsteczkowego na korzyść tlenu atomowego. Składnikiem ulegającym jonizacji optycznej jest tu tlen cząsteczkowy. Jego potencjał jonizacyjny wynosi 12,2 V. Z wcześniejszych prac dotyczących struktury warstwy E wynikało, że zawartość procentowa składnika jonizowanego jest bardzo mała, skąd powstała koncepcja obecności helu na tych wysokościach.

Przemawiały za tym również prace *Panetha i Glückaufa* [21] nad składem chemicznym dolnej stratosfery ekstrapolowane do większych wysokości, z których wynikało, że hel będzie podstawowym składnikiem górnych warstw atmosfery. Obecnie wiadomo, że te wnioski dla składu atmosfery okazały się błędne i powodem sprawiającym mały procent zawartości tlenu cząsteczkowego w warstwie E jest jego dysocjacja optyczna.

W odniesieniu do warstw F_1 i F_2 nie ma w literaturze zgodności poglądów, jak to miało miejsce w przypadku warstwy E . Szkoła hinduska [22] pierwsza wysunęła ogólną teorię jonosfery. Autorzy ci zakładają, że powyżej warstwy przejściowej tlenu $O_2 + O$ istnieje równowaga dyfuzyjna azotu N_2 i tlenu atomowego, i znajdują, że na wysokościach powyżej 200 km istnieje przewaga ilościowa tlenu atomowego. Na tej podstawie *Bhar* [23] przy pewnych upraszczających założeniach dochodzi do wniosku, że warstwa E powstaje wskutek jonizacji optycznej cząsteczek O_2 przy absorpcji w obszarze widmowym 744—661 Å. Warstwa F_1 powstaje przez jonizację optyczną cząsteczek azotu przy absorpcji w obszarze 611—585 Å, wreszcie warstwa F_2 — przez jonizację tlenu atomowego, przy absorpcji 910—744 Å.

Rozkład poszczególnych składników atmosfery, wg wspomnianych autorów, w zależności od wysokości z zaznaczeniem warstw zjonizowanych przedstawia rys. 10.

Następnie *Mitra, Bhari Ghosh* [24] stosując tę samą metodę rozważają maksimum jonizacji na wysokości 55 km, wynikające wskutek absorpcji O_2 w obszarze widmowym 1012—910 Å i drugie maksimum jonizacji na wysokości ok. 140 km, jako następstwo absorpcji azotu N_2 w obszarze widmowym ok. 795 Å.



Rys. 10

Metoda hinduska fizycznej interpretacji warstw jonosferycznych wprowadza daleko idące uproszczenia traktując jonizację każdego składnika oddzielnie oraz nie uwzględnia dużej różnorodności procesów rekombinacji elektronów w atmosferze. W związku z tym wywołała ona szereg następnych prób [25], mających na celu przeprowadzenie przyporządkowania warstwom jonosferycznym odpowiednich składników powietrza, które ulegałyby jonizacji przy absorpcji promieniowania Słońca.

Próby te również nie doprowadziły do jednolitego poglądu i należy uznać za słuszne stanowisko, że zagadnienie tworzenia się warstw jonosferycznych w atmosferze tak długo pozostanie nie rozwiązane, jak długo nie zostanie zbadana absorpcja promieniowania Słońca na tych wysokościach. Trudności są tu wielkie ze względu na to, że, jak sądzą J o u a u s t [26] i G a u z i t [27] a ostatnio również W o l l e y [28], z powodu bardzo małych ilości energii jakie w obszarze dalekiego nadfioletu dochodzą do wierzchołka atmosfery, niemożliwe jest wytłumaczenie powstawania warstw jonosferycznych przy pomocy zwykłej jonizacji optycznej składników powietrza wskutek absorpcji promieniowania Słońca. W warunkach atmosferycznych należy szukać innych mechanizmów jonizacji, jak np. absorpcji promieniowania bardziej długofalowego przez atomy lub cząsteczki znajdujące się w stanach metatrwałych. Wówczas uniknie się konieczności przyjmowania dosyć dowolnych założeń dotyczących natężenia promieniowania Słońca, którego składu w dziedzinie dalekiego nadfioletu na wysokości warstwy F_2 dokładnie nie znamy.

W obecnym stanie prób interpretacji fizycznej powstawania warstw jonosferycznych zrobimy dla większej przejrzystości zestawienie wszyst-

Składnik powietrza	Obszar absorpcji w Å	Proces	Warstwa
O_3	3000 — 2100	Dysocjacja optyczna	ozonu
O_2	$\lambda < 2400$	"	
Na	$\lambda < 2410$	Jonizacja optyczna	D (80 km)
O_2	1750 — 1350	Dysocjacja "	E i poniżej
NO	$\lambda < 1300$	Jonizacja "	D
O_2	$\lambda < 1020$	" "	D
O_2	1000 — 910	Prejonizacja optyczna	E (100 km)
O	$\lambda < 910$	Jonizacja optyczna	F_1 (200 km)
N	$\lambda < 850$	" "	} F_1 i F_2
N_2	$\lambda < 795$	" "	
O_2	$\lambda < 765$	" "	
N_2	$\lambda < 661$	" "	
He	$\lambda < 504$	" "	
N^+	$\lambda < 420$	" "	} F_1 i F_2
O^+	$\lambda < 355$	" "	
He^+	$\lambda < 230$	" "	

kich rodzajów absorpcji promieniowania słonecznego w górnej atmosferze prowadzących do poszczególnych warstw zjonizowanych.

Spróbujemy na zakończenie zreasumować omówione tu szkiecowo wyniki badań górnej atmosfery. Doświadczenia nad odbiciem fal od warstw jonosferycznych dostarczyły dużo ważnych faktów dotyczących zachowania się tych warstw. Stwierdzone zostały zmiany regularne przebiegające w wyraźnej korelacji z położeniem Słońca. Stwierdzone zostały również pewne anomalie w zachowaniu się tych warstw, których interpretacja fizyczna nie zawsze jest jednoznaczna. I wreszcie zagadnienie najważniejsze — mechanizm powstawania i utrzymywania się warstw zjonizowanych zwłaszcza F_1 i F_2 w atmosferze — wskazuje na niepokonane dotychczas trudności w teoretycznym ujęciu tych zjawisk.

Literatura

1. T. Kopcewicz, *Postępy Fizyki*, III, 289 (1952).
2. E. V. Appleton i M. A. F. Barnett, *Nature* 115, 333 (1925).
3. B. Beckmann, *Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen*, Leipzig (1948), II wydanie. M. S. Eigenson, M. N. Gniewyszew, A. J. Ol, B. M. Rubaszew, *Solniecznaja aktiwnost' i jejo ziemnyje projawlenia*, 1948.
4. S. K. Mitra i J. N. Bhar, *Science and Culture* 1, 782 (1936).
5. E. W. Appleton, *Proc. Roy. Soc., A* 162, 451 (1937); *Nature* 144, 151 (1939); L. Harang, *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* 41, 143 (1936) oraz 42, 55 (1937); E. O. Hulburt, *Phys. Rev.* 53, 148 (1938).
6. J. A. van Allen, *Trans. of Oslo Meeting*, Washington 531 (1950).
7. R. J. Havens, R. T. Koll i H. E. La Gow, *Journ. Geoph. Res.* 57, 59 (1952).
8. R. Penndorf, *Naturwissenschaften* 28, 751 (1940).
9. S. K. Mitra i H. Rakshit, *Indian Journ. Physics* 12, 47 (1938).
10. S. Chapman, *Proc. Roy. Soc., A* 132, 353 (1931).
11. L. Harang, *Gerl. Beitr. Geophysik* 46, 438 (1936).
12. L. V. Berkner i H. W. Wells, *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* 43, 15 (1938).
13. E. W. Appleton i R. Naismith, *Proc. Phys. Soc.* 52, 402 (1940), *Nature* 143, 243 (1939), E. W. Appleton i J. H. Piddington, *Proc. Roy. Soc. A* 164, 467 (1938), H. G. Booker i H. W. Wells, *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* 43, 249 (1938), T. L. Eckersley, *Nature* 140, 846 (1937), L. Harang, *Geophys. Publ.* 11, 1 (1937), R. A. W. Watt i współpracownicy, *Proc. Roy. Soc. A* 161, 181 (1937).
14. E. W. Appleton i R. Naismith, *Proc. Phys. Soc.* 52, 402 (1940).
15. K. Rawer, *Hochfrequenztechn. u. Elektroak.* 53, 150 (1939) i 58, 49 (1941).
16. H. W. Wells, *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* 52, 315 (1947), M. L. Philips, *Trans. Amer. Geophys. Union* 29, 71 (1947), J. H. Meek, *Trans. Oslo Meeting*, Washington 373 (1950).
17. L. W. Berkner i H. W. Wells, *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* 42, 183, (1937).
18. J. H. Dellinger, *Electronics* 9, 25 (1936), R. S. Richardson, *Trans. Amer. Geophys. Union* 1, 172 (1936), M. Waldmeier, *Z. Astrophys.* 14, 229 (1937).
19. M. Nicolet, *Journ. Atmosph. Terr. Physics*, 1, 141 (1951).

20. E. W. Appleton, *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.* **65**, 324 (1939).
21. E. E. Paneth i E. Glückauf, *Nature* **136**, 717, (1935).
22. S. K. Mitra i H. Rakshit, *Indian Journ. Phys.* **12**, 47, (1936).
23. J. N. Bhar, *Indian Journ. Phys.* **12**, 363 (1938).
24. S. K. Mitra, J. N. Bhar i S. P. Ghosh, *Indian Journ. Phys.* **12**, 455, (1938).
25. E. O. Hulburt, *Phys. Rev.* **53**, 344 (1938), F. A. Lindeman, *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.* **45**, 330 (1939), F. L. Mohler, *Journ. Res. Nat. Bureau of Standards* **25**, 507 (1940), D. H. Menzel, *Résumé au Congrès U. R. S. I. Paris, Septembre 1946*.
26. R. Jouaust, *C. R. Acad. Sc. Paris* **214**, 441 (1942).
27. J. Gauzit, *Cahiers de Phys.*, **18**, 34 (1934), R.
28. R. Woolley, *Proc. Roy. Soc. London*, **187**, 403 (1946).

Bronisław Buras

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Krytyczna analiza teorii pasmowej ciała stałego

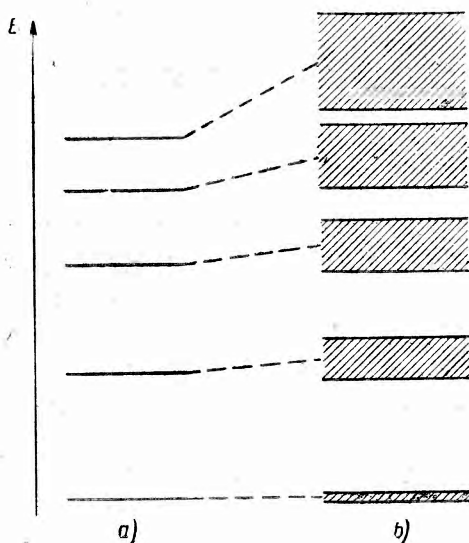
Wstęp

Rozwijająca się coraz bardziej i coraz szybciej współczesna technika wymaga materiałów mających w zależności od potrzeby określoną, z góry zadaną wytrzymałość, sprężystość, twardość, przewodnictwo elektryczne, przewodnictwo cieplne lub charakteryzujących się innymi swoistymi właściwościami, jak np. fotoprzewodnictwem lub określoną zdolnością wtórnej emisji elektronów. Większość tych materiałów stanowią ciała stałe. Toteż pod wpływem potrzeb życia w ostatnich kilkudziesięciu latach rozwinęła się bujnie fizyka ciała stałego zajmująca się podstawowymi badaniami stanu stałego materii. Badania te mają zarówno charakter doświadczalny, jak i teoretyczny. Zebrany materiał doświadczalny jest olbrzymi, niestety jednak stan badań teoretycznych jest niezadowolający i bogaty materiał doświadczalny pozostaje daleki od usystematyzowanego ujęcia w ramach jednej teorii. Zbudowana przed przeszło dwudziestu laty teoria pasmowa ciała stałego nie pozwala, jak to jeszcze zobaczymy, w sposób zadowolający wyjaśnić wielu faktów doświadczalnych, a z niektórymi stoi w jawnej sprzeczności. W związku z tym coraz częściej fizycy — zwłaszcza teoretycy — wypowiadają się krytycznie o teorii pasmowej. Jednocześnie jednak pogładowość tej teorii i brak innej, lepszej, sprawiają, że cieszy się ona, zwłaszcza wśród fizyków doświadczalnych i techników, dużą popularnością. Wobec tego szerokiego rozpowszechnienia a jednocześnie wielu braków teorii pasmowej narasta konieczność krytycznej analizy i ustalenia granic jej stosowalności. Z analizą taką spotykamy się ostatnio często w publikacjach fizyków radzieckich [1—6]. Celem niniejszego artykułu jest właśnie zapoznanie polskiego czytelnika z najbardziej istotnymi elementami tej analizy, tak ważnej zwłaszcza dla tych, którzy w swojej codziennej pracy posługują się teorią pasmową lub, jak to czasem mówimy, modelem pasmowym ciała stałego.

Model pasmowy ciała stałego

Przypomnijmy pokrótce, bez wchodzenia w szczegóły, jak wygląda gotowy model pasmowy ciała stałego, taki jakim posługuje się w codziennej swej pracy fizyk doświadczalny [7]. Łatwo to uczynić porównując ten model z energetycznym modelem atomu.

W atomie w stanie niewzbudzonym (podstawowym) elektrony zajmują kolejne poziomy energetyczne (rys. 1a), przy czym każdy niższy poziom jest obsadzony przez dwa elektrony z przeciwnie skierowanymi spinami zgodnie z regułą Pauliego, według której na



Rys. 1

tym samym poziomie nie znajdujemy dwóch lub więcej elektronów ze spinami tak samo skierowanymi. (Jedynie w przypadku poziomów tzw. zdegenerowanych, liczba elektronów zamiast 2 wynosi $2k$, gdzie k jest stopniem degeneracji). Na najwyższym z obsadzonych poziomów może znajdować się oczywiście jeden lub dwa elektrony (w przypadku poziomu k -krotnie zdegenerowanego liczba elektronów może wahać się od 1 do $2k$). Pobudzenie termiczne lub optyczne polega — jak wiadomo — na

tym, że elektron kosztem energii termicznej lub optycznej, zostaje przeniesiony z obsadzonego poziomu na jeden z wyższych nieobsadzonych poziomów.

W modelu pasmowym ciała stałego każdemu pojedynczemu atomowemu poziomowi energetycznemu odpowiada pasmo (rys. 1 b). Każde pasmo składa się z bardzo blisko siebie położonych poziomów energetycznych, których liczba N jest równa liczbie atomów w kryształ, tzn. jest bardzo wielka. Dla kryształu o objętości 1 cm^3 jest ona rzędu 10^{22} . Zwłaszcza, że szerokość pasma mierzy się w elektronowoltach i ułamkach elektronowoltów, łatwo zauważyć, że średnia odległość poziomów energetycznych w pasmie wypada mniejsza od 10^{-21} eV , co (zwłaszcza przy wzięciu jeszcze pod uwagę naturalnej szerokości poziomu) oznacza, że praktycznie mamy do czynienia w obrębie pasma z widmem ciągłym. Na każdym poziomie mogą znajdować się najwyżej dwa elektrony (obowiązuje reguła Pauliego). W każdym niższym, całkowicie obsadzonym pasmie znajdujemy więc $2N$ elektronów. Ostatnie z obsadzonych pasm

może być obsadzone całkowicie lub częściowo. W przypadku całkowitego obsadzenia mamy, jak wiadomo, do czynienia z izolatorem, w przypadku zaś obsadzenia częściowego — z przewodnikiem (metalem). Wynika to stąd, mówiąc poglądowo, że w pasmie zapełnionym elektrony mogą zamieniać się tylko miejscami, co nie daje prądu elektrycznego, natomiast w pasmie tylko częściowo obsadzonym możliwy jest swobodny ruch elektronów, co jest równoważne możliwości przepływu prądu.

Pobudzenie np. termiczne kryształu polega na tym, że elektron kosztem dostarczonej energii termicznej zostaje przeniesiony na wyższy poziom energetyczny albo w ramach danego pasma (jeśli pasmo nie jest zapełnione), albo z pasma do pasma. W przypadku izolatora elektron zostaje przeniesiony z najwyższego zapełnionego pasma (tzw. podstawowego) do pasma pustego (tzw. przewodnictwa). W pasmie przewodnictwa zjawia się w ten sposób elektron, w pasmie podstawowym powstaje „dziura“ po elektronie. Elektron w pasmie przewodnictwa może oczywiście wędrować. Podobnie, ponieważ wobec braku jednego elektronu w pasmie podstawowym przestało ono być całkowicie zapełnione, znajdujące się w tym pasmie elektrony mogą również wędrować. Jak wynika z dokładnej analizy tego ruchu, zamiast mówić o wędrowce wszystkich elektronów można rozpatrywać jedynie ruch dziury, której należy przypisać nabój dodatni. Tak więc w pasmie przewodnictwa mogą wędrować ujemne elektrony, w pasmie podstawowym dodatnie dziury; przez kryształ może płynąć prąd. W zależności od tego czy nośnikami prądu są elektrony, czy też dziury mówimy o prądzie elektronowym lub dziurowym.

Pasma są poprzedzielane obszarami wzbronionymi, które w przypadku kryształu doskonałego nie zawierają poziomów energetycznych, w przypadku zaś kryształu rzeczywistego zawierają tzw. poziomy lokalne, które mogą być obsadzone przez elektrony. Dla modelu tego istotna jest różnica między elektronem w pasmie przewodnictwa a elektronem na poziomie lokalnym. Jak już poprzednio wspomniano, elektron w pasmie przewodnictwa może wędrować, co oznacza, przechodząc od obrazu energetycznego do obrazu przestrzennego, że elektron o energii odpowiadającej poziomowi w pasmie przewodnictwa może swobodnie przechodzić w kryształ od atomu do atomu. Nie stanowi „własności“ poszczególnego atomu, ale jest własnością wszystkich atomów; jest, jak czasem powiadamy, „skolektywizowany“. Elektron zaś osadzony na poziomie lokalnym nie może wędrować, jest związany z obcym atomem (lub innym naruszeniem siatki krysztalicznej), któremu zawdzięczamy powstanie tego lokalnego poziomu energetycznego.

Za pomocą przedstawionego tu modelu można wyjaśnić wiele interesujących zjawisk, np. charakter widma pochłaniania, mechanizm przewodnictwa elektronowego, oraz odpowiedzieć na wiele pytań, np. czemu

promieniowanie podczerwone wywołuje wyświecanie fosforów lub czemu stała Halla jest dla niektórych ciał dodatnia, a dla innych ujemna, itd. W wielu przypadkach uzyskuje się z doświadczeniem zgodność tylko jakościową, w innych również ilościową.

Jednocześnie jednak istnieją zjawiska, które nie dają się wyjaśnić za pomocą przedstawionego tu modelu. Tak np. wiadomo, że na przeniesienie elektronu z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa (tj. na jonizację) trzeba w przypadku pobudzenia optycznego większej energii niż w przypadku pobudzenia termicznego. Zgodnie z modelem pasmowym energia ta w obu przypadkach powinna być taka sama i równać się odległości (w skali energii) pomiędzy pasmem podstawowym i pasmem przewodnictwa. Na gruncie modelu pasmowego nie można też wyjaśnić przejść bezpromienistych odgrywających wielką rolę, zwłaszcza w fosforach. Podobnych niezgodności teorii z doświadczeniem jest więcej. Świadczą one o tym, że przy budowie teorii prowadzącej do tego modelu poczyniono zbyt daleko idące uproszczenia, a może nawet przyjęto błędne założenia. Aby móc zbadać tę sprawę i krytycznie przypatrzeć się teorii musimy zapoznać się obecnie z jej budową i jej podstawami.

Podstawowe założenia i pierwsze uproszczenia

Czego żądamy od teorii ciała stałego? Ogólnie rzecz biorąc żądamy wyjaśnienia makroskopowych właściwości ciała stałego, np. elektrycznych, fotoelektrycznych, magnetycznych itp., przez zjawiska elementarne zachodzące w kryształach. Innymi słowy chodzi o to, aby opisać jak zachowują się w kryształach jądra atomowe i elektrony tworzące ten kryształ oraz jak od zachowania się tych jąder i elektronów zależą właściwości makroskopowe kryształu.

Jak wiadomo, próby rozwiązania tego zagadnienia na gruncie mechaniki klasycznej nie dały pozytywnych wyników, toteż po narodzinach mechaniki kwantowej w latach dwudziestych obecnego wieku podjęto próbę kwantowo-mechanicznego opisu zachowania się elektronów i jąder atomowych w kryształach.

Zachowanie to, jak zwykle w mechanice kwantowej, jest opisywane przez funkcję falową układu Ψ . Funkcja

$$\Psi = \Psi(\vec{r}_i, \sigma_i, \vec{R}_g, \sigma_g) \quad \begin{array}{l} i = 1, \dots, N_e \\ g = 1, \dots, N \end{array} \quad (1)$$

jest ogólnie rzecz biorąc, funkcją współrzędnych przestrzennych \vec{r}_i i spinowych σ_i wszystkich elektronów oraz współrzędnych przestrzennych \vec{R}_g i spinowych σ_g wszystkich jąder. W dalszym ciągu tego artykułu wskaź-

niki i, j będą odnosić się do elektronów, wskaźnik zaś g do jąder. \vec{r}_i oznacza trójkę współrzędnych i -tego elektronu x_i, y_i, z_i ; \vec{R}_g oznacza trójkę współrzędnych g -tego jądra X_g, Y_g, Z_g . N_e jest ogólną liczbą elektronów w rozważanym kryształ, N zaś — liczbą jąder.

W teorii pasmowej ciała stałego wprowadza się od razu pewne istotne uproszczenie. Oto funkcję Ψ traktuje się jako funkcję wyłącznie współrzędnych przestrzennych, tj. abstrahuje się częściowo od spinów elektronów i jąder. Zwrot „częściowo“ wymaga wyjaśnienia. Otóż jakkolwiek nie wprowadza się do funkcji falowej współrzędnej spinowej, to jednak w dalszych rozważaniach stosuje się do elektronów regułę Pauliego. Poziomy energetyczne uważa się za obsadzone zgodnie z tą regułą i do elektronów stosuje się statystykę Fermiego i Diraca; nie pozwala to jednak uwzględnić energii oddziaływania między spinami. Wprowadzenie tego uproszczenia wyklucza więc tym samym a priori możliwość opisanego za pomocą tak zbudowanej teorii tych zjawisk, w których istotnym elementem jest oddziaływanie między spinami.

Opisująca stan układu funkcja Ψ po wprowadzeniu omówionego uproszczenia jest więc już tylko funkcją współrzędnych przestrzennych elektronów i jąder.

$$\Psi = \Psi(\vec{r}_i, \vec{R}_g) \quad \begin{array}{l} i=1, \dots, N_e \\ g=1, \dots, N \end{array} \quad (2)$$

Funkcja ta spełnia równanie Schrödingera

$$H_0 \Psi = E \Psi, \quad (3)$$

w którym H_0 oznacza hamiltonian układu (będzie o nim jeszcze mowa później), a E jest parametrem określającym całkowitą energię układu. Równanie to dla określonych wartości parametru E_n posiada określone rozwiązania Ψ_n . Na ogół równanie takie posiada sensowne z punktu widzenia fizycznego rozwiązania tylko dla określonych przedziałów wartości energii E_n lub nawet tylko dla określonego ciągu wartości E_n . Każdej takiej wartości E_n odpowiada jedna lub więcej funkcji falowych Ψ_n . W przypadku jednej mówimy, że dany poziom energetyczny E_n , jest niezdegenerowany, w przypadku zaś kilku funkcji falowych odpowiadających danemu poziomowi energetycznemu mówimy o degeneracji, przy czym stopień degeneracji k jest określony przez liczbę przyporządkowanych temu poziomowi funkcji falowych: $\Psi_n^{(1)}, \Psi_n^{(2)} \dots \Psi_n^{(k)}$.

Treść fizyczna funkcji falowej jest prosta. Wyrażenie

$$|\Psi(\vec{r}_i, \vec{R}_g)|^2 dx_1, dy_1, dz_1, \dots, dx_{N_e}, dy_{N_e}, dz_{N_e} dX_1, dY_1, dZ, \dots, dX_N, dY_N, dZ_N \quad (4)$$

oznacza prawdopodobieństwo, że elektrony mają współrzędne zawarte odpowiednio między x_i , y_i , z_i a x_i+dx_i , y_i+dy_i , z_i+dz_i , jądra zaś między X_g , Y_g , Z_g , a X_g+dX_g , Y_g+dY_g , Z_g+dZ_g . Wyrażenie więc (4) jest prawdopodobieństwem zaistnienia określonej konfiguracji elektronów i jąder. Funkcja Ψ opisuje stan układu; znając ją możemy, jak to wiadomo z elementarnego kursu mechaniki kwantowej, łatwo obliczyć wszystkie interesujące nas wielkości związane z układem, a więc np. pędy elektronów¹⁾, gęstość płynącego prądu elektrycznego itd., a zatem właściwości makroskopowe układu¹⁾.

Tak więc znajomość rozwiązania równania (3) pozwala opisać zachowanie się układu. Aby omawiane równanie napisać w postaci rozwiniętej sprecyzujemy dokładniej postać hamiltonianu H_0

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i^{N_e} \Delta_i - \frac{\hbar^2}{2} \sum_g^N \frac{1}{M_g} \Delta_g + \frac{1}{2} \sum_i^{N_e} \sum_{i \neq j}^{N_e} P_{ij} + \\ + V_k(\vec{R}_g) + V_{ke}(\vec{r}_i, \vec{R}_g). \quad (5)$$

W wyrażeniu tym \hbar jest stałą Plancka podzieloną przez 2π , m — masą elektronu, M_g — masą g -tego jądra. Pierwszy z wyrazów tego hamiltonianu reprezentuje energię kinetyczną elektronów, drugi — energię kinetyczną jąder, trzeci — energię wzajemnego oddziaływania między elektronami (P_{ij} jest energią oddziaływania i -tego elektronu z j -tym elektronem), czwarty — energię wzajemnego oddziaływania między jądrami, piąty — energię oddziaływania między elektronami i jądrami.

Z równania (3), jak wspomniano, możemy w zasadzie otrzymać wszystkie niezbędne wiadomości o kryształach, a więc przede wszystkim możliwe wartości jego energii E_1 , E_2 ... oraz odpowiadające tym energiom konfiguracje jąder i elektronów. Niestety, równania tego, jak wiadomo, nie potrafimy rozwiązać w sposób dokładny i stosujemy szereg uproszczeń, które w sposób zasadniczy ograniczają stosowalność teorii. Przyjrzyjmy się temu bliżej, gdyż to jest właśnie główne zadanie niniejszego artykułu.

Przybliżenie adiabatyczne

Bardzo istotne uproszczenie stanowi tzw. przybliżenie adiabatyczne. Tok rozumowania prowadzący do tego przybliżenia jest następujący.

¹⁾ Np. średni pęd j -ego elektronu wyrazi się wzorem

$$p_j = \int \Psi^* \left(-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \Psi d\tau.$$

Duża różnica między masami m elektronów i M jąder powoduje, że prędkości elektronów są znacznie większe od prędkości jąder. To zaś z kolei każe przypuścić, że przy dowolnej, nawet nie będącej stanem równowagi konfiguracji jąder, elektrony zawsze zdążą szybko zająć położenie odpowiadające ich najmniejszej energii a więc stanowi równowagi. To ostatnie można jeszcze inaczej sformułować:

1. Można zaniedbać prędkości jąder w stosunku do prędkości elektronu i w przybliżeniu ruch elektronów można rozpatrywać w polu nieruchomych jąder.

2. Ze względu na dużą szybkość elektronów powolne ruchy jąder odbywają się nie w polu wywołanym chwilową konfiguracją elektronów, ale w polu wywołanym średnim przestrzennym rozkładem elektronów.

To są właśnie dwie charakterystyczne rysy przybliżenia adiabatycznego. Rachunkowo omówione tu założenia sprowadzają się do tego, że szukamy rozwiązań na Ψ w postaci iloczynu dwóch funkcji, z których jedna nie zależy od współrzędnych elektronów, a w drugiej współrzędne jąder wchodzą jedynie w postaci parametrów:

$$\Psi = \varphi(\vec{R}_g) \psi(\vec{r}_i, \vec{R}_g). \quad (6)$$

Podstawiając (6) i (5) do (3) otrzymamy po odrzuceniu wyrazów wielkości rzędu $\frac{m}{M}$ następujące dwa równania:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i^{N_e} \Delta_i + \frac{1}{2} \sum_j^{N_e} \sum_{i \neq j}^{N_e} P_{ij} + V_{ke}(\vec{r}_i, \vec{R}_g) \right] \psi = W_e(\vec{R}_g) \psi, \quad (7)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \sum_g^N \frac{1}{M_g} \Delta_g + V_k(\vec{R}_g) + W_e(\vec{R}_g) \right] \varphi = E \varphi. \quad (8)$$

Równanie (7) opisuje ruch elektronów w polu nieruchomych jąder i dlatego energia elektronów W_e i ich funkcja falowa ψ zależy parametrycznie od położenia jąder \vec{R}_g . Równanie (8) opisuje ruch jąder w polu wzajemnych oddziaływań między jądrami i w polu wywołanym przez średni przestrzenny rozkład elektronów. Stąd też energia własna elektronów $W_e(\vec{R}_g)$ z równania (7) odgrywa w równaniu (8) rolę energii potencjalnej.

Czego nas pozbawia przybliżenie adiabatyczne? Przede wszystkim odrzuciliśmy w hamiltonianie wyrażenia:

$$-\frac{1}{2} \sum_g^N \frac{\hbar^2}{M_g} \varphi \Delta_g \psi - \sum_g^N \frac{\hbar^2}{M_g} \nabla_g \psi \nabla_a \varphi \sim \frac{m}{M}.$$

Jak można wykazać wyrażenia te obrazują wewnętrzną nieadiabatyckość układu: wpływ prędkości jąder na oddziaływanie ich z elektronami. Niezależnie od małego rzędu wielkości tego wyrażenia $\left(\frac{m}{M} < 2000\right)$, a więc małego rzędu wielkości tego niekonfiguracyjnego oddziaływania, odgrywa ono dużą rolę w niektórych zagadnieniach np. przejść bezpromienistych w fosforach [8], o których wspomniano poprzednio, że nie dają się wyjaśnić na gruncie modelu pasmowego. Dzieje się to właśnie wskutek wprowadzonego przybliżenia adiabatycznego.

W dalszym ciągu naszych rozważań nie będziemy zajmować się równaniem (8) odnoszącym się do jąder, lecz jedynie równaniem (7) odnoszącym się do elektronów. Jądra układają się oczywiście tak, aby całkowita energia układu była minimalna. Tej konfiguracji nie wyznacza się na ogół z teorii, ale przyjmuje się tę, którą spotyka się w przyrodzie i o której wiemy np. z rentgenowskiej analizy strukturalnej. W ten sposób do teorii w zasadzie mikroskopowej zostają włączone pewne elementy fenomenologiczne.

Przyjęcie nieruchomych jąder pozbawia nas od razu możliwości badania zjawisk związanych z odchyleniem konfiguracji jąder od stanów równowagi. Tym samym poza ramami przybliżenia adiabatycznego znajdują się wszystkie zagadnienia kinetyki zmian fazy.

To co zostało powiedziane wyżej o przybliżeniu adiabatycznym, można po dokładnym przyjrzeniu się równaniom (7) i (8) sformułować jeszcze nieco inaczej a jednocześnie bardziej ogólnie. Oto przybliżenie adiabatyczne ujmuje kryształ nie jako jeden układ, ale jako dwa luźno ze sobą związane podukłady. Jednym z tych podukładów są elektrony, drugim — jądra atomowe.

Na ogół przybliżenie posuwamy jeszcze dalej i elektrony silnie związane z jądrami — a więc te wszystkie, które tworzą zamknięte powłoki elektronowe — traktujemy jako jedną całość, tzw. rdzeń. Zespół tych rdzeni tworzy siatkę krystaliczną. W tym ostatnim przypadku jednym z podukładów są elektrony przewodnictwa, drugim — siatka krystaliczna. W zerowym przybliżeniu te dwa podukłady zupełnie na siebie nie oddzia-

ływują. Większość zjawisk (np. absorpcję światła) rozpatruje się właśnie w tym przybliżeniu.

Dla wyjaśnienia innych zjawisk lub wyliczenia innych wielkości (np. ruchliwości elektronów) wprowadza się jako małe zaburzenie oddziaływanie elektronów przewodnictwa z drganiami cieplnymi siatki, powodującymi rozproszenie płaskich fal elektronowych. (Bez wprowadzenia tego zaburzenia ruchliwości elektronów wypada równa nieskończoności). Na tej drodze udało się wyjaśnić zależność temperaturową ruchliwości elektronów i obliczyć rząd jej wielkości. Dla metali uzyskano nawet zgodność z doświadczeniem. Ostatnio jednak również zagadnienie ruchliwości zaczyna wymykać się poza ramy teorii. Oto niedawno została ogłoszona praca [9], z której wynika, że dla PbSe dostrzeżono poważne odchylenie od prawa temperaturowej zależności ruchliwości elektronów.

Jak już poprzednio wspomniano, na gruncie teorii pasmowej nie udało się wyjaśnić dlaczego energia fotodysocjacji jest większa od energii dysocjacji termicznej. Przeprowadzona przez nas krytyczna analiza przybliżenia adiabatycznego pozwala obecnie zrozumieć, dlaczego wyjaśnienie to na gruncie teorii opartej o przybliżenie adiabatyczne nie jest możliwe. Teoria nie przewiduje bowiem a priori oddziaływania między fotoelektronami a drganiami siatki, skoro zaś energia fotodysocjacji jest większa od energii dysocjacji termicznej, to należy przypuścić, że część energii fotoelektronu zostaje w jakiś sposób przekazana drganiom siatki, czyli że to oddziaływanie w rzeczywistości istnieje i jest dość silne.

Ten brak uwzględnienia oddziaływania między elektronami przewodnictwa a siatką lub traktowanie tego oddziaływania jako małego zaburzenia jest dużym brakiem teorii zwłaszcza w odniesieniu do kryształu o siatce jonowej. Omówienie prób uwzględnienia tego oddziaływania wykracza jednak poza ramy tego artykułu.

Przybliżenie jednoelektronowe

Stosując przybliżenie adiabatyczne dochodzimy do równania postaci

$$H_e \psi = W_e \psi \quad (9)$$

będącego trochę inaczej zapisanym równaniem (7). W równaniu (9)

$$H_e = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i^{Ne} \Delta_i + \frac{1}{2} \sum_i^{Ne} \sum_{i \neq j}^{Ne} P_{ij} + V_{ke}(\vec{r}_i, \vec{R}_g).$$

Kładąc

$$V_{ke} = \sum_i^{N_e} \sum_g^N U_{ig}$$

(U_{ig} jest energią oddziaływania i -tego elektronu z g -tym jądrem) otrzymamy

$$H_e = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i^{N_e} \Delta_i + \sum_i^{N_e} \sum_g^N U_{ig} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^{N_e} \sum_j^{N_e} P_{ij}. \quad (10)$$

Przypomnijmy, że pierwszy wyraz tego hamiltonianu reprezentuje energię kinetyczną elektronu, drugi energię oddziaływania elektronów z jądrami, trzeci zaś — energię wzajemnego oddziaływania elektronów. Problem, który mamy tu do rozwiązania, jest problemem wieloelektronowym. Nie umiemy go rozwiązać i dlatego musimy stosować dalsze uproszczenia. Zastępujemy mianowicie oddziaływanie i -tego elektronu ze wszystkimi pozostałymi elektronami (które to oddziaływanie zależy od chwilowej konfiguracji pozostałych elektronów) oddziaływaniem tego elektronu z pewnym stacjonarnym polem wytworzonym przez średni rozkład przestrzenny pozostałych elektronów. Od razu widać, że uproszczenie to wyklucza uwzględnienie przez teorię indywidualnego wzajemnego oddziaływania dwóch elektronów lub elektronu i dziury. Do zagadnienia tego powrócimy jeszcze po rozejrzeniu się, jakie to uproszczenie daje ułatwienia matematyczne.

Matematyczne ujęcie idei wprowadzenia stacjonarnego pola wytworzonego przez średni rozkład przestrzenny elektronów sprowadza się do podstawienia:

$$S_i = \frac{1}{2} \sum_j^{N_e} P_{ij}. \quad (11)$$

Wstawiając (11) do (10) otrzymujemy

$$H_e = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i^{N_e} \Delta_i + \sum_i^{N_e} \sum_g^N U_{ig} + \sum_i^{N_e} S_i$$

lub

$$H_e = \sum_i^{N_e} H_i, \quad (12)$$

gdzie

$$H_i = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + \sum_g^N U_{ig} + S_i.$$

Kładąc

$$V_i = \sum_g^N U_{ig} + S_i$$

otrzymujemy

$$H_i = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + V_i. \quad (13)$$

W przypadku tym równanie (9) rozpada się na n identycznych równań

$$H_i \psi_i = W_i \psi_i, \quad (14)$$

przy czym

$$\psi = \prod_i \psi_i$$

zaś

$$W = \sum_i k_i W_i,$$

gdzie k_i oznacza liczbę elektronów na poziomie W_i .

W ten sposób zagadnienie wieloelektronowe (9) sprowadzamy do zagadnienia jednoelektronowego:

$$\left. \begin{aligned} H \psi &= W \psi, \\ H &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Zagadnienie polega oczywiście na odpowiednim doborze średniego potencjału S_i . Rozwiązuje się to zagadnienie zazwyczaj za pomocą metody Hartree, czyli tzw. metody samouzgodnionego pola, przyjmującej oddziaływanie kulombowskie:

$$S_i = \sum_j e^2 \int \frac{|\psi_j(r_2)|^2}{|r_j - r_2|} d\tau_2. \quad (16)$$

Takie założenie nie uwzględnia jednak korelacji spinów elektronów. Uwzględnić to metoda Hartree-Focka. Ze względu jednak na duże trudności matematyczne metody Hartree-Focka stosuje się w praktyce w zagadnieniach ciała stałego tylko metodę Hartree i na poziomach energetycznych znalezionych za pomocą tej metody lokuje się elektrony zgodnie z regułą Pauliego. Należy jednak pamiętać, że uwzględnienie korelacji elektronów prowadzi do nieco innego rozkładu przestrzennego, daje więc inną energię wzajemnego oddziaływania (kulombowskiego i wymiennego) elektronów a tym samym prowadzi do innych nieco poziomów energetycznych. Toteż stosowanie metody Hartree zamiast Hartree-Focka od razu skazuje nas na nieuniknione błędy przynajmniej natury ilościowej.

Metoda Hartree polega, jak wiadomo, na metodzie kolejnych przybliżeń: za punkt wyjścia przyjmuje się jakiś potencjał periodyczny S_i , rozwiązuje równanie (15) i wyznacza funkcję ψ , mając funkcję ψ wyznacza się z (16) nową wartość S_i , mając tę nową wartość S_i wyznacza się nową wartość ψ itd. itd. Rachunek należy w zasadzie prowadzić do tej chwili aż $(n-1)$ -wsze przybliżenie da ten sam wynik co n -te. Na ogół jednak nie prowadzi się rachunku do końca i urywa się postępowanie po kilku takich operacjach.

Nie będziemy tu wchodzić w szczegóły tej metody. Zauważymy tylko, że potencjał $V(x, y, z)$ występujący w omawianym zagadnieniu jednoelektronowym jest periodyczny z okresem siatki krystalicznej. Równanie różniczkowe typu (15) z periodycznym potencjałem było dokładnie zbadane i okazuje się, że rozwiązuje się ono podstawieniem

$$\psi(x, y, z) = e^{i\vec{k}\vec{r}} \cdot U_{\vec{k}}(\vec{r}), \quad (17)$$

gdzie (k_1, k_2, k_3) będące składowymi wektora \vec{k} są dowolnymi rzeczywistymi liczbami, a funkcja $U_{\vec{k}}(\vec{r})$ jest periodyczna z okresem siatki. W ten sposób elektron w kryształach jest reprezentowany przez falę płaską modulowaną z okresem siatki. Na energię elektronu W otrzymuje się przy tym określone przedziały wartości dające energetyczny model pasmowy ciała stałego z pasmami dozwolonymi i zabronionymi, o których była już mowa we wstępie.

Taka jest oto przedstawiona w ideowym skrócie droga wiodąca przez przybliżenie jednoelektronowe do teorii pasmowej. Należałoby obecnie poddać analizie omówioną metodę postępowania i przedyskutować metodę

samouzgodnionego pola. Nie jest to możliwe w ramach krótkiego artykułu, toteż zwrócimy tu tylko uwagę na najistotniejsze elementy tej analizy.

Ograniczenia teorii wynikające z przybliżenia jednoelektronowego

Jak widzieliśmy, główną cechą charakterystyczną teorii pasmowej jest periodyczność potencjału V , z której wynika zarówno kształt funkcji falowej (17), jak i istnienie pasm. Wspomnijmy tu jednak od razu o badaniach A. R e g e l a, które wykazały, że pasmowa struktura widma energii w półprzewodnikach Tl_2S i Tl_2Se zachowuje się również przy przejściu półprzewodnika w stan ciekły. Dowodziłoby to, że struktura pasmowa jest wynikiem głównie nie periodyczności potencjału w całym kryształ, ale tzw. bliższego porządku, który zachowuje się przy zmianie stanu skupienia. To zaś z kolei prowadzi do wniosku, że w teorii pasmowej mamy do czynienia z dobrymi wynikami wydedukowanymi z nieodpowiadających rzeczywistości założeń. Możemy to sformułować jeszcze inaczej: periodyczność kryształu jest warunkiem dostatecznym, ale nie koniecznym dla modelu pasmowego, jest warunkiem zbyt ostrym. Z drugiej jednakże strony funkcja (17) na ogół dość dobrze opisuje niektóre właściwości kryształu, należy więc sądzić, że jest możliwość uzyskania jej przy innych założeniach niż te, które leżą u podstaw omawianego przybliżenia. Do zagadnienia tego wrócimy jeszcze później.

Zauważmy obecnie, że dotychczas omawiając teorię mówiliśmy o doskonałym kryształ. Defekty istniejące w kryształach zakłócają, jak wiadomo, jego doskonałą periodyczność. Nie wchodząc w szczegóły stwierdzimy, że uwzględnienie tego zakłócenia może być dokonane na gruncie teorii pasmowej i prowadzi do dodatkowych poziomów, tzw. poziomów lokalnych. Tak więc wprowadzenie do teorii pasmowej poziomów lokalnych stanowi właściwe i konsekwentne rozszerzenie teorii.

W przybliżeniu jednoelektronowym każdemu elektronowi w kryształ przypisujemy indywidualną funkcję falową i indywidualną wartość energii. Każdy z elektronów porusza się zasadniczo niezależnie od pozostałych. Jedyne związki pomiędzy elektronami polega na stosowaniu się wszystkich elektronów do reguły P a u l i e g o, zabraniającej zajęcia przez inny elektron już zajętego stanu kwantowego. W związku z tym trzeba zauważyć, że tkwi w tym zasadnicza metodologiczna słabość teorii. W rzeczywistości bowiem elektron w kryształ traci całkowicie swoją indywidualność i funkcja falowa pojedynczego elektronu w kryształ właściwie nie ma sensu. Sens ma tylko funkcja falowa wszystkich elektronów.

Fizycy radzieccy, zwłaszcza Wolkenstein [1], wysuwają przeciwko przybliżeniu jednoelektronowemu liczne zastrzeżenia, które pokrótce streścimy.

Poruszanie się jednego elektronu w zasadzie niezależnie od innych pozwala na skupianie się kilku elektronów na jednym atomie lub jonie. Następuje tworzenie się tzw. stanów polarnych, przy czym w ramach teorii pasmowej przejście elektronu z jednego atomu do innego nie wymaga zużycia energii. To ostatnie powoduje wspomnianą poprzednio kolektywizację elektronów, tj. zjawisko polegające na tym, że elektron „zapomina” jak gdyby o atomie, do którego należał, i staje się wspólną „własnością” wszystkich atomów.

Wymienione tu konsekwencje teorii pasmowej nasuwają przede wszystkim następujące dwie uwagi:

1. Wobec niewątpliwego istnienia oddziaływania kulombowskiego między elektronami skupianie się kilku elektronów na jednym atomie jest w rzeczywistości zapewne mniej prawdopodobne, niżby to wynikało z teorii pasmowej. To zaś każe a priori wątpić w zgodność ilościową teorii z doświadczeniem.

2. Istnienie przewodnictwa elektronowego w metalach dowodzi, że takie skupianie się elektronów na jednym atomie jest istotnie możliwe, gdyż w przeciwnym przypadku nie byłoby możliwe przewodnictwo elektronowe. To zaś dowodzi z kolei, że funkcja (17) abstrahując od tego, czy została wyprowadzona ze złych, czy z dobrych założeń odzwierciedla przynajmniej jakościowo dość dobrze rzeczywistość.

Przejdźmy do dalszych konsekwencji jednoelektronowego przybliżenia. Jak już wspomniano, w teorii pasmowej nie uwzględniamy oddziaływania pomiędzy dwoma indywidualnymi elektronami zastępując je oddziaływaniem między elektronem i polem wytworzonym przez średni przestrzenny rozkład elektronów. Wolkenstein wyciąga stąd wniosek, że teoria powinna być słuszna w odniesieniu do elektronów przewodnictwa tylko wtedy, gdy koncentracja tych elektronów w pasmie przewodnictwa jest mała, tj. gdy możemy zaniedbać wzajemne ich oddziaływanie. Stąd zaś wnosi, że teoria pasmowa powinna źle się stosować do metali, w których koncentracja elektronów w pasmie przewodnictwa jest bardzo duża. Tymczasem, jak wiadomo, teoria pasmowa stosuje się najlepiej właśnie do metali.

Przedstawiona sprzeczność jest jednym z ciekawych zagadnień związanych z analizą teorii pasmowej. Niektórzy fizycy [1] nawet uważają, że zadanie teorii metali polega głównie nie na tym, aby zbudować właściwą i dokładną teorię, ale na wyjaśnieniu, czemu bezsprzecznie zła teoria daje

dobrze wyniki. Niezależnie od odpowiedzi na to pytanie należy stwierdzić, że funkcja (17) dość dobrze opisuje właściwości metali, mimo że zostaje wprowadzona przy nieuwzględnianiu indywidualnych oddziaływań między elektronami. Można by stąd wnosić, że otrzymalibyśmy zbliżoną postać funkcji falowej również przy uwzględnieniu tego oddziaływania. Dochodzimy więc na innej drodze do podobnego jak poprzednio (przy omawianiu bliższego i dalszego porządku) wniosku, że funkcja (17) dałaby się prawdopodobnie uzyskać przy innych założeniach niż te, które leżą u podstawy teorii pasmowej.

Nieuwzględnienie wzajemnego oddziaływania indywidualnego elektronów prowadzi do tego, że teoria może zawieść tam, gdzie mamy do czynienia ze zbliżeniem dwóch takich elektronów, ze zbliżeniem dwóch anomalnych jonów. Pojawienie się w jonowym kryształku elektronu w pasmie przewodnictwa z jednoczesnym pojawieniem się dziury w pasmie podstawowym oznacza — jak wiadomo — powstanie dwóch anomalnych jonów. Ten proces jonizacji nie daje się opisać językiem teorii pasmowej, podobnie jak w języku teorii pasmowej nie można opisać procesu odwrotnego — rekombinacji. Teoria pasmowa daje tylko opis stadium początkowego i końcowego obu procesów, tj. tych stanów w których elektron i dziura, albo mówiąc inaczej oba anomalne jony są dostatecznie od siebie oddległe i można całkowicie zaniedbać ich wzajemne oddziaływanie. Po między tymi stanami (kończowym i początkowym) istnieją prawdopodobnie stany pośrednie, które nie dają się opisać za pomocą teorii pasmowej, są to tzw. stany ekscytonowe.

Uwagi końcowe

Przeprowadzona pobieżna analiza krytyczna wskazuje, że przybliżenie adiabatyczne i przybliżenie jednoelektronowe prowadzą do istotnych ograniczeń stosowalności teorii i stanowią jej istotny brak. W ostatnich czasach pojawiło się wiele ciekawych prób rozszerzenia teorii pasmowej i wyjścia poza jej ramy. Omówienie tych prób wykracza jednak poza ramy niniejszego artykułu.

Literatura

1. Ф. Ф. Волькенштейн, УФН, 43, 1, 11 (1951).
2. А. И. Апсельм, ЖЭТФ, 4, 489 (1951).

3. С. В. Вонсовский, Изв. А. Н. Сер. физ. 12, 4, 337 (1948).
4. С. И. Пекар, ЖЭТФ, 18, 525 (1948).
5. А. Ф. Иоффе, Изв. А. Н. Сер. физ. 14, 1, 10 (1952).
6. С. И. Пекар, Исследования по электронной теории кристаллов, Москва (1951).
7. L. Sosnowski, Postępy Fizyki, I, 3—4, 125 (1950).
8. Э. И. Адирович, Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов, Москва (1951).
9. Е. Д. Десятникова и др. ДАН, 84, 4, 681 (1952).

Tadeusz Olczak

Państwowy Instytut Geologiczny

Współczesne badania ziemskiego pola ciężkości

W przeglądzie niniejszym zajmiemy się niektórymi ważniejszymi wynikami współczesnych badań geofizycznych nad ziemskim polem ciężkości. Dominujące obecnie dwa kierunki w tej dziedzinie, to w pierwszym rzędzie studium i opis lokalnych cech ziemskiego pola ciężkości dla celów geologicznych, a następnie studium generalnej postaci Ziemi, głównie dla celów astronomiczno-geodezyjnych.

Przypomnimy w największym skrócie definicje głównych pojęć, którymi będziemy się poniżej posługiwali. Uogólniając newtonowskie prawo przyciągania dwóch elementarnych mas punktowych na przestrzenny rozkład mas o ograniczonej gęstości i regularnym brzegu, otrzymujemy w znany sposób dla potencjału przyciągania Ziemi wyrażenie następujące:

$$U = \kappa \int_{\tau} \frac{dm}{r}; \quad dm = \delta d\tau, \quad (1)$$

gdzie stała przyciągania $\kappa = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{sek}^{-2}$ (H e y l, 1927), δ zaś jest gęstością Ziemi w punkcie odpowiadającym elementowi objętościowemu $d\tau$ o masie dm , a całkowanie rozciąga się na cały obszar przestrzenny τ ograniczony z zewnątrz powierzchnią fizyczną Ziemi. Działanie grawitacyjne atmosfery ziemskiej możemy pominąć, bowiem po pierwsze jej masa całkowita stanowi zaledwie 10^{-6} całkowitej masy Ziemi, a po drugie tworzy ona dokoła Ziemi zamkniętą niemal sferyczną warstwę o znikomym polu wewnętrznym.

Dla potencjału siły odśrodkowej mamy:

$$V = \frac{\omega^2 \rho^2}{2}, \quad (2)$$

gdzie

$$\omega = \frac{2\pi}{86\,164,09} \text{ sek}^{-1} = 7,29212 \cdot 10^{-5} \text{ sek}^{-1}$$

ρ zaś jest odległością od osi obrotu.

Wektor prędkości kątowej o powyższej wartości ma początek w środku masy Ziemi i skierowany jest wzdłuż osi obrotu ku północy, tak iż obrót dzienny Ziemi i kierunek wektora $\bar{\omega}$ tworzą śrubę prawą.

Dodając do siebie obie funkcje U i V określamy potencjał natężenia ciężkości, krótko *potencjał ciężkości*:

$$W = U + V, \quad (3)$$

a kładąc

$$W = \text{const.} \quad (4)$$

otrzymujemy równanie określające jednoparametrową rodzinę powierzchni ekwipotencjalnych ciężkości lub krótko powierzchni *poziomu*. Linie krzywe kongruencji ortogonalnej względem rodziny powierzchni (4) nazywają się liniami *pionu*. Wektor pola ciężkości Ziemi:

$$\bar{g} = \text{grad } W, \quad (5)$$

krótko *wektor ciężkości*, jest skierowany od niższych powierzchni poziomu ku powierzchniom potencjałów wyższych, a więc wzdłuż normalnej wewnętrznej do powierzchni ekwipotencjalnych. Do pola wektora \bar{g} należy pole jego kierunków:

$$\bar{e} = \frac{\text{grad } W}{|\text{grad } W|}, \quad (6)$$

które jest jednocześnie polem jednostkowych wektorów stycznych do linii pionu. Do pola wektora \bar{g} należy również pole skalarne jego wartości bezwzględnych $g = |\bar{g}|$, czyli pole *natężenia ciężkości*. Mierzmy je w układzie c. g. s. przy pomocy jednostki równej $1 \text{ cm} \cdot \text{sek}^{-2} = 1 \text{ Gal} (= 1000 \text{ mGal})$, a więc przy pomocy jednostki przyspieszenia.

Powierzchniami równych wartości natężenia ciężkości są powierzchnie:

$$g = \text{const.}, \quad (7)$$

nazywane powierzchniami *ekwigrawitacyjnymi*. Pole skalarne g jest polem odległości liniowych między powierzchniami ekwipotencjalnymi: jest to więc pole równych zagęszczeń tych powierzchni. Przecięcia powierzchni ekwigrawitacyjnych z powierzchniami ekwipotencjalnymi tworzą na pierwszych: linie jednakowego potencjału a na drugich: linie jednakowej ciężkości.

Powierzchnię ekwipotencjalną, odpowiadającą poziomowi oceanów ziemskich, nazywamy *geoidą*. Pomijając tu liczne praktyczne trudności wynikające z tej definicji w związku z różnicami gęstości wody oceanów

ziemskich, prądami, niestabilnością zbiorników oceanicznych itp., podkreślić należy zasadniczą trudność teoretyczną tkwiącą w definicji geoidy. Potencjał ciężkości W , określony równaniem (3), spełnia w przestrzeni zewnątrz powierzchni fizycznej Ziemi równanie:

$$\Delta W = 2 \omega^2, \quad (8)$$

wewnątrz zaś Ziemi (wszędzie gdzie ΔW ma sens) równanie:

$$\Delta W = -4 \pi \kappa \delta + 2 \omega^2. \quad (9)$$

Jako powierzchnia brzegowa oceanów, geoida spełnia więc w rejonach oceanicznych równanie (8); tam natomiast, gdzie geoida przebiega pod kontynentami, funkcja ją określająca czynić musi zadość związkowi (9). Ta dwoistość warunków, które musi spełniać wyrażenie określające geoidę, w praktyce bardzo utrudnia badanie jej kształtu.

Jednostkowy wektor (6) styczny do pionu jest pożytecznym narzędziem rachunkowym w studiach nad lokalnymi cechami ziemskiego pola ciężkości. Podamy tu kilka przykładów. Krzywizna i torsja linii pionu wyrażają się najprościej, jeśli stosować tzw. pochodne kierunkowe do wektora \bar{e} wzdłuż linii pionu. Jeśli przez \bar{e} grad oznaczyć różniczkowy operator skalarny dostarczający pochodnych w kierunku pionu:

$$\bar{e} \cdot \text{grad} = \sum e_i \frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{1}{g} \sum W_i \frac{\partial}{\partial x_i} \quad (i=1, 2, 3)$$

gdzie e_i są współrzędnymi wektora \bar{e} w układzie ortogonalnym (x_i) , W_i zaś są pochodnymi potencjału W względem zmiennych x_i , wówczas dla krzywizny K i torsji T linii pionu mamy:

$$K = |\bar{e} \cdot \text{grad } \bar{e}| \quad (10)$$

oraz

$$T = \frac{1}{K^2} \bar{e} \cdot [\bar{e} \cdot \text{grad } \bar{e} \times (\bar{e} \cdot \text{grad})^2 \bar{e}]. \quad (11)$$

Bardzo proste znaczenie geometryczne posiada również rotacja wektora \bar{e} . Jest mianowicie:

$$K = |\text{rot } \bar{e}|. \quad (12)$$

Oba wektory $\bar{e} \cdot \text{grad } \bar{e}$ i $\text{rot } \bar{e}$ nie są jednak identyczne, choć długości ich, jak to widać z (10) i (12), są te same, mianowicie równe krzywiznie linii pionu. Oba one leżą w płaszczyźnie horyzontu (tzn. w płaszczyźnie stycznej do powierzchni poziomej), lecz pierwszy z nich ma kierunek normalnej

główniej do linii pionu, drugi zaś ma kierunek binormalnej. Ponieważ, jak łatwo sprawdzić, wektor \overline{e} jest proporcjonalny do iloczynu wektorowego wektora ciężkości \overline{g} przez wektor gradientu natężenia ciężkości $\text{grad } g$, przeto styczne krzywych równych natężeń ciężkości w powierzchniach poziomą są jednocześnie binormalnymi linii pionu.

Innym przykładem jest rozbieżność wektora e . Przy jej pomocy można scharakteryzować własności krzywiznowe powierzchni poziomej, przy czym odpowiednie wzory znowu odznaczają się dużą prostotą. Tak więc np. dla średniej krzywizny H powierzchni poziomej mamy wzór:

$$H = -\frac{1}{2} \text{div } \overline{e}. \quad (13)$$

Wynika stąd od razu ważny związek, zachodzący w polu zewnętrznym:

$$\frac{1}{g} \text{grad } W \cdot \text{grad } g - 2gH = 2\omega^2. \quad (14)$$

Przykłady powyższe wystarczają, aby pokazać zasadę metody, która przy pomocy elementarnych działań różniczkowych wykonywanych na wektorze \overline{e} pozwala w zasadzie wyrazić każdą geometryczną wielkość niezmienniczą ziemskiego pola ciężkości (krzywizny jego elementów geometrycznych i ich zmiany przestrzenne) przez wielkości mechaniczne (kierunek wektora ciężkości, jego natężenie i ich zmiany przestrzenne), tak że znając z wyników obserwacji te ostatnie możemy odnaleźć pierwsze na drodze rachunkowej,

Rzecz jednak w tym, że obserwacje nasze są nierozłącznie związane z pewnym szczególnym układem odniesienia, mianowicie z tzw. lokalnym układem astronomiczno-geodezyjnym. Oś \overline{i}_3 w tym układzie to właśnie kierunek pionu w punkcie obserwacji, a więc $\overline{i}_3 = \overline{e}$. Za dwa pozostałe wektory jednostkowe układu lokalnego przyjmujemy zazwyczaj w płaszczyźnie stycznej do geoidy dwa wzajemnie prostopadłe wektory jednostkowe \overline{i}_1 oraz \overline{i}_2 takie, aby \overline{i}_1 był współpłaszczyznowy z \overline{i}_3 i $\overline{\omega}$ oraz skierowany ku północy, a ponadto, by \overline{i}_2 był skierowany ku wschodowi. Układy lokalne w ten sposób zdefiniowane są układami ortogonalnymi prawoskrętnymi.

Gdy formę wyżej podanych wzorów, które odnoszą się do dowolnego układu ortogonalnego, ująć we wskazany sposób, wówczas uprości się ona znacznie, a wzory przybiorą postać gotową do bezpośrednich zastosowań obliczeniowych. W układach lokalnych powyżej określonych jest mianowicie:

$$W_1 = W_2 = 0; \quad W_3 = g$$

oraz

$$e_1 = e_2 = 0; \quad e_3 = 1$$

i wzory (10) i (11) na krzywizny linii pionu będą:

$$K = \frac{1}{g} \sqrt{W_{13}^2 + W_{23}^2}, \quad (15)$$

$$T = \frac{W_{13} W_{233} - W_{23} W_{133}}{W_{13}^2 + W_{23}^2}. \quad (16)$$

gdzie W_{ij} , W_{ijk} ($i, j, k = 1, 2, 3$) oznaczają pochodne 2. i 3. rzędu potencjału ciężkości względem zmiennych x_i w układzie lokalnym.

Podobnie i wzór (17) upraszcza się w układzie lokalnym przechodząc w dobrze znaną w geodezji wyższej formułę *Brunsa* (1878):

$$H = \frac{1}{g} (W_{33} - 2\omega^2), \quad (17)$$

wiązącą ze sobą lokalne wartości ciężkości g , jej tzw. „pionowego gradientu“ $W_{33} = \frac{\partial g}{\partial x_3}$ i średniej krzywizny H powierzchni poziomu.

Jak widać, po prawych stronach naszych wzorów są teraz współrzędne lokalnych ortogonalnych „affinorów“ pierwszego, drugiego i trzeciego rzędu: $\{W_{ij}\}$, $\{W_{ijj}\}$, $\{W_{ijk}\}$. Zadanie lokalnego wyznaczenia postaci powierzchni poziomu, w pierwszym oczywiście rzędzie postaci geoidy, sprowadzone zostaje w ten sposób do zadania wyznaczenia wymienionych współrzędnych — w zakresie, w jakim jest to w ogóle możliwe — na drodze ich bezpośredniego pomiaru.

Przejdźmy z kolei do omówienia zadania wyznaczenia generalnej postaci geoidy przy pomocy pomiarów natężenia ciężkości w jej powierzchni.

W przeciwieństwie do zadania poprzedniego, w którym większość wzorów dotyczących rozwiązań interesujących w praktyce otrzymuje się na drodze elementarnej, zadanie zbadania postaci geoidy jako całości jest zadaniem trudnym, w szczególności z powodu podkreślonego już przez nas skomplikowanego charakteru analitycznego, jaki cechuje poszukiwaną powierzchnię. Z tego też powodu w zadaniu tym aż do dziś ogromną rolę odgrywają jego rozwiązania przybliżone.

Ich punkt wyjściowy tworzą wzory, podane jeszcze przez *Clairauta* (1738), określające związek między postacią powierzchni poziomu nieznacznie różniącej się od kuli, a rozkładem ciężkości w tejże powierzchni. Jeżeli przez a i b oznaczyć równikowy i biegunowy promień wodzący takiej powierzchni, przez m zaś stosunek siły odśrodkowej na równiku do ciężkości równikowej γ_a :

$$m = \frac{\omega^2 a}{\gamma_a} \quad (18)$$

i jeśli tzw współczynnik Clairauta

$$\beta = \frac{\gamma_b - \gamma_a}{\gamma_a} \quad (19)$$

oznacza względny przyrost ciężkości między równikiem (γ_a) i biegunem (γ_b), to dla spłaszczenia Ziemi mamy:

$$\alpha = \frac{a-b}{a} = \frac{5}{2} m - \beta, \quad (20)$$

zaś dla powierzchniowego rozkładu ciężkości będzie:

$$\gamma = \gamma_a (1 + \beta \sin^2 \varphi), \quad (21)$$

gdzie φ jest szerokością geograficzną. Jak widać, znajomość ciężkości na powierzchni Ziemi pozwala obliczyć współczynnik Clairauta, znając zaś m można przy pomocy wzoru (20) obliczyć wartość spłaszczenia.

Istnieje znaczna ilość dowodów obu powyższych wzorów, które podaliśmy tu w ich formie skróconej, bez wyrazów wyższych rzędów. W czasach nowszych dowody te podane były przez różnych autorów (Helmert, Poincaré, Rudzki i in.) tak, by prócz uzasadnienia głównego twierdzenia osiągnąć nadto dwa cele. Po pierwsze chodziło o ustalenie stopnia dokładności wzorów (20) i (21), ewentualnie rozszerzonych wyrazami małymi wyższych rzędów. W tym celu jedni autorowie poszukiwali wprost elipsoid równowagi a wówczas we wzorze (21) mamy wyrazy wielkości kwadratu spłaszczenia; inni tak obierają wyrazy małe w wyrażeniu określającym powierzchnię równowagi, aby ciężkość na powierzchni wyrażała się wzorem typu (21). Najprostsze powierzchnie otrzymanywane w tym drugim przypadku, czyli tzw. *sferoidy poziome* lub *sferoidy Clairauta*, różnią się od kuli o funkcję zonalną drugiego rzędu i są to powierzchnie algebraiczne 14-go stopnia, odbiegające w średnich szerokościach geograficznych najwyżej o 10—20 m od elipsoidy obrotowej. Drugi cel wielokrotnie podejmowanych dowodów twierdzeń Clairauta, to rozpatrzenie sensu fizycznego wyrażen małych (poczynając od kwadratu spłaszczenia), występujących w rozszerzonych postaciach tych twierdzeń. Wyrazy te z reguły zależą od rozkładu gęstości we wnętrzu Ziemi.

Powierzchnie poziomu wynikające z wzoru Clairauta przyjęto nazywać *elipsoidami* lub *sferoidami poziomowymi*, a teoretyczną ciężkość jaka na nich panuje i jaka wynika z wzorów typu (21) przyjęto nazywać ciężkością *normalną* dla danej powierzchni poziomej. Do ważniejszych

sferoid poziomowych należy sferoida poziomowa Helmera z rozkładem ciężkości:

$$\gamma = 978,030 (1 + 5302 \cdot 10^{-6} \sin^2 \varphi - 7 \cdot 10^{-6} \sin^2 2\varphi) \quad (22)$$

ogłoszonym przez tego autora w 1901 r. a uzupełnionym do formy tutaj podanej w 1909 r. Spłaszczenie tej sferoidy Helmera wynosi 1 : 298,2. Użycie wzoru (21) Helmera jeszcze i dziś jest nader rozpowszechnione; m. in. używany jest on i w naszym kraju.

Obliczenia spłaszczenia elipsoid wzgl. sferoid poziomowych i należących do nich rozkładów ciężkości dokonywano znaczną liczbę razy; zacytujemy tutaj kilka nowszych rezultatów dla wglądu w wewnętrzną zgodność wyników liczbowych uzyskiwanych niezależnie od siebie i opierających się o materiał obserwacyjny bardzo różnorodny.

W teorii wzoru Clairauta i normalnych rozkładów ciężkości duży krok naprzód stanowiły prace włoskiej szkoły geodetów z P. Pizzettim, C. Somigliana, C. Mineo i G. Cassinis na czele. Opracowali oni formuły dotyczące ciężkości normalnej dla elipsoidy poziomej nie w postaci rozwinięć, lecz w postaciach zamkniętych. Podstawowy wzór tej teorii, odznaczający się prostotą i symetrią, ma postać następującą (Somigliana, 1927):

$$\gamma = \frac{a \gamma_a \cos^2 \varphi + b \gamma_b \sin^2 \varphi}{\sqrt{a^2 \cos^2 \varphi + b^2 \sin^2 \varphi}} \quad (23)$$

Jeżeli za elipsoidę poziomową Somigliany przyjąć międzynarodową elipsoidę Hayforda o wymiarach:

$$\begin{aligned} a &= 6378,388 \text{ km,} \\ 1 : \alpha &= 297,0 \end{aligned}$$

wówczas wzór (23) dostarcza następującego rozkładu normalnego:

$$\gamma = 978,049 (1 + 52884 \cdot 10^{-7} \sin^2 \varphi - 59 \cdot 10^{-7} \sin^2 2\varphi) \quad (24)$$

Wzór powyższy opracowany został przez G. Cassinisa, De Silva i W. Heiskanena. Przyjęty on został jako obowiązujący oficjalnie w pracach grawimetrycznych, przez IV Zebranie Ogólne Międzynarodowej Unii Geodezyjno-Geofizycznej w Sztokholmie w 1930 r. Pomijając fakt, iż współczynnik $\gamma_a = 978,049$ obarczony jest dużym błędem systematycznym tzw. „poczdamskiego“ układu odniesienia¹⁾, wydaje się, że do-

¹⁾ Wszystkie współczesne pomiary g oparte są o wyznaczenie absolutne, jakie w latach 1898—1904 wykonane zostało przez Instytut Geodezyjny w Poczdamie. Wynik końcowy brzmiał: $g_{\text{Poczdam}} = 981,274 \pm 0,003$ Gal. Wynik ten tworzy do dziś podstawę tzw. „poczdamskiego“ systemu odniesienia pomiarów g . Inne wyznaczenia ciężkości polegają na pomiarze różnic g względem punktu, w którym wyjściowa

kładność tego współczynnika nie jest duża. Przy stałym współczynniku β poszczególni autorowie znajdowali dlań następujące poprawki: Heiskanen (1938) + 0,4 mGal, Luoma (1941) — 1,2 mGal, Niskanen (1945) — 2,2 mGal, Morelli (1947) — 5,0 mGal, Tanni (1948) + 4,2 mGla. Prawdopodobnie stała γ_a we wzorze międzynarodowym wymagać będzie niewielkiej korektury ujemnej (niezależnie od zmiany systemu odniesienia). Pewniejszy jest współczynnik β , tym więcej, iż jest on zgodny z wyznaczeniami spłaszczenia za pomocą stałej precesji (Bullard 1948).

Poniżej podajemy dla szerokości geograficznej Polski, wartości ciężkości normalnej γ_H według wzoru (22) Helmerta z 1901 r. i wartości cięż-

Tablica 1

Ciężkości normalne γ_H (Helmert, 1901) i γ_I (Cassinis, De Silva i Heiskanen, 1930) w Galach oraz ich różnice w m Galach

φ	γ_H	γ_I	$\gamma_I - \gamma_H$
49°	980,9768	980,9894	12,6
50	981,0664	981,0787	12,3
51	,1552	,1673	12,1
52	,2436	,2554	11,8
53	,3311	,3427	11,6
54	,4178	,4291	11,3
55	,5035	,5146	11,1

wielkość g jest znana. „Połączenia“ grawimetryczne z głównym punktem w Poczdamie posiada każdy niemal kraj; powstają w ten sposób krajowe centralne punkty grawimetryczne; istnieje ponadto znaczna ilość bezpośrednich połączeń międzynarodowych między krajowymi centralnymi punktami grawimetrycznymi poszczególnych państw. W 1936 r. ogłoszony został wynik pomiaru absolutnego wykonanego przez Bureau of Standards w Waszyngtonie. Przerachowany do Poczdamu wynik ten brzmiał $g_{Poczdam} = 981,254 \pm 0,0045$ Gal. W trzy lata później ogłoszone zostały wyniki analogicznych prac podjętych w National Physical Laboratory w Teddington. Po przeliczeniu w stosunku do Poczdamu otrzymuje się z tych pomiarów wynik następujący: $g_{Poczdam} = 981,261 \pm 0,0022$ Gal. Rozbieżność między dawnym wynikiem poczdamskim, a nowymi wynikami wyznaczeń absolutnych jest, jak widać, bardzo duża. Wobec niewielkich błędów średnich poszczególnych wyników, rozbieżność ta świadczy, iż w obecnie stosowanych metodach (wahadło rewersyjne), kryją się jakieś błędy niewyjaśnionej natury. Wszystko wskazuje na to, iż ich źródłem są zjawiska występujące na ostrzach wahadeł. Prace, jakie po ostatniej wojnie podjęto w Bureau International des Poids et Mesures w Sèvres pozwalają oczekiwać, iż nowy system g najprawdopodobniej oparty będzie o wyznaczenia absolutne tej wielkości, wykonane przy pomocy obserwacji dróg i czasów swobodnego spadku. Choć więc wiemy, iż system „poczdamski“ dojrzał do zarzucenia go (jest on, jak widać z dat podanych, g około 16 mGal za duży), posługujemy się nim nadal ze względu na ogromną liczbę zebranych dotąd dat pomiarowych.

kości normalnej γ_I według wzoru międzynarodowego (24) z 1930 r. wraz z odpowiednimi różnicami.

Jeffreys (1948) sądzi, iż rozwiązaniem zadania Clairauta, będącym najlepszym możliwym dziś do osiągnięcia kompromisem między wyznaczeniami geodezyjnymi, astronomicznymi i wyznaczeniami ciężkości, jest elipsoida poziomowa o wymiarach:

$$a = 6378,099 \text{ km } (\pm 0,116 \text{ km}).$$

$$1 : \alpha = 297,1 (\pm 0,36)$$

z rozkładem ciężkości normalnej:

$$\gamma = 978,0373 (1 + 52891 \cdot 10^{-7} \sin^2 \varphi - 59 \cdot 10^{-7} \sin^2 2\varphi) \quad (25)$$

(we współczynniku γ_a uwzględnia już Jeffreys błąd poczdamskiego systemu odniesienia).

Ze studiów A. Berrotha (1943) wynika następujący układ dat dla elipsoidy ziemskiej:

$$a = 6378,378 \text{ km } (\pm 0,050 \text{ km})$$

$$1 : \alpha = 297,3$$

oraz dla rozkładu ciężkości na jej powierzchni:

$$\gamma_a = 978,0507 \text{ mGal},$$

$$\gamma_b = 983,2265 \text{ mGal}$$

bliższy, jak widać, układowi międzynarodowemu niż rozwiązaniu podanemu przez Jeffreysa.

Osobno omówić tu należy zagadnienie spłaszczenia równika. Zdołało ono nabrać ostatnio pewnego rozgłosu, choć geodezyjne próby wyznaczenia ewentualnego odstępstwa równika ziemskiego od postaci kołowej podejmowane już były od dawna (Schubert, 1860; Clarke, 1861). W 1915 r. Helmert opracował pomiary g wykonane w 2736 punktach pomiarowych na powierzchni ziemskiej, używając w rozwinięciu ciężkości normalnej także i wyrazu zależnego od długości geograficznej λ . Wzór, jaki otrzymał, miał postać:

$$\gamma = 978,052 [1 + 5285 \cdot 10^{-6} \sin^2 \varphi - 7 \cdot 10^{-6} \sin^2 2\varphi + 18 \cdot 10^{-6} \cos^2 \varphi \cos^2 (\lambda + 17^\circ)]. \quad (26)$$

Błąd współczynnika przy ostatnim wyrazie wynosi $\pm 4 \cdot 10^{-6}$. Jak widać, długość geograficzna półosi równikowej a_1 , odpowiadającej większej ciężkości, wynosi tutaj 17° W od Greenwich; prostopadle do niej przebiega półoś a , odpowiadająca mniejszej ciężkości. Helmert twierdził, iż pierwsza z tych półosi jest dłuższa od drugiej (o 230 m). Spłaszczenia odpowiednich południków wypadły równe: 1 : 295,1 oraz 1 : 298,3.

W szereg lat później powyższy wynik Helmer ta został zakwestionowany przez niektórych geodetów. Dało to okazję do ciekawej dyskusji, w której T. Banachiewicz (1929) podał prosty dowód twierdzenia Helmer ta. Inny dowód tego twierdzenia ogłosił w 1939 r. C. Somigliana.

Analogiczne trójosiowe powierzchnie poziomowe były wielokrotnie przedmiotem obliczeń, których wyniki zestawiamy, częściowo za A. A. Michajłowem, w poniższej tabelicy:

Tablica 2

„Spłaszczenia“ równika $a_1 - a_2$ i długość geograficzna jego dłuższej półosi
wg pomiarów ciężkości

Autor	Rok	$a_1 - a_2$	Dług. geog. półosi a_1
Helmert	1915	230 m	17°W
Berroth	1916	150	10°W
Heiskanen	1924	345	18°E
Heiskanen	1928	242	0°
Heiskanen (tylko pomiary na oceanach) . .	1928	294	5°W
Heiskanen (tylko pomiary w pobliżu równika)	1928	230	3°W
Hirvonen	1934	139	19°W
Niskanen (tylko pomiary na niżach półkuli północnej)	1945	293	4°W

Wypada dodać tutaj, iż z obserwacji geodezyjnych otrzymali podobne rezultaty:

Autor	Rok	$a_1 - a_2$	Dług. geog. półosi a_1
Heiskanen	1929	165 m	38°E
Krassowski	1935	200	15°E
Izotow	1950	213	15°E

Błędy wielkości $a_1 - a_2$ są rzędu 20—30%. Michajłow (1939) słusznie konstatuje, iż „eliptyczność równika jest swego rodzaju rezultatem interpolacyjnym, wywołanym przypadkowym rozmieszczeniem mas w skorupie ziemskiej“. Jak wynika ze studiów R. A. Hirvonen a (1934), N. F. Żurawlewa (1940) i N. Luoma (1941), całą tą kwestię wypada rozpatrywać raczej w związku z tzw. kontynentalnymi undulacjami geoidy.

Przejdźmy jednak do dalszych tematów naszego przeglądu.

Wszystkie wyżej rozpatrywane rozwiązania zagadnienia Clairauta dostarczają, jak widzieliśmy, pierwszych przybliżeń dla rzeczywistej postaci Ziemi. Przybliżenia te mają postać elipsoid obrotowych względnie nieistotnie od nich różnych elipsoid trójosiowych lub „sferoid“. Rozwijając zadanie dalej, przed przystąpieniem do obliczenia następnych kolejnych przybliżeń zbadać należy odchylenia przybliżeń pierwszych względem wyników bezpośredniej obserwacji. Tworzymy w tym celu różnice $g - \gamma$ ciężkości g zmierzonej na geoidzie i ciężkości normalnej γ w odpowiadającym punkcie elipsoidy lub sferoidy poziomowej. Różnice te nazywamy *anomaliami ciężkości*.

Dla celów interesującego nas zadania anomalie te należałoby znać na całej powierzchni Ziemi. W rzeczywistości, mimo iż od lat kilkunastu corocznie przybývają liczne dziesiątki tysięcy, a ostatnio nawet setki tysięcy nowych wyznaczeń g , dalecy jeszcze jesteśmy od znajomości geograficznego rozkładu anomalii grawimetrycznych na Ziemi jako całości. Pole ciężkości ziemskiej w okolicach podbiegunowych oraz we wnętrzu kontynentów azjatyckiego, afrykańskiego, australijskiego i południowo-amerykańskiego znane jest słabo i jest zaledwie w początkowym stadium badań. Jeszcze mniej wiemy o rozległych obszarach powierzchni ziemskiej pokrytych morzami i oceanami. Dlatego też to, co wiadome jest obecnie o generalnym przebiegu anomalii grawimetrycznych na powierzchni Ziemi, z konieczności nosi charakter sumaryczny.

Z głównej planetarnej nierówności ziemskiego pola ciężkości, wynoszącej 5177 mGal według wzoru Helmerta (1901) lub 5164 mGal według wzoru międzynarodowego (1930) lub wreszcie 5175,8 mGal według dat Berrotha (1943), nie ma oczywiście w anomaljach grawimetrycznych ani śladu. Powierzchniowy rozkład anomalii grawimetrycznych pokazuje natomiast istnienie innych, mniejszych znacznie, lecz bardzo ważnych nierówności. Można je z grubsza podzielić na trzy kategorie.

Do kategorii pierwszej zaliczymy anomalie tzw. *kontynentalne*. Anomalie te są małe, ich amplituda wynosi najwyżej 50—60 mGal. Są natomiast bardzo rozległe, obejmując powierzchnie o rozmiarach rzędu wielkości rozmiarów kontynentów. Tak więc np. od Uralu na wschodzie, poprzez całą Europę i północną Afrykę, aż po zachodnie części Oceanu Atlantyckiego przeważała na powierzchni Ziemi anomalie grawimetryczne dodatnie. Zachodni Atlantyk, Meksyk i duża część kontynentu północno-amerykańskiego, to obszar przewagi anomalii ujemnych. Azja środkowa — to drugi, znacznie rozleglejszy obszar przewagi anomalii ujemnych.

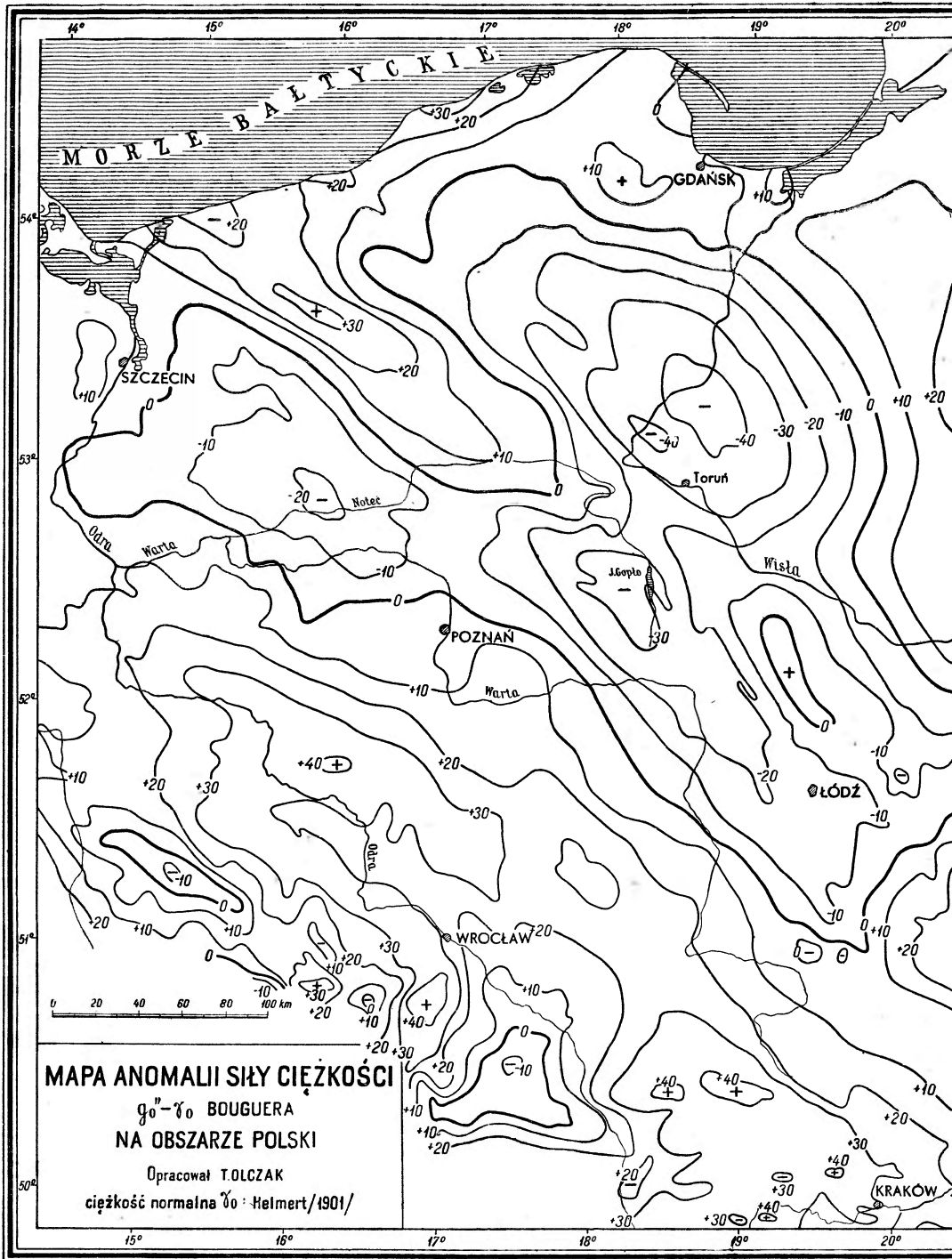
Te długofalowe zmiany ciężkości nie są oczywiście widoczne na szczegółowych mapach grawimetrycznych. Ujawniają się one dopiero, gdy utworzyć średnie anomalie dla dużych pól na powierzchni Ziemi, na przy-

kład pól o pięciostopniowej szerokości i długości geograficznej. Tak skonstruowaną mapę anomalii grawimetrycznych (izostatycznych) ogłosił w 1948 r. L. T a n n i z Instytutu Izostatycznego w Helsinkach. Jakkolwiek niekompletna, mapa ta pokazuje wyraźnie, iż układ anomalii „długofalowych“ jest niezależny od dzisiejszego rozkładu kontynentów i oceanów. Małość tych długofalowych anomalii nakazuje w ogóle ostrożność w wnioskowaniu, wolno jednak już dziś podejrzewać co najmniej, iż po nierówności planetarnej, wywołanej obrotem i spłaszczeniem Ziemi, one to stanowią następny z kolei główny rys powierzchniowego rozkładu ciężkości.

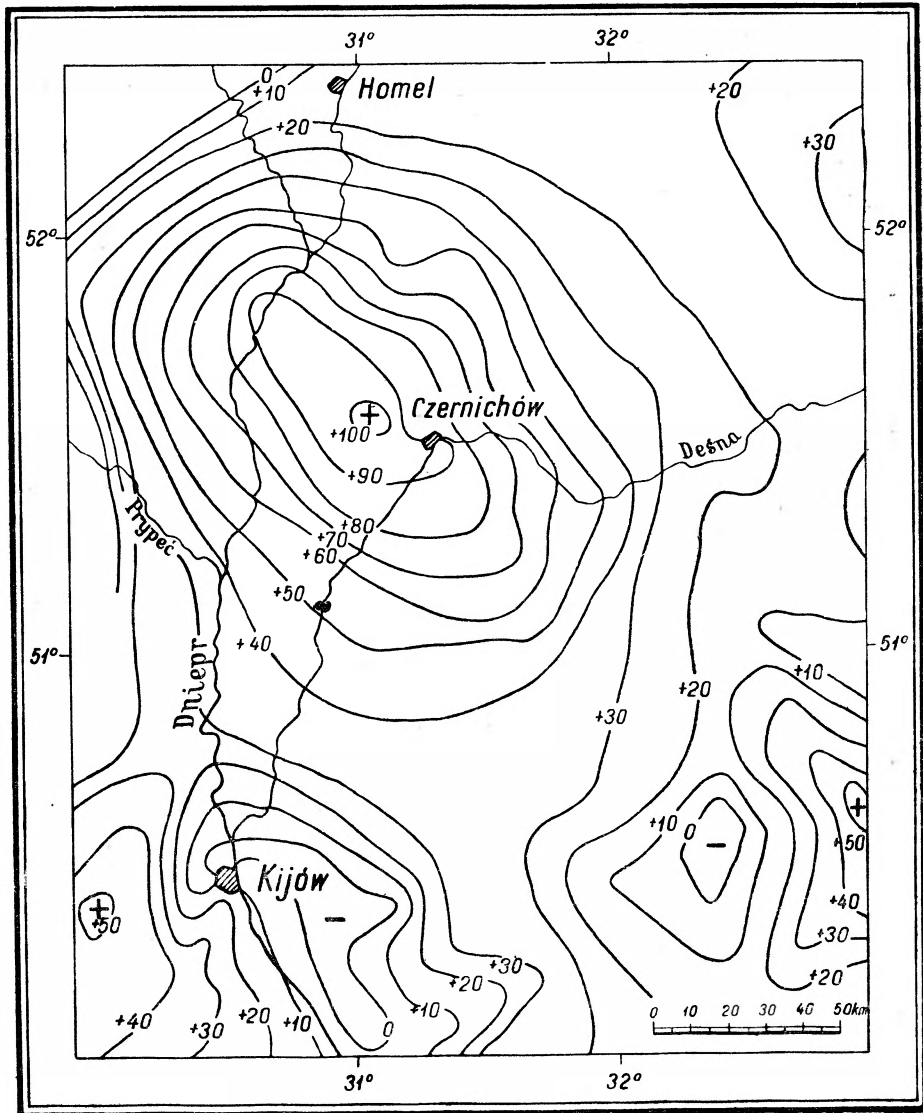
Drugą kategorię anomalii grawimetrycznych tworzą anomalie średniofalowe, tzw. *regionalne*. Ich rozmiary są różne, mniej więcej od kilku do kilkudziesięciu tysięcy km², natomiast ich amplitudy są o cały rząd wielkości większe od amplitud anomalii grawimetrycznych kategorii długofalowej.

Na ziemiach polskich regionalne anomalie grawimetryczne mają po-
kątne rozmiary powierzchniowe (p. mapa). Tzw. ujemna anomalia dolnej Wisły ma postać regularnego owalu; większa jego oś ma około 200 km, mniejsza — około 120 km długości; w centralnej części tej depresji grawimetrycznej, w okolicach między Toruniem i Grudziądem, anomalie ciężkości spadają poniżej — 40 mGal. Anomalia ta graniczy od zachodu z tzw. dodatnią grawimetryczną osią kujawsko-pomorską, wydłużoną formą strukturalną ciągnącą się stosunkowo wąskim pasmem od okolic Łodzi w kierunku NW aż do wybrzeży Bałtyku pod Kołobrzegiem. W strefie tej „osi“, w okolicy między Czaplinkiem i Świdwinem na Pomorzu Zachodnim, anomalie grawimetryczne osiągają wartości nieco powyżej + 30 mGal. Jak zresztą pokazuje rzut oka na załączoną mapę grawimetryczną naszego kraju, cała zachodnia część polskiego wybrzeża Bałtyku leży w obrębie anomalii dodatnich. Kulminują one w rejonie tzw. wyżu grawimetrycznego Ustki, osiągając tu wartości powyżej + 30 mGal. Ponieważ nie mamy wyznaczeń ciężkości wykonanych na Bałtyku ²⁾, przeto rysunek anomalii grawimetrycznych kończy się na naszej mapie wzdłuż wybrzeży: urywa się więc zarys osi kujawsko-pomorskiej i zarys wyżu Ustki. Na podstawie tego co wiemy o anomaliiach ciężkości na Bornholmie i na wybrzeżach Danii i Szwecji, wolno jednak spodziewać się, iż formy te znajdują swe przedłużenie na Bałtyku, łącząc się z formami pola ciężkości, poznanymi w Skandynawii. Północny wschód naszego kraju jest obszarem przewagi nadwyżek ciężkości: rozciąga się tam rozległy wyż grawi-

²⁾ Próby geofizyków niemieckich (Haalck, 1935) i duńskich (Nörgaard, 1939) wyznaczenia g na Bałtyku przeprowadzone były wzdłuż wybrzeży południowej Szwecji. Raczej chodziło w nich o wypróbowanie instrumentów służących do pomiaru niż o systematyczne zbadanie anomalii ciężkości. O ile wiadomo, dalszych prac w tym kierunku w ogóle nie było.



metryczny Mazurski, sięgający szeroką swoją odnogą aż po okolice na NW od Warszawy. Również Wyżyny Lubelska i Małopolska aż po Górny



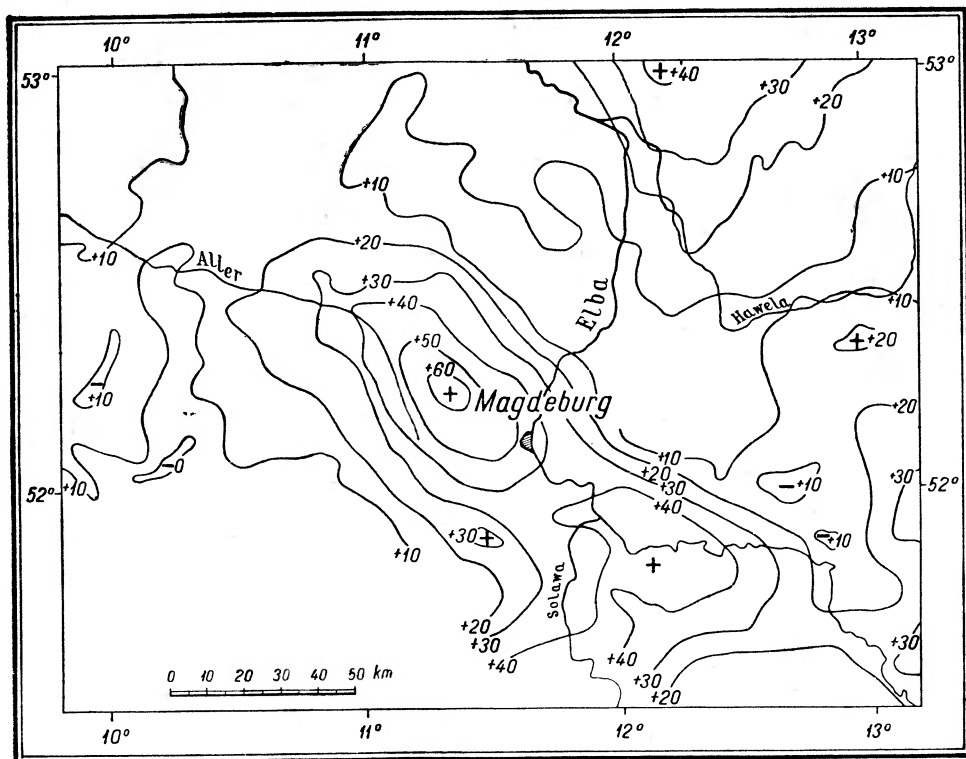
Rys. 1

Wyż grawimetryczny Czernichowa. Wg P. J. Gałuszko, 1939

Śląsk oraz obszary kraju nad środkową Odrą od Wrocławia po Krosno Odrzańskie objęte są dodatnimi anomaliami ciężkości. Dwa duże obszary anomalii ujemnych — to depresja grawimetryczna nadbużańska, sięga-

jąca od Karpat przez Tomaszów Lubelski i Chełm aż po rejon Siedlec, oraz system anomalii ujemnych biegnący mniej więcej wzdłuż linii Łódź—Mogilno—Szczecin a od strony południowo-zachodniej towarzyszący „osi dodatniej“ kujawsko-pomorskiej.

W szeregu przypadków (depresja grawimetryczna Mogilneńsko-Łódzka, wyż grawimetryczny kujawsko-pomorski) regionalne anomalie



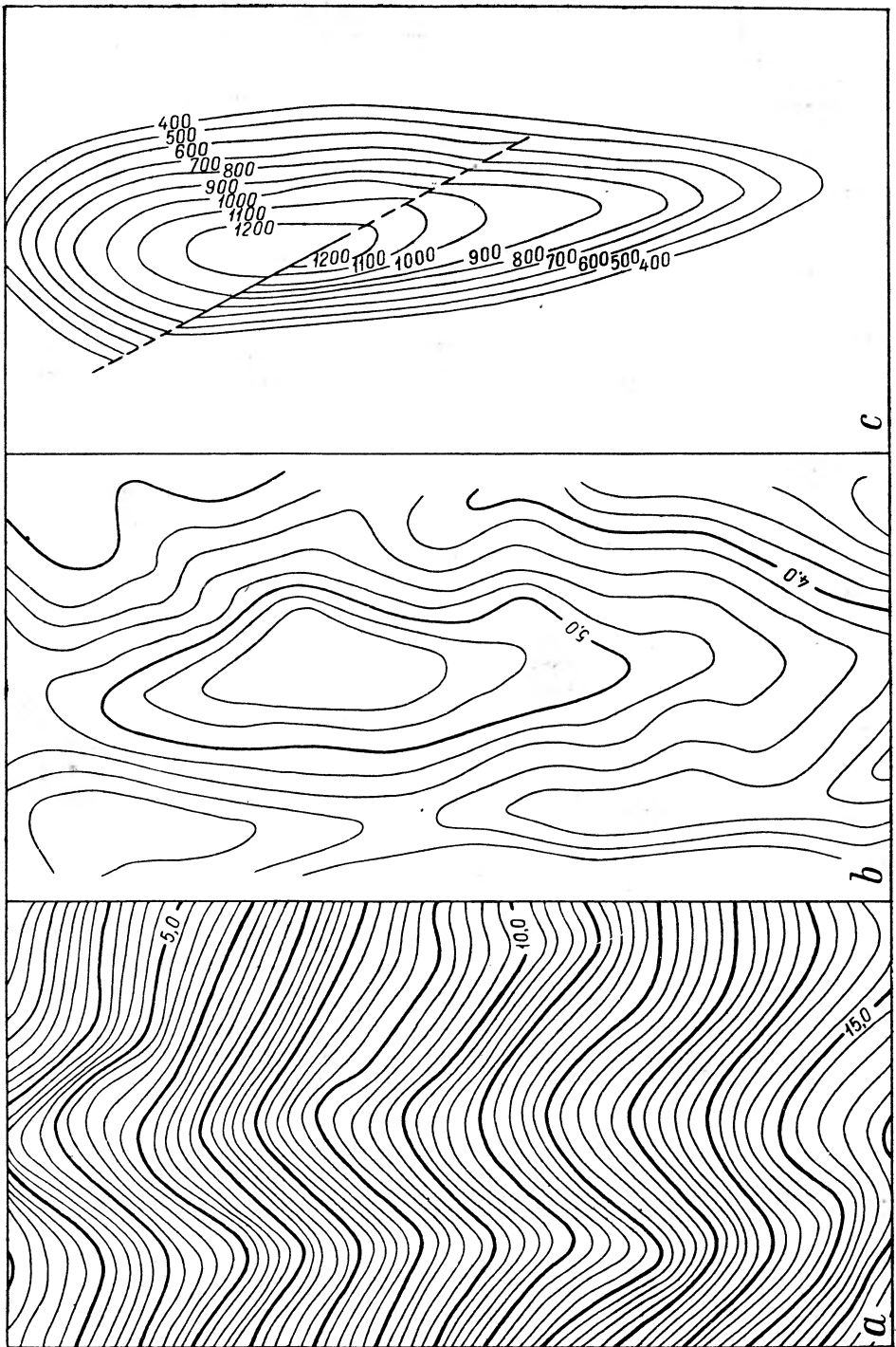
Rys. 2

Wyż grawimetryczny Magdeburga. Wg H. Reicha, 1948

ciężkości na naszych ziemiach koincydują w ogólnym zarysie z dość dobrze znanymi jednostkami geologicznymi (niecka Łódzka, wał Kujawsko-Pomorski). W innych przypadkach wyjaśnienie anomalii grawimetrycznych przy pomocy znanych rysów powierzchniowej budowy geologicznej natrafia dziś jeszcze na trudności. Podobnie jest zresztą w innych krajach. Wyjaśnienie przyczyn wywołujących regionalne anomalie ciężkości — a przyczyny te sięgają w skorupie ziemskiej bardzo znacznych głębokości — i to wyjaśnienie pełne, a więc w terminach geologicznych, jest jednym ze wspólnych celów geofizyki i geologii na całym świecie.

Jeśli pominąć silne anomalie ujemne Karpat i Tatr, to całkowita amplituda anomalii grawimetrycznych na naszych ziemiach jest rzędu nieco poniżej 100 mGal (największe anomalie dodatnie rzędu powyżej + 50 mGal w okolicach na południe od Wrocławia, największe anomalie ujemne rzędu poniżej — 40 mGal na minimach anomalii dolnej Wisły i minimach anomalii nadbużańskiej). Ich rozmiary liniowe wynoszą od kilkudziesięciu do kilkuset kilometrów. Takie same lub podobne amplitudy i długości fali konstatujemy w regionalnych anomaliami grawimetrycznych w sąsiadujących z Polską obszarach Europy, z tym, że ku wschodowi wielkości te na ogół raczej nieco wzrastają, ku zachodowi zaś — na ogół maleją. Dodatnia anomalia Czernichowa na Ukrainie (rys. 1) ma powierzchnię około 20 000 km², a nadwyżka ciężkości wynosi na jej kulminacji ponad + 100 mGal. Jedną z największych anomalii ciężkości na niżu środkowo-europejskim, dodatnia anomalia Magdeburga (rys. 2) jest znacznie skromniejszych rozmiarów, gdyż powierzchnia jej ma ok. 3000 km², nadwyżka zaś ciężkości w jej maksimum wynosi około + 60 mGal. Natomiast na bardzo duże anomalie regionalne natrafiamy w rejonie Morza Śródziemnego. Przykładem mogą być rozległe anomalie dodatnie rejonu Balearów oraz dodatnie anomalie grawimetryczne Morza Tyrreńskiego, pokrywające powierzchnię setek tysięcy km². Do bardzo wysokich wartości dochodzą anomalie dodatnie ciężkości na obszarze Cypru. Są one przestrzennie ograniczone do niewielkiej powierzchni, za to amplituda ich przekracza 200 mGal.

Regionalne anomalie ciężkości w górach omówimy nieco dalej, tutaj natomiast słów kilka poświęcimy dotychczasowym wynikom pomiarów ciężkości na morzach i oceanach oraz regionalnym anomaliami grawimetrycznym tam znalezionym. Zapoczątkował takie pomiary przed pięćdziesięciu laty O. H e c k e r używając do wyznaczenia g hypsometru i barometru rtęciowego. Błąd takich pomiarów był jednak znaczny (± 20 — 30 mGal) i dopiero opracowanie przez F. A. V e n i n g M e i n e s z a metody wykonywania obserwacji wahadłowych w łodziach podwodnych pchnęło na nowe tory sprawę wyznaczania g na oceanach. Liczne ekspedycje zorganizowane przez tego uczonego zgromadziły materiał obserwacyjny już dziś dość pokaźny. Do najciekawszych wyników prac V e n i n g M e i n e s z a należy odkrycie przezeń specjalnego typu anomalii regionalnych na oceanach: „pasów“ niedoborów ciężkości. Taki „pas“ niedoborów znalazł V e n i n g M e i n e s z na obszarze Archipelagu Wschodnio-indyjskiego: szerokość pasa wynosi około 200 km, całkowita długość przekracza 8000 km. Amplituda zmian anomalii wynosi średnio 150 mGal, jednak są w „pasie“ miejsca, w których amplituda ta przekracza 250 mGal (na Morzu Moluckim, między Halmaherą i Celebes, w rejonie znanym ze swych potężnych trzęsień podmorskich). Analogiczne „pasy“ niedoborów



Rys. 3 a, b, c

Obszar Wellington Field, Colorado: a) izolinie anomalii ciężkości co 0,2 mGal; b) anomalia regionalna wyeliminowana; izolinie lokalnej anomalii ciężkości co 0,2 mGal; c) izohypsy antykliny Wellington Field w stopniach. Wg J. H. Wilson a, 1941.

ciężkości odkryte następnie zostały w obszarze Archipelagu Zachodnio-indyjskiego i w obszarze na zachód od Wysp Japońskich, gdzie amplituda zmian ciężkości osiąga w profilu poprzecznym 450 mGal. Niemniej silne anomalie grawimetryczne znane są również i w innych obszarach oceanicznych, głównie w okolicach wielkich „rowów“ na Pacyfiku.

Szczegółowa kartografia grawimetryczna powierzchni Ziemi, mająca na celu ustalenie położenia, postaci i wielkości regionalnych anomalii ciężkości — to praca, która nieprędko zapewne będzie zakończona. Już jednak obecnie istnieją liczne z tej dziedziny publikacje. Radziecki „Wielki Atlas Świata“ jeszcze przed wojną przyniósł piękną mapę grawimetryczną ZSRR; podobne mapy ma obecnie Francja (wydane w „Atlas de France“), Belgia, Niemcy (Brockamp, 1940; Reich, 1948). Także i Polska posiada przeglądową mapę grawimetryczną opracowaną przez autora niniejszego artykułu (wydaną w „Atlasie Polski“ Głównego Urzędu Pomiarów Kraju oraz w „Biuletynie“ Nr 64 Państwowego Instytutu Geologicznego).

Przejdźmy z kolei do rozpatrzenia trzeciej kategorii anomalii, do tzw. *anomalii lokalnych*. Będą to wszystkie odchylenia ciężkości, jakie pozostaną, gdy od rzeczywistej ciężkości odjąć ciężkość normalną oraz wielkości anomalii dwóch pierwszych kategorii. Nie ma wprawdzie dotąd ogólnie przyjętych reguł formowania anomalii „kontynentalnych“ oraz „regionalnych“ i poszczególni autorowie radzą sobie tutaj indywidualnie, od przypadku do przypadku. Doświadczenie poucza jednak, iż tak czy inaczej zdefiniowane anomalie lokalne nie są duże ani co do rozmiaru przestrzennego (co wynika z ich definicji) ani też, co ważniejsze, jeśli idzie o ich amplitudę. Ta ostatnia rzadko wyraża się małymi dziesiątkami mGal, przeważnie zaś waha się w obrębie kilku pojedynczych mGal. Jest jasne, iż dokładność wyznaczenia anomalii lokalnych zależy przede wszystkim od dokładności pomiarów grawimetrycznych, w pierwszym rzędzie od dokładności instrumentów. Ta ostatnia dokładność posunięta już została bardzo daleko — właśnie ze względu na praktyczne znaczenie anomalii lokalnych dla celów geologiczno-poszukiwawczych — i dochodzi obecnie do 0,01 mGal.

Ponieważ lokalne anomalie ciężkości są wywołane płytkimi niejednorodnościami gęstości w skorupie ziemskiej, stanowią one przeto główną dziedzinę zainteresowań grawimetrii stosowanej do potrzeb geologicznych. Jeżeli mają one nieco pokaźniejszą wielkość przestrzenną i amplitudę — są wykrywane łatwo przy pomocy dostatecznie gęstej sieci punktów pomiarowych. Studia nad ich rozkładem na tle regionalnym, nad ich postacią i wielkością — to główny cel intensywnie prowadzonych obecnie na całym świecie grawimetrycznych badań terenowych. Równoległe z pracami pomiarowymi przebiegają prace geologiczno-interpretacyjne, mające

na celu wykrycie faktów geologicznych wywołujących lokalne anomalie ciężkości. Trudniejsze są warunki ich wykrywania a tym bardziej interpretacji, gdy anomalie lokalne nałożone są na silnie zmienne pole regionalne. Metody rozdzielania pól lokalnych ciężkości od pól regionalnych zajmują też dzisiaj poczesne miejsce w studiach praktycznych. Aby dać pojęcie o zagadnieniu, załączamy trzy mapki (rys. 3a, b, c) pochodzące z pewnego obszaru szczegółowych badań grawimetrycznych w Kalifornii. Pierwsza z mapek przedstawia anomalie znalezione w wyniku bezpośrednich pomiarów, druga przedstawia anomalię lokalną, jaka pozostała na obszarze badanego terenu po odjęciu anomalii regionalnej, trzecia — izohypsy pewnego „horyzontu“ geologicznego we wglębnej antyklinalnej strukturze, wywołującej anomalię lokalną. Mapa izohyps, liczonych od konwencjonalnie obranej głębokości, sporządzona została na podstawie wierceń. Praktyczny sens szczegółowych i dokładnych pomiarów ciężkości jakie tu poprzedziły i jakie z zasady zawsze poprzedzają eksplorację geologiczną, jest bezpośrednio widoczny z powyższego przykładu: wydzielenie anomalii lokalnej pozwoliło zlokalizować położenie wglębnej masy zakłócającej.

Przechodząc do dalszych tematów niniejszego przeglądu zreasumujemy to co powiedzieliśmy o anomaliach ciężkości $g-\gamma$. Jak widzieliśmy, stwierdzamy na powierzchni Ziemi obszerny ich system, który można rozpatrywać według pojęć i praw analizy harmonicznej. Wstępny przegląd „długości fal“ i „amplitud“ poucza, iż wśród zaobserwowanych anomalii ciężkości dogodnie jest wyróżniać trzy omówione wyżej grupy. Zarówno ze względu na pochodzenie jak i ze względu na metodę badania trzy te grupy traktować trzeba z osobna: anomalie kontynentalne ze względu na swą rozległość wejść powinny pierwsze do rozbudowy teorii dotyczących postaci geoidy.

Teoria ta podana została jeszcze przez G. G. S t o k e s a. W rozprawie „On the variation of gravity at the surface of the Earth“ (1849), w zasadzie znajdujemy ją w postaci zakończonej. Jest ona oparta o bardzo ważne twierdzenie, podane tam przez S t o k e s a, a stwierdzające, iż przy danej masie i danej prędkości obrotu postać którejkolwiek powierzchni poziomej zawierającej całą masę planety w swoim wnętrzu wystarcza dla jednoznacznego określenia całego pola zewnętrznego, w szczególności zaś do określenia rozkładu ciężkości w tej powierzchni. Odwrotnie, przy danym g w takiej powierzchni można znaleźć, jak pokazuje S t o k e s, jej kształt. To jego twierdzenie naszkicujemy tutaj w postaci, w jakiej dzięki uzupełnieniom wprowadzonym przez P o i n c a r é g o (1901) i R u d z k i e g o (1905) stosowane jest we współczesnych studiach nad geoidą.

Oznaczając przez E potencjał należący do odpowiedniej elipsoidy lub sferoidy poziomowej możemy dla potencjału T wywołującego „odchylenia“ $g-\gamma$ położyć:

$$T = W - E.$$

Definiujemy w ten sposób potencjał, do którego należy powierzchniowy rozkład anomalii ciężkości:

$$\Delta g = g - \gamma.$$

Związek, jaki zachodzić musi między T i Δg w poziomowej powierzchni odniesienia wyraźnie sformułowali dopiero Poincaré i Rudzki, w istocie jednak związkiem tym posługiwał się już Stokes. Stanowi on treść tzw. podstawowego równania grawimetrii:

$$\frac{2T}{R} + \frac{\partial T}{\partial n} = -\Delta g. \quad (27)$$

Δg to funkcja punktu na powierzchni odniesienia, R jest promieniem wodzącym tego punktu, liczonym od środka masy zawartej w jej wnętrzu, n zaś oznacza kierunek normalnej zewnętrznej. Wykazać można, iż 1) zadane Δg spełnia warunek polegający na tym, że rozpostarte na powierzchni kuli jednostkowej całki z Δg i z $\Delta g \cos \psi$, gdzie ψ jest odległością sferyczną punktu o anomalii Δg od stałego bieguna, są obie zerami (w rozwinięciu Δg na szereg funkcji kulistych nie będzie wówczas wyrazów pierwszego i drugiego rzędu) oraz 2) funkcja T jest harmoniczna w całej przestrzeni zewnętrznej względem powierzchni odniesienia, w nieskończoności zaś znika wraz z odwrotnością kwadratu odległości.

W warunkach powyższych można traktować całe zadanie, jako pewną szczególną postać trzeciego, tzw. mieszanego problemu brzegowego teorii potencjału. Tak też postąpili N. I. Idelson oraz N. R. Małkin (1931) wykazując, iż rozwiązanie takiego zadania, identyczne zresztą z oryginalnym rozwiązaniem Stokesa, ma postać:

$$T = -\frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Delta g s(\psi) d\sigma, \quad (28)$$

gdzie σ jest powierzchnią kuli jednostkowej, $d\sigma$ — jej elementem, zaś $s(\psi)$, tzw. funkcja Stokesa, jest funkcją sferycznej odległości ψ dzielącej punkt o anomalii Δg od stałego bieguna na kuli:

$$s(\psi) = -\frac{1}{\sin \frac{\psi}{2}} + 6 \sin \frac{\psi}{2} + 3 \cos \psi \log \left(\sin^2 \frac{\psi}{2} + \sin \frac{\psi}{2} \right) - 1 + 5 \cos \psi.$$

Ważne uzupełnienie wprowadzili ostatnio do powyższej teorii N. K. Migal i I. F. Monin (1952), zastępując wzór (28) odpowiednim

Jak przekonanołoby porównanie z mapą, dodatnie wysokości geoidy (ponad elipsoida) skoncentrowane są mniej więcej w tych samych rejonach, w których, jak wyżej wspominaliśmy, kontynentalne anomalie grawimetryczne były dodatnie. Na grzbietach undulacji dodatnich wysokości geoidy ponad elipsoidą ziemską przekraczają 50 m w rejonie środkowego Atlantyku i w rejonie Archipelagu Wschodnio-indyjskiego oraz 40 m w rejonie zachodniego Morza Śródziemnego. Dno ogromnej ujemnej undulacji geoidy przypada na obszarze górskich i wyżynnych masywów Azji środkowej i Indii, gdzie geoida opada poniżej 60 m pod elipsoidę ziemską.

Tablica podana wyżej ilustruje wymownie szczupły stan naszych wiadomości o rozkładzie ciężkości na powierzchni Ziemi. Istniejący światowy materiał grawimetryczny pozwolił T a n n i e m u (1948, 1949) obliczyć średnie anomalie ciężkości tylko dla 4380 pól jednostopniowych ($1^{\circ} \times 1^{\circ}$) na ogólną liczbę 64 800 takich pól i na ogólną liczbę 43 200 takich pól między 60° N i 60° S. Stanowi to wprawdzie 3 razy większy materiał wyjściowy od tego, jakim posłużył się H i r v o n e n (1934) i 2,5 razy większy od tego, jaki wykorzystał H e i s k a n e n (1938), pokrywa jednak swą powierzchnią zaledwie 8,5% powierzchni Ziemi. Średnie anomalie dla pól pięciostopniowych ($5^{\circ} \times 5^{\circ}$) obliczył wprawdzie T a n n i dla 30% powierzchni Ziemi, jednakże dane przytoczone o polach jednostopniowych wyraźnie wykazują, iż błąd średniej anomalii na polach pięciostopniowych z konieczności musi być w tych warunkach bardzo znaczny. Chcąc zaś stosować wzór (28) w zasadzie należy znać rozkład anomalii ciężkości na całej powierzchni Ziemi. W okolicach dalszych od punktu, dla którego oblicza się N , nie jest naturalnie konieczne, aby Δg znane było bardzo dokładnie — wystarczą wartości przybliżone. T a n n i np. kładł wszędzie $\Delta g = 0$, gdzie było brak danych o ciężkości. Obliczenie N jest jednak niemożliwe dla punktów leżących w okolicy, w której rozkład ciężkości zupełnie jest nieznan, i stąd liczne luki w podanej wyżej tablicy.

Zastosowanie twierdzeń Stokesa do wyznaczania postaci geoidy ograniczone jest w tych warunkach tylko do obliczania undulacji o rozmiarach kontynentalnych. Drugo- i trzeciorzędne undulacje geoidy, związane z anomaliami regionalnymi i lokalnymi, mają odpowiednio mniejsze amplitudy; wobec szczupłości i niepewności obecnych dat dotyczących undulacji 1-go rzędu, drugo- i trzeciorzędne szczegóły postaci geoidy wygodniej jest badać metodami lokalnymi, o których mówiliśmy na wstępie. Jeśli metody te odpowiednio połączyć z wyznaczeniami astronomicznymi i geodezyjnymi, to regionalne i lokalne szczegóły przebiegu geoidy można badać ze znacznym stopniem precyzji, nie uciekając się do twierdzeń Stokesa. Tyle tylko, iż szczegóły te odniesione wówczas zostaną nie do ogólnej

elipsoidy ziemskiej, lecz do lokalnej elipsoidy odniesienia, której wybór określają przesłanki geodezyjne.

Zadania powyższego typu wymagają związania ze sobą na geoidzie i w jej sąsiedztwie poszczególnych układów „lokalnych“ $\bar{i}_1, \bar{i}_2, \bar{i}_3$, o których mówiliśmy na str. 456. Aby takie układy móc wiązać ze sobą, wprowadzamy krzywoliniowy układ współrzędnych „geoidalnych“. Jest on oparty o sieci długości (λ) i szerokości (φ) geograficznych, jakie przy pomocy pomiarów astronomicznych wykonywanych w układach lokalnych możemy — przynajmniej w teorii — rozpinąć na każdej z powierzchni poziomu, w szczególności zaś na geoidzie. Południkami w tych sieciach nazywamy linie krzywe łączące na powierzchniach poziomów punkty o tych samych (wzgl. równoległych do siebie) płaszczyznach południków, tzn. płaszczyznach pionowych zawierających wektor $\bar{\omega}$ lub równoległych do niego. Równoleżnikami w tych sieciach są linie krzywe łączące ze sobą na powierzchniach poziomu punkty, w których normalne do powierzchni poziomu (a więc nasze wektory \bar{e} określone wzorem (6)) tworzą te same kąty z wektorem $\bar{\omega}$. Przyjmujemy na wszystkich powierzchniach poziomu tę samą płaszczyznę południka za zerową, a łącząc na wszystkich powierzchniach poziomu punkty o tych samych współrzędnych φ i λ określamy rodzinę powierzchni południków:

$$\lambda = \text{const.} \quad (30)$$

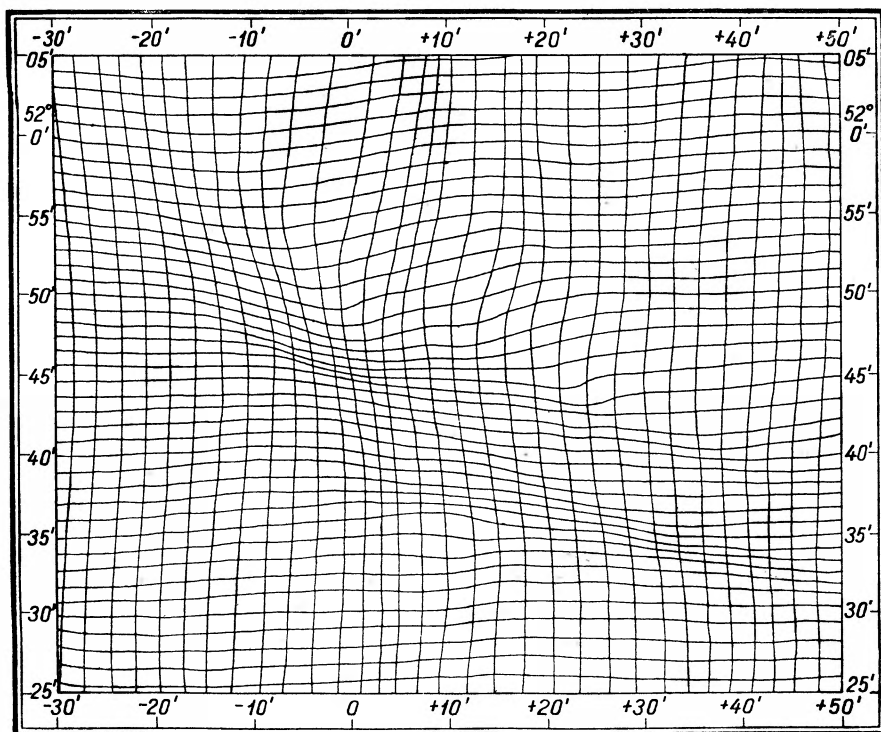
i rodzinę powierzchni równoleżników:

$$\varphi = \text{const.}, \quad (31)$$

które wraz z rodziną powierzchni poziomu (4) tworzą żądany krzywoliniowy układ współrzędnych geoidalnych.

W rzeczywistych warunkach ziemskiego pola ciężkości układ współrzędnych krzywoliniowych geoidalnych nie jest układem potrójnie ortogonalnym. W szczególności nie są ortogonalne parametryczne sieci południków i równoleżników na geoidzie i na sąsiadujących z nią powierzchniach poziomu (choć odwzorowanie tych sieci przez normalne tworzy na kuli jednostkowej sieć ortogonalną). Także i przecięcia powierzchni południków (30) z powierzchniami równoleżników (31), czyli tzw. krzywe *izowertykalne*, nie są prostopadłe do powierzchni poziomu, a więc nie są identyczne z krzywymi pionu. Jeśli więc aproksymować postać geoidy i jej sąsiednich powierzchni poziomu przy pomocy elipsoid obrotowych o osiach obrotu równoległych do wektora $\bar{\omega}$ i jeśli używać analogicznie zdefiniowanego układu współrzędnych krzywoliniowych elipsoidalnych (potrójnie ortogonalnego), wówczas ujawniają się dobrze w geodezji znane *odchylenia pionu* (kąty między normalnymi powierzchni poziomu i normalnymi do aproksymujących je elipsoid), *deklinacje geodezyjne* (kąty

między krzywymi sieci parametrycznych na powierzchni poziomu i odpowiednimi krzywymi na aproksymujących je elipsoidach) i tym podobne różnice między wynikami rachunków opartych o przybliżoną i uproszczoną teorię, a wynikami bezpośredniej obserwacji.



Rys. 4

Rzeczywiste (geoidalne) południki i równoleżniki na obszarze Harcu w odwzorowaniu na elipsoidę (z 14,4-krotnym przewiększeniem liniowych odchyłań).

Wg A. Berrotha, 1944

Śledzenie tych wszystkich różnic stanowi nader skuteczną metodę badania regionalnych i lokalnych rysów postaci geoidy w odniesieniu do przyjętej elipsoidy odniesienia. Jako przykład tego typu badań zacytować należy wyniki wyznaczenia przebiegu geoidy na obszarze Harcu, stanowiącego od dawna pole eksperymentalne geodetów i geofizyków niemieckich. Za Berrothem (1944) podajemy tutaj przebieg sieci rzeczywistych (geoidalnych) południków i równoleżników na tym obszarze (rys. 4) tak, jak leży ona względem sieci współrzędnych na elipsoidzie. Innych przykładów mogłyby dostarczyć liczne prace dotyczące przebiegu i postaci geoidy w Alpach (Niethammer, Prey, Mader, Holopainen i in.).

Wspominaliśmy wyżej przy okazji omawiania twierdzenia Stokesa o zasadniczym znaczeniu dokładnej znajomości postaci geoidy w bada-

niach nad ziemskim polem ciężkości. Znając postać geoidy czy też którejkolwiek powierzchni poziomej obejmującej w swym wnętrzu masę ziemską, znamy tym samym całą „zewnętrzną“ część pola ciężkości. Problem odwrotny, w którym chcielibyśmy określić cechy rozkładu mas wywołujących pole, jak wiadomo, nie ma rozwiązań jednoznacznych. Wspominaliśmy jednak przy omawianiu lokalnych anomalii ciężkości, iż głównym celem badań nad ich rozmieszczeniem i postacią jest właśnie podanie rozkładu mas, mogącego wyjaśnić ich istnienie. Grawimetria poszukiwawcza (prospekcyjna) ma opracowanych mnóstwo sposobów obliczeniowych, prowadzących metodą „prób i błędów“ do takich właśnie rozkładów. Z reguły są one oparte na aproksymowaniu zmierzonego pola anomalnego przy pomocy sum znanych pól pochodzących od prostych, jednorodnych brył: prostopadłościaków, graniastopów o podstawie trójkątnej, walców itp. W użyciu jest również szereg typów integratorów, przy pomocy których można konstruować przestrzenne i płaskie jednorodne rozkłady masy o polach przyciągania możliwie dokładnie pasujących do zaobserwowanych anomalii. Oczywiście liczba rozwiązań, jakie wszystkimi tymi sposobami można otrzymać, jest nieograniczona i bez danych dodatkowych nie ma żadnego kryterium wyboru. Dla uproszczenia zadania, zakłada się zazwyczaj, iż powierzchnia z zadaniem z góry rozkładem anomalii ciężkości jest płaszczyzną.

Ogólną postać rozwiązań zadań powyższego typu — należą one do tzw. „zadań odwrotnych“ teorii potencjału — opracował niedawno H. B a t e m a n (1946). W najprostszym przypadku, przypadku logarytmicznym, gdy dany jest na osi ox rozkład anomalii $a(x)$ wywołany rozkładem gęstości liniowej $m(x)$ na prostej $z=h$, należy szukać rozwiązań równania całkowego:

$$a(x) = 2\kappa \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{h m(\xi) d\xi}{(\xi - x)^2 + h^2}.$$

C. W. H o r t o n (1946) użył podanych przez B a t e m a n a rozwiązań:

$$m(x) = \frac{1}{2\pi^2\kappa} \int_0^{\infty} e^{hu} du \int_{-\infty}^{+\infty} a(\xi) \cos[u(x-\xi)] d\xi,$$

$$m(x) = \frac{1}{2\pi\kappa} [a(x+ih) + a(x-ih)] - \frac{1}{2\pi^2\kappa} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a(\xi) h d\xi}{(\xi-x)^2 + h^2}$$

do interpretacji Wschodnio-indyjskich pasów anomalii ujemnych. Trzeba zaznaczyć, iż tylko dla prostych form funkcji $a(x)$ rozwiązania powyższe dostępne są dla praktycznych zastosowań numerycznych. Wszystkie po-

wyższe metody, bez względu na stopień ogólności, opierają się na danej wyjściowej funkcji $a(x)$, przedstawiającej interesującą nas anomalię. Wspominaliśmy już, iż procesy służące do wydzielenia tej właśnie anomalii, o którą specjalnie chodzi, nastrożają w praktyce trudności. I tutaj grawimetria prospekcyjna opracowała szereg metod. Do skuteczniejszych zaliczamy posługiwanie się w tym celu normalnymi pochodnymi potencjału rzędu wyższego niż drugi, a więc np. wielkościami $\frac{\partial g}{\partial z}$ i $\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}$; malejąc z trzecią i czwartą potęgą odwrotności odległości od masy zakłócającej stanowią one instrument czulszy od ciężkości.

Zarówno w zadaniach dotyczących postaci powierzchni poziomu, jak i w zadaniach odwrotnych zakłada się znajomość anomalii na określonych powierzchniach; założenie, iż anomalie są dane na powierzchni poziomu, występuje specjalnie często: szczególnie ważne znaczenie ma ono w rozpatrywanym wyżej zadaniu Stokesa. W rzeczywistości jednak pomiary g dokonywane są na różnych wysokościach nad poziomem morza i wyniki takich pomiarów należy uprzednio zredukować do wspólnej powierzchni określonego typu.

W obszarach górskich proces ten nabrał szczególnego znaczenia, ze względu na wyniki, do których doprowadził. Można by oczekiwać, iż wartość g zaobserwowana w górach składa się z części normalnej i z przyciągania masy góry, licząc od poziomu morza do poziomu obserwacji. Doświadczenie pouczyło natomiast, iż odjęcie przyciągania masy góry od zaobserwowanego g dostarcza prawie zawsze wartości o wiele niższych od normalnych. Zjawisko to występuje na uderzająco dużą skalę przede wszystkim w łańcuchach gór młodych, takich jak Karpaty, Alpy czy Himalaje. Jeżeli do zaobserwowanego w tych obszarach g zastosować podany wyżej sposób redukcji pomiarów, otrzymuje się rozległe regionalne anomalie negatywne, których amplitudy osiągają setki mGal, tak jak gdyby pod górami ukryte były jakieś bardzo okazałe deficyty masy. Fakt ten, znany od dawna, potwierdzany jest w całej rozciągłości odchyleniem pionu w okolicach górskich.

Rozkład ciężkości na oceanach prowadzi do podobnych konkluzji. Zaobserwowana w ich poziomie ciężkość nie wymaga większych redukcji, a otrzymane rezultaty pomiarów dowodzą, iż w dużych średnich jest to ciężkość normalna. Jeśliby jednak masę oceanów uzupełnić do średniej gęstości skorupy ziemskiej, to średnia ciężkość w powierzchni oceanów wzrosłaby o 200—300 mGal. Wnosi się stąd, iż powierzchniowym deficytem masy, jakimi są oceany, odpowiadać musi wgłębny nadmiar gęstości zlokalizowany w piętrze podścielającym baseny oceaniczne.

Zjawiska powyższe i powyżej naszkicowany sposób ich tłumaczenia leżą u podstaw teorii izostazji. Teoria ta przyjmuje pełne „skompensowa-

nie“ urzeźbienia Ziemi: pod kontynentami równoważne deficyty masy a pod zagłębiami oceanicznymi równoważne nadwyżki masy. W tych warunkach poniżej mas kompensujących, a więc przeważnie stosunkowo nie głęboko, leży powierzchnia poziomu, równe pola której dźwigają równe masy. Powierzchnię tą przyjęto nazywać powierzchnią *wyrównania izostatycznego*. Poczynając od prac H a y f o r d a w początkach obecnego stulecia, aż do współczesnych prac H e i s k a n e n a i jego szkoły (Instytut Izostatyczny w Helsinkach), głębokość powierzchni wyrównania jest obliczana z warunku minimum sumy kwadratów anomalii ciężkości, jakie uzyskuje się przy pomocy redukcji uwzględniających zasadę izostatycznego rozkładu mas w skorupie ziemskiej. Minimum poszukiwane nie zawsze istnieje; w innych znów obszarach jeśli nawet istnieje, to odpowiadające mu anomalie izostatyczne mają dużą wartość bezwzględną. We wszystkich tych przypadkach otrzymujemy na tej drodze dowody nieizostatycznej budowy badanych obszarów. Odwrotnie, zerowe izostatyczne anomalie ciężkości stwierdzone w obszarach górskich w przypadku istnienia tam powierzchni wyrównania, nie są bynajmniej dowodem, iż obszary te są istotnie skompensowane — są jedynie wskazówką, iż hipoteza taka nie stoi w sprzeczności z pomiarami ciężkości. „While gravity observations may say that a certain hypothesis is possible or impossible, they can never say that it is the only one possible“, jak to krótko określił J e f f r e y s.

Do celów geologicznych używa się sposobu redukowania, o którym wspomnieliśmy już wyżej, a który teraz omówimy nieco szczegółowiej. Do wyniku pomiaru g , dokonanego na wysokości h dodaje się najpierw normalny gradient pionowy ciężkości, wynoszący w przybliżeniu wystarczającym w praktyce:

$$\frac{2 \kappa M}{R^3} \quad (32)$$

Poprawka ta nosi nazwę *poprawki F a y e' a* (w użyciu jest również termin „poprawka wolnopowietrzna“ — jest to mało udatne spolszczenie niemieckiego terminu „Freiluftreduktion“). Jej dokładna liczbowa wartość wynosi:

$$0,000\ 30855 (1 + 0,000711 \cos 2 \varphi) h,$$

gdzie h jest wysokością w metrach (M i c h a j ł o w, 1939). W praktyce wystarcza zazwyczaj przyjąć 0,3086 mGal/metr. Jeśli poprzestać na wprowadzeniu tej poprawki, wówczas otrzymane *anomalie F a y e' a* (oznaczamy je $g, -\gamma_0$) można traktować jako anomalie izostatyczne przy głębokości kompensacji równej zeru. Redukując pomiary ciężkości za pomocą tej poprawki zakładamy tym samym, że całe urzeźbienie Ziemi, od poziomu morza licząc, zachowuje się tak jak gdyby jego gęstość była równa zeru i że poniżej poziomu morza Ziemia zbudowana jest regularnie.

Dla celów geologicznych prócz poprawki F a $y e'$ a uwzględnia się ponadto przyciąganie rzeczywistego urzeźbienia. Jego bardzo uproszczonym przybliżeniem jest po prostu przyciąganie jednorodnej nieskończonej płaskorównoległej warstwy o gęstości δ , równej średniej gęstości skorupy ziemskiej między poziomem morza a wysokością punktu pomiaru. Przyciąganie takiej warstwy wynosi $2\pi\delta h$, a uwzględnivszy je, otrzymujemy tzw. *poprawkę Bouguera*. Prowadzi ona do *anomalii Bouguera* (oznaczamy je $g_0'' - \gamma_0$), które również uważać można za anomalie izostatyczne, lecz przy nieskończeniu wielkiej głębokości kompensacji.

Podajemy tutaj wartości przyciągań *warstwy Bouguera*. Dla otrzymania poprawek Bouguera lub anomalii Bouguera należy je odejmować od poprawek Faye'a bądź od anomalii Faye'a.

Tablica 4

Wartości przyciągań warstwy Bouguera (w mGalach)

δ h	1.8	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0 g/cm ³
1 m	0.08	0.08	0.09	0.10	0.11	0.12	0.13
2	0.15	0.17	0.18	0.20	0.22	0.23	0.25
3	0.23	0.25	0.28	0.30	0.33	0.35	0.38
4	0.30	0.34	0.37	0.40	0.44	0.47	0.50
5	0.38	0.42	0.46	0.50	0.54	0.59	0.63
6	0.45	0.50	0.55	0.60	0.65	0.70	0.75
7	0.53	0.59	0.65	0.70	0.76	0.82	0.88
8	0.60	0.67	0.74	0.80	0.87	0.94	1.01
9	0.68	0.75	0.83	0.90	0.98	1.06	1.13
10	0.75	0.84	0.92	1.01	1.09	1.17	1.26
100	7.54	8.38	9.22	10.05	10.89	11.73	12.57

Załączona do niniejszego artykułu mapa anomalii grawimetrycznych na obszarze Polski (p. mapka) przedstawia właśnie anomalie $g_0'' - \gamma_0$ zredukowane do poziomu morza przy pomocy poprawki Bouguera. Ciężkość normalna, względem której obliczono te anomalie, jest ciężkością daną we wzorze (21) Helmertha z 1901 r. Jeśli tedy pragniemy otrzymać z tej mapy rzeczywistą ciężkość w danym punkcie kraju, położonym na wysokości h , należy do anomalii Bouguera dodać wartość γ_0 z tabl. 1, następnie odjąć poprawkę F a $y e'$ a odpowiadającą wysokości h , a wreszcie dodać poprawkę na przyciąganie warstwy Bouguera z tabl. 4. przyjmując — zależnie od okolicy kraju — wartość od 1,9 do 2,2 g/cm³ dla gęstości tej warstwy.

Reasumując omówioną tu kwestię redukcji pomiarów g do wspólnego poziomu odniesienia trzeba podkreślić, iż żaden z wymienionych wyżej sposobów redukcji nie jest wolny od jakiejś hipotezy dotyczącej roz-

kładu masy w skorupie ziemskiej. W zadaniach, mających za przedmiot generalną postać geoidy, uwolnienie się od jakichkolwiek pod tym względem hipotez jest szczególnie ważne. Obmyślono w tym celu dużo metod redukcyjnych specjalnych, których już tutaj nie będziemy omawiali, a które polegają bądź na kondensowaniu urzeźbienia Ziemi na geoidzie lub pod nią (Stokes, Helmhert), bądź na inwersji urzeźbienia do wnętrza geoidy (Rudzki).

Izostatycznie zredukowana ciężkość prowadzi do tzw. *geoidy skompensowanej*, zmniejszonej przez przesunięcie zewnętrznych mas do wnętrza geoidy dla uzupełnienia ich pierwotnej kompensacji. Geodezyjna szkoła fińska w Helsinkach szeroko posługuje się tym pojęciem w swych badaniach, osobno opracowując formuły przejścia do geoidy rzeczywistej, aktualnej. Jeffreys (1949) słusznie podkreśla, że pełne wyeliminowanie wpływu, jaki wywiera urzeźbienie Ziemi na jej zewnętrzne pole ciężkości, nie jest z zasadniczych powodów możliwe; stosowana w tym właśnie celu izostatyczna metoda redukowania pomiarów ciężkości „jest to po prostu droga wprowadzająca błędy systematyczne” jak pisze. Jest on zwolennikiem wyłącznego stosowania redukcji Faye'a przy studiach nad generalną postacią geoidy. Warto dodać, iż poglądy Jeffreysa na zasadę izostazji od czasu obu wydań jego „The Earth” (1924, 1929) uległy diametralnej zmianie. W owej epoce zwolennik tej zasady, uczony ten należy obecnie do jej przeciwników i odmawia jej większego znaczenia. „Isostasy is not true, pisał niedawno (1948), and the interesting question now is to find out how far it is wrong”. Szczegółowe badania nad rozkładem ciężkości w obszarach górskich zdołają zapewne rzucić nieco więcej światła na ten problem.

Literatura

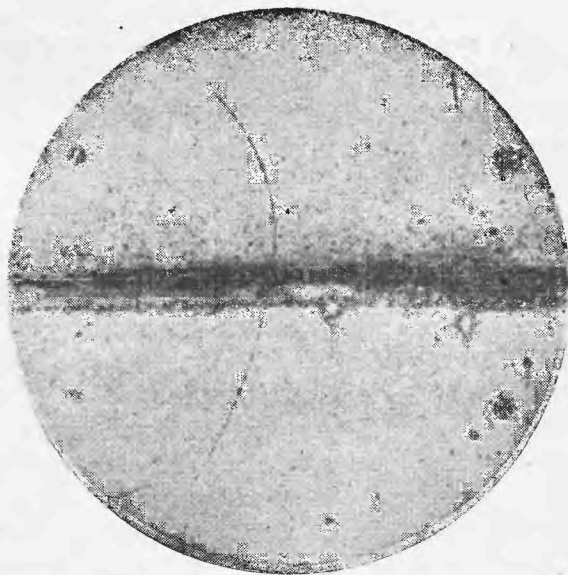
1. H. Bateman, Journ. App. Phys., **17** (1946).
2. A. Berroth, Zts. f. Geophys., **18** 109, (1943/44).
3. G. Cassinis, Bull. Geod., No **26** (1950).
4. W. Heiskanen, Publ. Isost. Inst., No **8** (1941).
5. W. Heiskanen, Publ. Isost. Inst., No **24** (1950).
6. F. R. Helmhert, Ber. Preuss. Akad. Wiss., **14** (1901).
7. F. R. Helmhert, Ber. Preuss. Akad. Wiss., **41** (1915).
8. R. A. Hirvonen, Publ. Isost. Inst., No **19** (1948).
9. C. W. Horton, Geophysics, **11**, 183 (1946).
10. H. Jeffreys, Nature, **162**, 915 (1948).
11. H. Jeffreys, Month. Not. Roy. Astr. Soc., *Geophys. Suppl.*, **5** (1948).
12. А. А. Михайлов, Курс гравиметрии и теории фигуры Земли (1939).
13. M. P. Rudzki, Fizyka ziemi, Kraków (1909).
14. L. Tanni, Publ. Isost. Inst., No **18** (1948).
15. L. Tanni, Publ. Isost. Inst., No **22** (1949).

Andrzej Hrynkiewicz

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego

Pozyt — izotop wodoru o liczbie masowej zero

Elektron dodatni, zwany obecnie pozytonem¹, został odkryty przez A n d e r s o n a w 1932 r. Rys. 1 przedstawia historyczne zdjęcie, które otrzymał A n d e r s o n przy badaniu promieniowania kosmicznego za pomocą komory Wilsona umieszczonej w polu magnetycznym. Z charakteru toru, a mianowicie z gęstości wytworzonych jonów, można było wnieść, że mamy w tym przypadku do czynienia z elektronem. Kierunek lotu cząstki wskazywała zmiana promienia krzywizny toru wywołana stratą pędu przy przejściu przez umieszczoną w komorze płytkę ołowianą o grubości 6 mm. Mniejszy promień krzywizny toru, a więc mniejsza również prędkość elektronu w górnej części zdjęcia dowodzi, że elektron poruszał się z dołu do góry. Znając kierunek lotu cząstki oraz



Rys. 1

kierunek pola magnetycznego można było z kierunku zakrzywienia toru określić znak ładunku elektronu. Otóż okazało się, że jest to elektron dodatni. Za to odkrycie A n d e r s o n otrzymał nagrodę Nobla.

Nowa cząstka elementarna wzbudziła wielkie zainteresowanie teoretyków i fizyków doświadczalnych. Jej cechami charakterystycznymi są

¹) Nazwy pozyton i negaton na oznaczenie elektronów dodatniego i ujemnego zostały uchwalone w 1947 r. w Krakowie na Zjeździe Komisji Promieniowania Kosmicznego Międzynarodowej Unii Fizycznej.

rzadkość występowania i nietrwałość. Dziś znamy trzy procesy prowadzące do powstania pozytonu. Jednym z nich jest tworzenie par elektromagnetycznych przez promienie gamma, drugim — sztuczna promieniotwórczość β^+ , a trzecim — rozpad dodatniego mezonu μ . Wkrótce po odkryciu pozytonu stwierdzono, że kończy on swe życie łącząc się z napotkanym negatonem, tj. zwykłym elektronem ujemnym, przy czym masa obu elektronów ulega zamianie na masę powstających fotonów promieni gamma. Zjawisko to nazwano anihilacją pozytonu. Czas życia pozytonu od momentu powstania do chwili anihilacji jest nadzwyczaj krótki, toteż jego pomiar nastęrczał wielkie trudności. Dopiero dzięki udoskonaleniu w ciągu ostatnich lat techniki wykrywania cząstek jądrowych udało się Shearerowi i Deutshowi w 1949 r. (17) wyznaczyć średni czas życia pozytonu w różnych gazach. Jako źródło pozytonów stosowali oni izotop promieniotwórczy sodu ^{22}Na . Emisji pozytonu towarzyszy w przypadku tego izotopu emisja fotonu promieni gamma o energii 1.3 MeV. Foton ten pozwala wyznaczyć dokładnie moment powstania pozytonu. Pomiar polegał na wyznaczaniu opóźnienia koincydencji między fotonem 1.3 MeV a fotonami anihilacji pozytonu. Fotony były liczone za pomocą liczników scyntylicyjnych. W wyniku pomiarów Shearer i Deutsh otrzymali średnie czasy życia pozytonu w różnych gazach rzędu 10^{-7} sec, malejące nieznacznie w miarę wzrostu ciśnienia gazu.

Jakie są losy pozytonu w ciągu jego niezwykle krótkiego życia? Otóż według dzisiejszych poglądów życie pozytonu można podzielić na dwa okresy. W pierwszym z nich pozyton, przechodząc przez materię, traci energię kinetyczną uzyskaną w momencie powstania, przy czym mechanizm hamowania jest taki sam jak dla dobrze nam znanych elektronów ujemnych. Drugi okres zaczyna się wówczas, gdy dostatecznie zahamowany pozyton tworzy z napotkanym negatonem nietrwały układ, zupełnie symetryczny ze względu na oba elektrony, który możemy sobie wyobrazić w ten sposób, że negaton i pozyton obracają się wokół wspólnego środka masy. Układ taki przypomina atom wodoru. Różnica polega na tym, że rolę jądra zamiast ciężkiego protonu spełnia tu pozyton, a więc jądro i negaton mają w tym wypadku równe masy. Można wobec tego układ pozyton - negaton nazwać izotopem wodoru o liczbie masowej zero: ^0H , gdyż formalnie jest to wodór ^1H , którego jądro zostało jak gdyby pozbawione neutronu, tak że nie zawiera już nukleonów, ale pozostał w nim ładunek dodatni w postaci pozytonu. W literaturze zagranicznej atom taki nosi nazwę positronium, zaproponowaną przez badaczy, którzy pierwsi rozpatrywali teoretycznie możliwość istnienia takiego tworzywa. Ponieważ w naukowej terminologii polskiej nazwę pierwiastka, pochodzącą od nazwy jądra, tworzy się z nazwy jądra przez odrzucenie końcówki „on“, jak np. prot i proton, deuter i deutron, tryt i tryton czy wreszcie

hel i helion, najkonsekwentniejszym tłumaczeniem nazwy positronium będzie p o z y t. Tą nazwą będą się wobec tego posługiwać w dalszym ciągu artykułu.

Rozpatrzmy teraz jakie wnioski wypływają z rozważań teoretycznych dotyczących pozytu.

Ze względu na dwie możliwości wzajemnej orientacji spinów obu elektronów wchodzących w skład atomów pozytu, pozyt może występować w dwóch odmianach: para i orto. W atomie parapozytu spiny pozytonu i negatonu są skierowane przeciwnie, w atomie ortopozytu kierunki spinów są zgodne. Ponieważ każdy elektron posiada spin $1/2$ (w jednostkach $\hbar = h/2\pi$) całkowity spin parapozytu jest równy 0, ortopozytu zaś 1.

Obie odmiany różnią się średnim czasem życia i sposobem anihilacji. Średni czas życia parapozytu obliczony przez P i r e n n e ' a (6) i niezależnie od niego przez W h e e l e r a (8) wynosi

$$\tau_p = 1.25 \cdot 10^{-10} \text{ sec,}$$

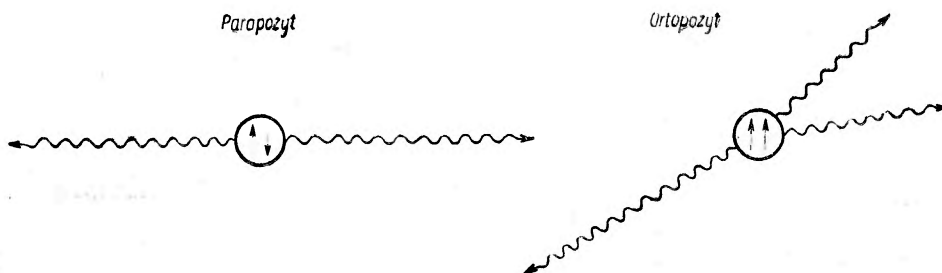
natomiast ortopozyt posiada wg O r e ' a i P o w e l l a (7) średni czas życia znacznie, bo z górą 1000 razy, dłuższy, równy

$$\tau_o = 1.4 \cdot 10^{-7} \text{ sec.}$$

Z wartości momentu pędu atomów para i ortopozytu można wywnioskować ile fotonów promieni gamma powstaje podczas anihilacji każdej z tych odmian. W procesie anihilacji muszą być spełnione prawa zachowania energii, pędu i krętu. Energia i pęd ruchu cieplnego atomu pozytu, jako bardzo małe, mogą być pominięte przy rozważaniu zjawiska rozpadu. Wobec tego suma energii powstających fotonów musi być równa energii odpowiadającej masie obu elektronów, czyli 1.02 MeV, a wektorowa suma pędów fotonów musi być równa zero. Ponieważ foton ma spin 1, więc, aby było spełnione prawo zachowania krętu, parapozyt o kręcie 0 musi się rozpadać na dwa fotony, ortopozyt zaś o kręcie 1 — na trzy fotony ²⁾. Oczywiście ogólnie ze względu na prawo zachowania krętu możliwy byłby rozpad parapozytu na dowolną parzystą liczbę fotonów, ortopozytu zaś — na dowolną nieparzystą ich liczbę, jednak proces anihilacji, w którym tworzyłoby się więcej niż 2 fotony w pierwszym przypadku i więcej niż trzy — w drugim, byłby niezwykle mało prawdopodobny. Aby było spełnione prawo zachowania pędu, dwa fotony powstające z rozpadu parapozytu muszą wylatywać w przeciwnych kierunkach i po-

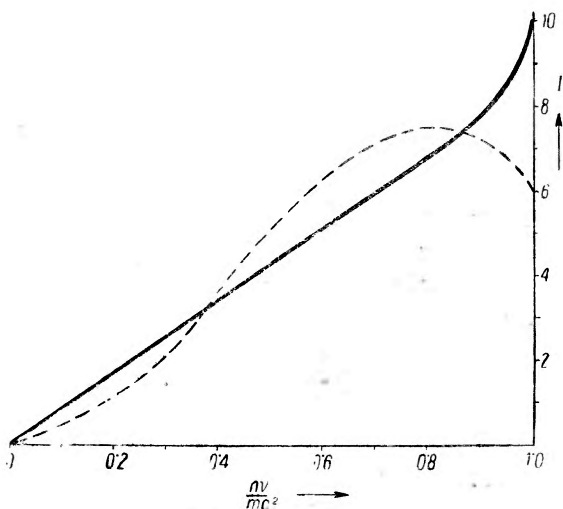
²⁾ Rozpad ortopozytu na jeden foton promieni gamma jest niemożliwy, gdyż nie byłoby wówczas spełnione prawo zachowania pędu, chyba że jakaś inna cząstka, np. znajdujące się w pobliżu jądro atomu, przyjąłaby część pędu.

siadać taką samą energię, a więc po 0.51 MeV każdy. W wypadku ortopozytu proces rozpadu nie jest jednoznacznie określony pod względem rozdziału energii między trzy powstające fotony. Energie ich mogą być



Rys. 2
Anihilacja para- i ortopozytu

różne i zmieniać się od 0 do 0.51 MeV w zależności od kąta jaki tworzą ze sobą kierunki wylatujących kwantów gamma, z tym zastrzeżeniem, że kierunki te muszą leżeć w jednej płaszczyźnie. Jeżeli kąty między kierunkami fotonów będą równe, tzn. będą wynosiły 120° , to wszystkie trzy fotony będą miały taką samą energię 0.34 MeV. Proces rozpadu para i ortopozytu jest przedstawiony na rys. 2. Rys. 3 przedstawia widmo energetyczne fotonów rozpadu ortopozytu obliczone przez Ore'a i Powella.



Rys. 3
Widmo energetyczne fotonów z rozpadu ortopozytu (linia przerywana: widmo oszacowane statystycznie)

Cechy charakterystyczne obu odmian pozytu są przedstawione w podanej niżej tabelicy.

W trzecim wierszu tabelicy podane są stany podstawowe, to znaczy najniższe energetycznie, para i ortopozytu. Oznaczenia tych stanów

są zaczerpnięte z teorii widm atomowych. Stan podstawowy w przypadku parapozytu jest stanem singletowym ze względu na zerową wartość spinu, w przypadku ortopozytu mamy stan tripletowy, gdyż spin układu jest

Tablica 1

	Parapozyt	Ortopozyt
Orientacja spinów	↓ ↑	↑ ↑
Całkowity spin S	0	1
Stan podstawowy	1S singletowy	3S tripletowy
Liczba fotonów anihilacji	2	3
Średni czas życia τ	$1 \cdot 25 \cdot 10^{-10}$ sec	$1 \cdot 4 \cdot 10^{-7}$ sec
Stała rozpadu λ ³⁾	$8 \cdot 10^9$ sec ⁻¹	$7 \cdot 10^3$ sec ⁻¹

równy 1. Z teorii promieniowania wiadomo, że wówczas gdy mamy do czynienia z dwoma możliwymi stanami: singletowym i tripletowym, to stosunek populacji obu stanów, czyli stosunek liczb atomów występujących w danej chwili w tych stanach, jest równy 1 : 3. W przypadku pozytu oba stany: orto i para są tworzone wobec tego w stosunku 3 : 1. Taki też byłby stosunek populacji obu stanów, gdyby orto i parapozyt nie różniły się średnim czasem życia, gdyż wówczas stosunek liczb tworzących się atomów orto i para byłby cały czas zachowany. Ponieważ jednak ortopozyt ma średni czas życia ok. 1000 razy dłuższy niż parapozyt, więc w warunkach równowagi, tzn. wówczas gdy liczba tworzących się w pewnym czasie atomów pozytu jest równa liczbie atomów rozpadających się w tym samym czasie, stosunek populacji obu stanów pozytu powinien wynosić ok. 3000 : 1 (dokładnie $(3\tau_o/\tau_p) : 1$). To będzie miało miejsce tylko w przypadku gdy nie zachodzą przejścia między stanami orto i para. Jeżeli występuje czynnik wywołujący takie przejścia, to stosunek populacji zostanie obniżony osiągając w granicznym przypadku wartość 3 : 1.

Aby więc określić stosunek populacji orto i parapozytu w danych warunkach musimy zbadać jakie jest prawdopodobieństwo przejść między podstawowymi stanami orto i para.

Założmy najpierw, że pozyt tworzy się w gazie, w którego drobinach elektrony zewnętrzne są silnie związane, tak że prawdopodobieństwo wymiany negatonu pozytu i elektronu zderzającej się z nim drobiny może być pominięte. Takim gazem jest np. freon. Stany podstawowe orto i parapozytu różnią się energią. Różnica energii między nimi została obliczona przez Pirenne'a oraz Beresteckiego i Landaua (2).

$$\Delta = E_o - E_p = 8.5 \cdot 10^{-4} \text{ eV.}$$

Różnica Δ może być przedstawiona jako suma dwóch składników:

³⁾ Stała rozpadu λ jest związana ze średnim czasem życia τ wzorem $\lambda = \frac{1}{\tau}$.

$\Delta = E_1 + E_2$, z których pierwszy stanowi energię magnetycznego oddziaływania spinów a wynosi $E_1 = 4.8 \cdot 10^{-4} \text{eV}$, drugi zaś jest członem nowym, niespotykanym dotychczas przy rozpatrywaniu oddziaływania cząstek naładowanych, jak np. proton i negaton, i jest wywołany przez siły wymienne o krótkim zasięgu związane z wirtualną anihilacją pary. Wartość liczbowa tego drugiego członu jest równa $E_2 = 3.7 \cdot 10^{-4} \text{eV}$.

Wobec różnicy energii między obu podstawowymi stanami można by przypuścić występowanie przejść z wyższego energetycznie stanu orto do stanu para przez wypromieniowanie fotonu o energii Δ lub przez nieelastyczne zderzenia z drobinami otaczającego gazu.

Przejście przez wypromieniowanie jest jednak przejściem wzbronionym, mogłoby się jedynie odbyć na drodze promieniowania magnetycznego dipolowego, ale średni czas życia dla takiego przejścia wynosi w tym przypadku kilka miesięcy, toteż wobec wartości średnich czasów życia obu stanów ze względu na anihilację efekt ten może wcale nie być brany pod uwagę.

Zastanówmy się z kolei nad tym jaki wpływ na stan atomu pozytu mogą mieć jego zderzenia z drobinami gazu w którym powstał. Z teorii kinetycznej gazów wiemy, że liczba zderzeń w jednostce czasu jest wprost proporcjonalna do średniej prędkości poruszającego się ruchem cieplnym atomu, prędkość ta zaś jest odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z jego masy. Atom pozytu ma bardzo małą masę, nic więc dziwnego, że liczba zderzeń z otaczającymi drobinami gazu jest ogromna i w gazie o normalnych temperaturze i ciśnieniu dochodzi do 10^{12} na sekundę. Znając tę liczbę oraz średnie czasy życia pozytu możemy łatwo obliczyć, że średnia liczba zderzeń, jakim ulega w ciągu swego życia atom parapozytu, jest rzędu 100, średnia zaś liczba zderzeń atomu ortopozytu przekracza 100 000. Z przytoczonych liczb widać, że zderzenia mogłyby odegrać doniosłą rolę w zmianie stosunku populacji obu odmian pozytu, gdyby towarzyszyły im przejścia ze stanu orto w para. Obliczenia teoretyczne O r e ' a i P o w e l l a wykazały jednak, że na ogół zderzenia, którym ulega atom pozytu w stanie podstawowym, są zderzeniami sprężystymi, tak że przejście ze stanu orto w para na tej drodze jest również niezwykle mało prawdopodobne.

Reasumując przedstawione rozważania możemy przyjąć, że w takim gazie jak freon prawdopodobieństwo przejść między podstawowymi stanami orto i parapozytu można pominąć, tak że stosunek populacji tych stanów jest w danej objętości gazu w każdej chwili równy 3000 : 1.

Inaczej sprawa się przedstawia w przypadku tworzenia się pozytu w ciele stałym. Na przykład w metalu skutek istnienia swobodnych elektronów może nastąpić wymiana jednego z tych elektronów z negatonem atomu pozytu. Przy wymianie tej może zajść zmiana orientacji

spinu negatonu, a więc przejście z jednego stanu pozytu w drugi. Ponieważ średni czas życia ortopozytu jest, jak wiemy, znacznie dłuższy niż średni czas życia parapozytu, stosunek populacji obu stanów spada do wartości 3 : 1. Łatwo na tej podstawie obliczyć stosunek prawdopodobieństwa trójfotonowego rozpadu pozytu do prawdopodobieństwa rozpadu dwufotonowego. Przypuśćmy, że w warunkach równowagi, która się wytwarza w drobnym ułamku sekundy, mamy w pewnej objętości metalu N atomów parapozytu i $3N$ atomów ortopozytu. Liczba atomów parapozytu rozpadających się w ciągu czasu t jest dana we wzorze

$$N_p = N \lambda_p t,$$

gdzie λ_p jest stałą rozpadu parapozytu.

Analogicznie liczba rozpadających się w tym czasie atomów ortopozytu może być obliczona z wzoru

$$N_o = 3 N \lambda_o t,$$

gdzie λ_o jest stałą rozpadu ortopozytu. Stąd na stosunek prawdopodobieństw obu typów rozpadu otrzymamy wyrażenie

$$\sigma_3/\sigma_2 = N_o/N_p = 3\lambda_o/\lambda_p = 3\tau_p/\tau_o.$$

Podstawiając za τ_p i τ_o wartości przytoczone poprzednio otrzymamy $\sigma_3/\sigma_2 = 1/370$. Jeżeli za τ_o podstawimy wartość otrzymaną również na drodze teoretycznej przez Lifszycę (5), otrzymamy 1/235, gdy zaś wykorzystamy wartość τ_o podaną przez Iwanienkę i Sokołowa (4), to stosunek σ_3/σ_2 wyrazi się liczbą 1/1660.

Stosunek ten został zmierzony doświadczalnie po raz pierwszy przez Richa w 1950 r. (16). Źródłem pozytonów w pomiarze Richa był promieniotwórczy izotop miedzi ^{64}Cu umieszczony wewnątrz osłony aluminiowej o grubości wystarczającej do zatrzymania powstających pozytonów, tak że tworzenie się i rozpad pozytu następowały wewnątrz tej osłony. Fotony anihilacji rejestrowano za pomocą liczników scyntylicyjnych. Liczone były przy ustawieniu dwóch liczników symetrycznie po obu stronach źródła (kąt 180°), koincydencje podwójne, wywołane przez anihilację dwufotonową (fotony o energii 0.51 MeV) oraz koincydencje potrójne, gdy trzy liczniki były ustawione w jednej płaszczyźnie ze źródłem, a kierunki od źródła do kryształów liczników tworzyły kąty 120° . Rejestrowane były wówczas anihilacje trójfotonowe, przy czym zastosowane symetryczne ustawienie liczników określało energię rejestrowanych fotonów — 0.34 MeV. Aby wyznaczyć stosunek prawdopodobieństw rozpadów dwufotonowego i trójfotonowego należało uwzględnić kąt bryłowy

wyznaczone przez kryształy liczników scyntylacyjnych widziane ze źródła, rozkład energii fotonów anihilacji trójkwantowej oraz różnicę wydajności liczników ⁴⁾ na fotony o energiach $0 \cdot 51$ MeV i $0 \cdot 34$ MeV. Zależnie od założonej różnicy wydajności liczników na te fotony Rich otrzymał na σ_2/σ_3 wartości 200 ± 40 lub 330 ± 70 . Pomiar potwierdził więc w przybliżeniu obliczenia teoretyczne, ale nie pozwolił rozstrzygnąć, która wartość, czy podana przez Ore'a i Powella, czy przez Lifszica jest bardziej zgodna z doświadczeniem. Również nie są pod tym względem rozstrzygające wyniki późniejszych pomiarów Benedetti'ego i Siegela (10).

Powróćmy obecnie jeszcze raz do procesu tworzenia się pozytu w gazie. Wiemy, że w warunkach normalnych prawdopodobieństwo przejść z jednego stanu w drugi może być pominięte, tak że stosunek populacji orto i parapozytu jest równy 3000:1, a stosunek prawdopodobieństw rozpadu trój- i dwufotonowego, równy stosunkowi prawdopodobieństw tworzenia się obu odmian, wynosi 3:1. Gdyby jednak w jakiś sposób sztucznie wywołać przejścia pozytu z podstawowego stanu orto do podstawowego stanu para, zmieniając w ten sposób stosunek populacji tych stanów, to stosunek prawdopodobieństw obu typów anihilacji odpowiednio również uległby zmianie.

Okazało się możliwe wywołanie przejść ze stanu tripletowego do singletowego dwiema metodami:

- a) przez wprowadzenie do gazu, w którym tworzy się pozyt, domieszki gazu o słabo związanym elektronie zewnętrznym w drobinie;
- b) przez zastosowanie pola magnetycznego.

Pierwszy efekt, stwierdzony doświadczalnie przez Deutscha (11), polega na wymianie zewnętrznego elektronu drobinny dodanego gazu z negatonem pozytu, a więc jest tym samym procesem, który obniża do 3:1 stosunek populacji obu stanów pozytu w metalach. Deutsch wykazał, że zjawisko wygaszania stanu orto zachodzi specjalnie silnie przy zastosowaniu, jako domieszki, gazu o nieparzystej liczbie elektronów w drobinie. Wystarcza np. domieszka 3% tlenku azotu NO, aby niemal cały ortopozyt przeszedł do stanu singletowego, przez co rozpad trójfotonowy występuje ok. 100 razy rzadziej.

Właściwość wygaszania stanu orto przez NO została zastosowana w szeregu następných prac doświadczalnych dotyczących pozytu. W celu wyznaczenia w pewnych warunkach stosunku populacji stanów orto i para wystarczy wykonać dwa pomiary liczby koincydencji podwójnych (z roz-

⁴⁾ Wydajnością licznika nazywamy stosunek liczby zarejestrowanych w pewnym czasie cząstek do całkowitej liczby cząstek przechodzących w tym czasie przez licznik.

padu dwukwantowego parapozytu): jeden bez domieszki NO, drugi po zastosowaniu tej domieszki. Wyobraźmy sobie, że w danych warunkach zostają w pewien sposób wymuszone przejścia z podstawowego stanu ortopozytu w podstawowy stan para i że wobec tego stosunek populacji orto i parapozytu z normalnej wartości 3000:1 zmienia się na $k:1$. Wówczas liczba podwójnych koincydencji N_1 , zarejestrowanych w ciągu pewnego czasu bez domieszki NO, będzie miarą zawartości w pozycie stanu para, liczba zaś podwójnych koincydencji N_2 po zastosowaniu dodatku NO, wygaszającego w znanym, bardzo dużym stopniu ortopozyt, będzie miarą zmienionej zawartości obu stanów. Mierząc wobec tego N_1 i N_2 oraz znając stałe rozpadu obu stanów, możemy wyznaczyć stosunki ich populacji k w danych warunkach. Głównymi zaletami tej metody jest uniknięcie zmian geometrii aparatury w czasie pomiaru oraz liczenie tylko fotonów o energii 0.51 MeV przez co usunięte są trudności, związane z wyznaczaniem wydajności liczników na fotony o różnych energiach.

Posługując się opisaną metodą *Deutscher* wykazał, że również szeregi gazów o parzystej liczbie elektronów w drobinie, jak np. N_2 czy O_2 , wygasza w pewnym stopniu stan orto, natomiast we freonie CCl_2F_2 , który odznacza się wyjątkowo dużym potencjałem jonizacyjnym, a więc silnym związaniem negatonów, efekt wygaszania wcale nie występuje. Dość znaczne różnice w stopniu wygaszania stanu tripletowego w różnych gazach zostały następnie stwierdzone przez *Ponda* (14).

Zastosowanie właściwości NO wygaszania stanu tripletowego do wydzielenia efektów pochodzących wyłącznie od ortopozytu pozwoliło *Deutchowi* (12) wyznaczyć stałą rozpadu trójfotonowego λ_0 . W pracy tej *Deutscher* połączył metodę opóźnionych koincydencji (stosowaną poprzednio wspólnie z *Shearerem* do wyznaczania całkowitego czasu życia pozytonu) z metodą wygaszania stanu orto za pomocą NO. Otrzymana wartość $\lambda_0 = (8 \pm 0.7) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ jest zupełnie zgodna z wartością obliczoną przez *Ore'a* i *Powella*.

Drugim sposobem przeprowadzania pozytu ze stanu orto w para jest zastosowanie pola magnetycznego. Zjawisko to zostało stwierdzone doświadczalnie przez *Deutscha* i *Dulita* (13). W polu magnetycznym wskutek skwantowania przestrzennego stanu tripletowy rozpada się na trzy stany odpowiadające różnym wartościom magnetycznej liczby kwantowej $M=0, \pm 1$. Stan singletowy pozostaje stanem pojedynczym o magnetycznej liczbie kwantowej $M=0$. Otóż w tej sytuacji mogą zachodzić przejścia zgodne z regułą wyboru $\Delta M=0$, czyli ze stanu $S=1, M=0$ do stanu $S=0, M=0$, a więc ze stanu orto w para. Prawdopodobieństwo tego przejścia rośnie ze wzrostem natężenia pola magnetycznego. Jeżeli wobec tego założymy, że populacja wszystkich trzech sta-

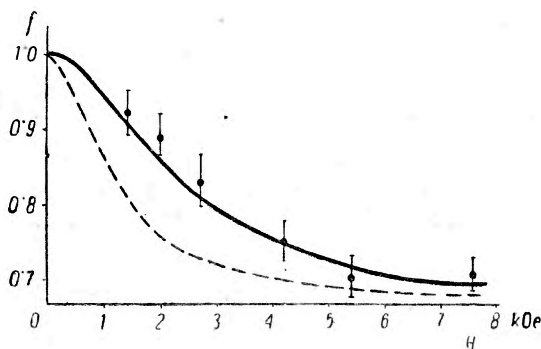
nów ortopozytu (dla $M=0, \pm 1$) jest jednakowa, to w polu magnetycznym o dostatecznie dużym natężeniu $1/3$ ortopozytu (o magnetycznej liczbie kwantowej 0) przejdzie w parapozyt. W związku z tym liczba rozpadów na trzy kwanty anihilacyjne zmaleje o $1/3$. Została obliczona teoretycznie zależność prawdopodobieństwa przejścia ze stanu $S=1, M=0$ do stanu $S=0, M=0$ od natężenia pola magnetycznego H . Prawdopodobieństwo to wyraża się wzorem

$$W_{3s \rightarrow 1s} = \left[1 + \frac{\lambda_3}{\lambda_p} \left(\frac{\Delta}{2 \hbar \omega_0} \right)^2 \right]^{-1},$$

gdzie Δ , tak jak poprzednio, oznacza różnicę energii stanów podstawowych orto i para, a $\omega_0 = \frac{eH}{2mc}$ jest częstością precesji Larmora. Znając $W_{3s \rightarrow 1s}$ jako funkcję H , można łatwo obliczyć w jaki sposób zależy od natężenia pola stosunek liczby trójfotonowych rozpadów pozytu w danym polu H do liczby trójfotonowych rozpadów bez pola. Będzie on dany przez wyrażenie

$$f = 1 - \frac{1}{3} W_{3s \rightarrow 1s}.$$

Stosunek f jako funkcja H jest przedstawiony na rys. 4. Widzimy, że dla dużych H f zmierza do wartości $2/3$. Linia przerywana jest przedstawiona



Rys. 4

Względne prawdopodobieństwo trzyfotonowego rozpadu pozytu w zależności od natężenia pola magnetycznego

na wykresie zależność f od H , jaka miałyby miejsce, gdyby w skład różnicy energii Δ wchodził tylko człon E_1 , odpowiadający magnetycznemu oddziaływaniu spinów, tj. gdyby było $\Delta = 4.8 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$.

W pracy doświadczalnej wykonanej w drugiej połowie 1951 r. udało się Deutschowi i Dulitowi stwierdzić wpływ pola magnetycznego na trójkwantowy rozpad pozytu, a nawet wyznaczyć zależność stosunku f od H . Punkty stanowiące wy-

niki ich pomiarów są przedstawione również na rys. 4. Widać, że zgodność z krzywą teoretyczną odpowiadającą różnicy energii $\Delta = E_1 + E_2 = 8.5 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ jest w granicach błędów zupełnie dobra. Wyniki pomiarów są więc również potwierdzeniem teoretycznej war-

tości Δ , czyli występowania w różnicy energii członu E_2 związanego z wirtualną anihilacją pary. Do swych pomiarów *Deutsch* i *Dulit* zastosowali spektrometr na promienie gamma z licznikami scyntylicyjnymi. To pozwoliło na wyznaczanie w różnych warunkach natężenia linii o energii 0.51 MeV pochodzącej z dwukwantowej anihilacji parapozytu. Natężenie linii rosło w miarę zwiększania natężenia pola magnetycznego, gdyż ortopozyt przechodził w parapozyt i ulegał anihilacji dwufotonowej. W celu wycechowania aparatury zostało zmierzone natężenie linii 0.51 MeV bez pola magnetycznego w czystym freonie, gdzie był zachowany stosunek 3000:1 orto i parapozytu ($f=1$) i we freonie z dodatkiem 3% NO, gdzie ortopozyt został praktycznie całkowicie wygaszony ($f=0$). Pomiaru w polu magnetycznym były wykonywane w czystym freonie i dawały pośrednie natężenia linii w zależności od zastosowanego natężenia pola magnetycznego. W ten sposób można było wyznaczyć f w zależności od H . Zupełnie dobrą zgodność z teoretyczną zależnością f od H dały również późniejsze pomiary *Ponda* i *Dickego* (15).

Dotychczas mowa była tylko o stanach podstawowych para i ortopozytu. Ktoś mógłby postawić zarzut, że ewentualne występowanie pozytu w stanach wzbudzonych mogłoby mieć wpływ na wyniki rozważań, gdyż wzbudzony atom pozytu ma z pewnością inny średni czas życia dla rozpadu niż atom w stanie podstawowym. Otóż ratuje w tym wypadku sytuację obliczona poprzednio wielka liczba zderzeń atomu pozytu z drobinami substancji, w której powstał. Zderzenia te, jak wiemy, nie mogą przeprowadzić stanu orto w para lub odwrotnie, natomiast z łatwością wywołują przejścia ze stanu wzbudzonego na podstawowy, tak że wzbudzony atom pozytu przechodzi do stanu podstawowego w czasie bardzo krótkim w porównaniu ze średnim czasem życia, a więc ewentualne wzbudzenie nie wywiera wpływu na proces rozpadu.

Z przytoczonych w artykule danych widać, że zagadnienie pozytu, ani pod względem teoretycznym, ani tym bardziej pod względem doświadczalnym, nie zostało jeszcze wyczerpane. Zgodność wyników doświadczalnych z teoretycznymi nie jest w pełni zadowalająca, a nawet obliczenia teoretyczne różnych autorów prowadzą do sprzecznych wniosków. Prace doświadczalne dotyczyły przede wszystkim powstawania pozytu w gazach. Ciekawe byłoby zbadanie procesu jego tworzenia się i rozpadu w cieczach i ciałach stałych. Np. stwierdzony ostatnio (9) brak różniczkowania czasów życia pozytonu w różnych metalach czeka jeszcze na wyjaśnienie.

Dowodem zainteresowania, jakim wśród fizyków cieszy się pozyt, jest stały wzrost liczby badaczy, zajmujących się tym ciekawym, krótkotrwałym atomem bez nukleonów.

Literatura

Prace teoretyczne:

1. В. Б. Берестецкий, Журн. Экспер. Теорет. Физ., **19**, 1130 (1949).
2. Б. Б. Берестецкий, Л. Д. Ландау. Журн. Экспер. Теорет. Физ., **19**, 673 (1949).
3. R. A. Ferrell, Phys. Rev., **84**, 859 (1951).
4. Д. Иваненко, А. Соколов, Д. А. Н. СССР, **61**, 51 (1948).
5. Э. М. Лифшиц, Д. А. Н. СССР, **60**, 211 (1948).
6. J. Pirrenne, Arch. sci. phys. et nat., **28**, 233 (1946).
7. A. Ore, J. L. Powell, Phys. Rev., **75**, 1696 (1949).
8. J. A. Wheeler, Ann. New York Acad. Sci., **48**, 219 (1946).

Prace doświadczalne:

9. S. De Benedetti, H. J. Richings, Phys. Rev., **85**, 371 (1952)
10. S. De Benedetti, R. Siegel, Phys. Rev., **85**, 371 (1952).
11. M. Deutsch, Phys. Rev., **82**, 455 (1951).
12. M. Deutsch, Phys. Rev., **83**, 866 (1951).
13. M. Deutsch, E. Dulit, Phys. Rev., **84**, 601 (1951).
14. T. A. Pond, Phys. Rev., **85**, 489 (1952).
15. T. A. Pond, R. H. Dicke, Phys. Rev., **85**, 489 (1952).
16. J. A. Rich, Phys. Rev., **81**, 140 (1951).
17. J. W. Shearer, M. Deutsch, Phys. Rev., **76**, 462 (1949).

Jerzy Pniewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Współczesny stan zaszeregowania ciężkich pierwiastków promieniotwórczych w cztery rodziny

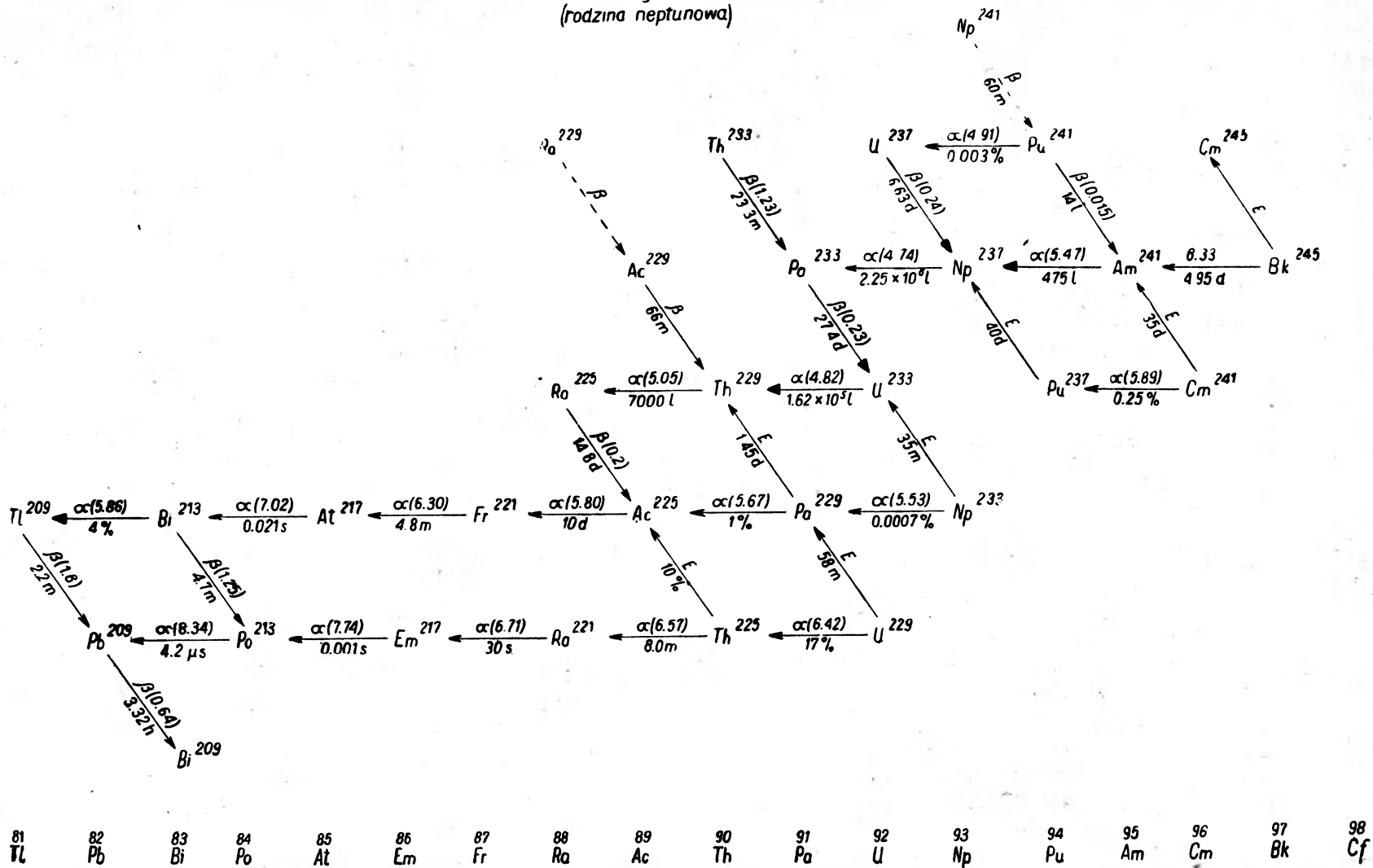
Pierwsze wiadomości z zakresu promieniotwórczości zebrane były na podstawie analizy naturalnego rozpadu ciężkich pierwiastków. Po ustaleniu natury poszczególnych typów promieniowań i wykryciu zjawiska izotopii uszeregowano radioizotopy ¹⁾ naturalne w trzy osobne rodziny: radową, torową i aktynową. W obrębie każdej rodziny izotopy ulegają kolejnym przemianom, w których wyniku promieniotwórczość ostatecznie wygasa na trzech trwałych izotopach ołowiu, końcowych przedstawicielach tych rodzin. Liczby masowe izotopów należących do jednej rodziny mogą różnić się tylko o całkowitą wielokrotność liczby 4, dzięki czemu liczby masowe przedstawicieli rodziny radowej są liczbami formy $4n+2$ (np. Ra²²⁶, U²³⁸), rodziny torowej formy $4n$ (np. Th²³²), aktynowej $4n+3$ (Ac²²⁷). Daremnie poszukiwano przedstawicieli rodziny $4n+1$, której zakończeniem, jak można było oczekiwać, powinien być Bi²⁰⁹, najcięższy i mający największą liczbę atomową spośród pierwiastków trwałych.

W ostatnich dwudziestu latach szeroko rozbudowana technika wytwarzania szybkich cząstek umożliwiła rozbijanie trwałych pierwiastków i ich przemianę w pierwiastki sztucznie promieniotwórcze. Na tej drodze uzyskano wiele nowych radioizotopów, jednak z początku jedynie wśród lekkich i średnio ciężkich pierwiastków. W zakresie najcięższych pierwiastków główny postęp w tej dziedzinie zaznaczył się dopiero w ostatnich latach. Cel został tu osiągnięty z jednej strony dzięki możliwości wytwarzania pewnych pierwiastków w reaktorach atomowych, z drugiej strony dzięki użyciu synchrotronu ²⁾ do przyspieszania cząstek. W ten sposób wytworzono pierwiastki pozauranowe, szereg izotopów astatu i fransu, pierwiastków poprzednio nieznanych, oraz otrzymano wiele nowych izotopów innych ciężkich pierwiastków. Np. do dzisiaj zbadano 19 izotopów

¹⁾ Izotopy promieniotwórcze

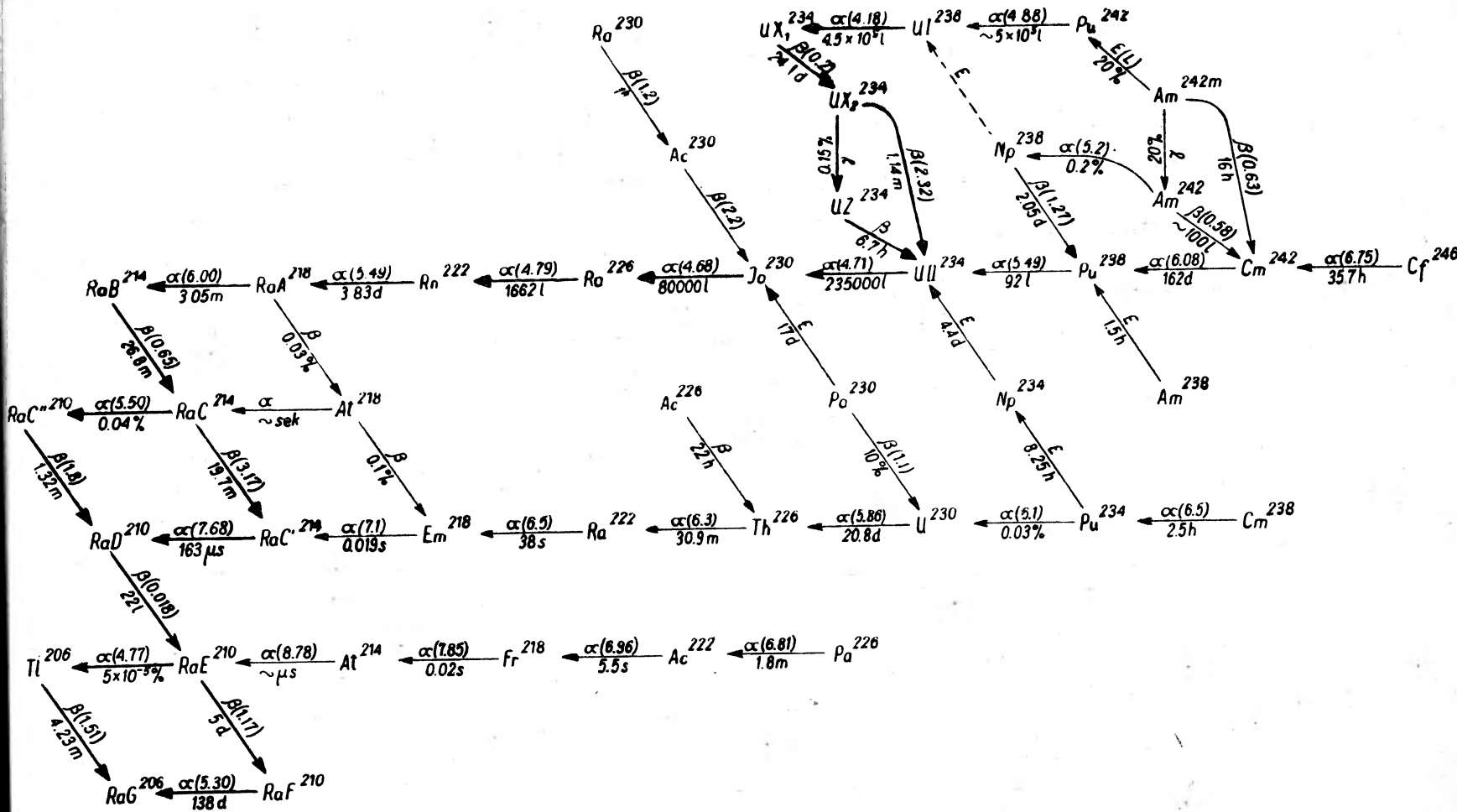
²⁾ Synchrotron pozwala przyspieszyć cząstki w zakresie wielkich energii, gdy masa wyraźnie zmienia się wraz z prędkością.

Szeregi 4n+1
(rodzina neptunowa)



Rys. 2

Szeregi 4n+2
(rodzina radowa)



81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98
Tl	Pb	Bi	Po	At	Em	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf

polonu o masach od 200 do 218, z których tylko 7 występuje w przyrodzie jako pośrednie ogniwa znanych rodzin promieniotwórczych. Wytworzono cały szereg radiopierwiastków o masach $4n + 1$. Pierwsza ich seria tworzy rodzinę nazwaną neptunową ze względu na należący do niej dość długo żyjący pierwiastek Np^{237} (półokres 2.25×10^6 lat). Wyznaczony półokres Np^{237} wskazuje, że żaden ślad rodziny neptunowej nie powinien pozostać na Ziemi, o ile któryś z jej przedstawicieli nie powstaje na drodze przemian sztucznych. Podobnie nie pozostał ślad I^{129} o półokresie 1.72×10^7 lat, natomiast istnieją naturalny AcU^{235} o półokresie 8.91×10^8 lat i K^{40} o półokresie 1.3×10^9 lat.

Półokres $1-2 \times 10^8$ lat jest granicznym dla przetrwania pierwiastka rozpadającego się w czasie istnienia Ziemi. Przez pewien czas półokres promieniotwórczego potasu był szacowany 4.5×10^8 lat, tj. bardzo blisko granicy wykrywania promieniotwórczości naturalnej.

Według obliczeń H. E. Suessa i H. Browna [15] pierwiastkom występującym na Ziemi należy przypisać wiek 3.6×10^9 lat, wobec czego w okresie tym ilość U^{235} zmalała w stosunku 1:12, K^{40} w stosunku 1:7, zaś Np^{237} — 1:10⁴²⁰.

Nowo odkryte izotopy ciężkich pierwiastków dają się przyłączyć do dawniej znanych rodzin promieniotwórczych, tworząc ich rozgałęzienia bądź szeregi ulegające równoległym przemianom. Załączone tablice przedstawiają obecny stan naszej wiedzy o tych rodzinach. Pominięto tam jedynie bardzo lekkie izotopy Tl, Pb, Bi, Po, które właściwie nie mogą być do nich przyłączone.

Objaśnienie znaków i przegląd danych zawartych w tablicach

Radiopierwiastki, znajdujące się w jednej kolumnie pionowej są izotopami tego samego pierwiastka, którego symbol chemiczny podany jest w najniższym wierszu poziomym. Nazwy mniej znanych pierwiastków są następujące:

^{85}At — astat, ^{87}Fr — frans, ^{93}Np — neptun,
 ^{94}Pu — pluton, ^{95}Am — ameryk, ^{96}Cm — kiur,
 ^{97}Bk — berkel, ^{98}Cf — kaliforn.

Poza tym symbol ^{86}EM odpowiada nazwie „emanacja“³⁾.

3) W literaturze obcej 86 pierwiastek nazywany jest obecnie emanacją, pierwotna nazwa „radon“ została zachowana jedynie dla izotopu o liczbie masowej 222.

Linia pozioma ze strzałką oznacza przemianę α , linia skierowana ukośnie ku dołowi — przemianę β , także linia skierowana ukośnie ku górze — wychwyt elektronu z orbity K lub L ⁴⁾.

Litery K , L oznaczają stwierdzony wychwyt z obu orbit. Porządek liter K , L wskazuje przewagę jednej przemiany nad drugą. Wychwyt K jest przemianą dość rozpowszechnioną, wychwyt L jest raczej przemianą wyjątkową. W ujęciu mechaniki kwantowej prawdopodobieństwo wystąpienia tej przemiany jest małe ze względu na znacznie mniejszą amplitudę funkcji falowej elektronu L w obszarze jądra. Jednak energia wyzwalana w czasie tego wychwytu jest większa o różnicę wiązania elektronu na obu orbitach. W przypadku ciężkich pierwiastków różnica ta dochodzi do 80—90 keV. W znacznym stopniu uprzywilejowuje to wychwyt L , jeżeli całkowita energia przemiany nie jest duża, a nawet może sprawić, że wychwyt L jest jedyną możliwą przemianą. Izomer ameryku $\text{Am}^{242\text{m}}$ ulega w 60% przemianie β przechodząc w Cm^{242} , w 20% ulega przemianie izomerycznej dzięki emisji γ , a pozostałe 20% przypada na wychwyt elektronu, który, jak obecnie wiadomo, jest wyłącznie albo prawie wyłącznie wychwytem L [10].

Symbol E (bez liter K i L), umieszczony obok odpowiedniej linii przemiany, oznacza wychwyt elektronu, o którym brak dostatecznych danych, czy dotyczy on orbity K czy L .

Linia pionowa skierowana w dół oznacza przemianę izomeryczną w wyniku promieniowania γ . (Występowanie dwóch przypadków izomerii w szeregu radowym utrudniło technicznie wykonanie tablicy. Nieco inne położenia strzałek w tych dwóch przypadkach nie powinny prowadzić do nieporozumień).

Trójkąt umieszczony na końcu linii (\blacktriangleright) zamiast strzałki (\rightarrow) oznacza obecność promieniowania γ towarzyszącego danej przemianie. Wskazania dotyczące się tego promieniowania są niekompletne, poza tym nie podano rozróżnienia między promieniowaniem, jakie towarzyszy każdemu rozpadowi, a promieniowaniem, które występuje w przypadku przejścia do jednego z wyższych poziomów. Nie jest zróżnicowana poza tym emisja fotonów γ od emisji elektronów pochodzących z wewnętrznej konwersji.

Liczby ponad liniami przemian oznaczają energię cząstek mierzoną w MeV. Dla przemiany β jest to energia maksymalna. W przypadku zło-

⁴⁾ Wychwyt elektronu jest przemianą, w której znika jeden z elektronów otaczających jądro. W tym procesie nabój jądra, a więc i liczba atomowa maleją o 1. Wychwytemu elektronu towarzyszy promieniowanie X w wyniku powstałej luki po usuniętym elektronie, które jest prawie jedynym wskaźnikiem zachodzącej przemiany.

żonej przemiany podana jest zawsze energia największa, co odpowiada przejściu do najniższego stanu np. dla β^- — promieniotwórczego U^{239} podano energię 2,1 MeV, chociaż istnieją dwie współzawodniczące ze sobą przemiany o energiach 1,12 MeV (97%) i 2,06 MeV (3%) i chociaż pierwsza z nich jest znacznie bardziej prawdopodobna.

Podana energia cząstek α różni się od energii przemiany o energię odskoku promieniującego jądra, wynoszącą średnio około 0,1 MeV $\left(\frac{ME}{M+m_\alpha} \approx \frac{1}{55} E\right)$. Tę dodatkową energię można zupełnie pominąć w przypadku przemiany β .

Dla przemian złożonych α podana jest również energia największa, np. dla AcU^{235} podano α (4,56), pomimo że istnieją dwie grupy cząstek α o energiach 4,56 MeV (20%) i 4,396 MeV (80%)⁵⁾. Promieniowanie γ może towarzyszyć wysłaniu każdej cząstki, wtedy podana energia cząstek β lub α nie daje pełnej informacji o całkowitej energii wydzielonej przy tym procesie. Np. analiza widma β RaD wykonana poprawniej dopiero w roku bieżącym wskazuje, że maksymalna energia cząstek β wynosi tylko $0,018 \pm 0,002$ MeV, po niej zaś następuje emisja jednego lub dwóch fotonów γ , zabierających w sumie energię 46.7 keV [8]⁶⁾. W przypadku $Ac U^{235}$ promieniowanie γ towarzyszy jedynie 80% cząstek α o energii 4.346 MeV. W tabelicy w obu przypadkach zaznaczono towarzyszące promieniowanie γ w jednakowy sposób.

Liczby podane pod linią przemiany wskazują czasy połowicznego zaniku izotopu ulegającego przemianie. Oznaczenie skrótów jest następujące:

- μs — mikrosekundy (10^{-6} sec),
- s — sekundy,
- m — minuty,
- h — godziny,
- d — dni,
- l — lata.

W przypadku współzawodnictwa dwóch procesów podany półokres odpowiada rzeczywistemu zanikowi danego radioizotopu, nie charakteryzuje zatem przemiany. Półokresy winny być zapisane raczej pod sym-

⁵⁾ Dla RaC' i ThC' podano jednak energię cząstek α o normalnym zasięgu, ponieważ duży zasięg odpowiada wzbudzonemu poziomowi wyjściowemu.

⁶⁾ Według A. J o f f e g o i S. C o h e n a (Phys. Rev. **86**, 1042 (1952)) widmo β RaD jest jednak złożone. Około 10% atomów ulega rozpadowi β z górną granicą 55.6 keV.

bolami radiopierwiastków, nie było to jednak możliwe ze względu na szczupłość miejsca, odpowiednie więc liczby wpisane zostały obok linii przemiany dominującej. Pod linią przemiany towarzyszącej podano procent atomów ulegających tej przemianie. W ten sposób można odtworzyć wszystkie dane dotyczące obu konkurujących ze sobą rozpadów. Np. U^{228} w rodzinie torowej ulega w 80% przemianie α oraz w 20% wychwytowi elektronu. Jego czas połowicznego zaniku wynosi 9.3 m. Przemiana α jest dominująca, a jej tzw. częściowy półokres, tj. półokres, który należałoby przypisać U^{228} w braku wychwytu elektronu wynosi $\frac{100\%}{80\%} \times 9.3 = 11,6$ m, natomiast częściowy półokres dla wychwytu elektronu wynosi $\frac{100\%}{20\%} \times 9.3 = 46.5$ m. Wypisanie półokresu pod linią przemiany dominującej jest zatem wskazane o tyle, że głównie ona decyduje o wartości zmierzonego półokresu.

Znak „~“ wskazuje, że półokres nie jest zmierzony, lecz oceniony na podstawie energii rozpadu α . Mogłoby się wydawać, że taka ocena jest fałszywa wobec braku danych o ewentualnie istniejącym konkurencyjnym procesie β , czy wychwycie elektronu. W grę tu wchodzi jednak tylko bardzo krótkie półokresy, podczas gdy znane procesy β i wychwyt elektronu mają czasy życia zwykle większe od 1 sek (β^+ —promieniotwórczy ${}^7N^{12}$ posiada półokres 0,0125 s jedynie dlatego, że energia tej przemiany jest niezwykle wysoka 16.6 MeV i że jest ona przemianą dozwoloną [9]).

Znane od dawna przemiany naturalne zachodzące w przyrodzie są oznaczone w tablicach liniami grubszymi.

Liczba radiopierwiastków wytworzonych sztucznie jest tak znaczna, że po dołączeniu ich do rodzin uprzednio znanych uzyskujemy kilka szeregów równolegle biegnących przemian oraz liczne powiązania pomiędzy poszczególnymi ogniwami tych szeregów. Udało się rozciągnąć wszystkie rodziny daleko poza pierwiastki uważane za wyjściowe.

Podane tutaj tablice są oczywiście nadal niekompletne i niewątpliwie wkrótce trzeba je będzie uzupełnić⁸⁾. Można oczekiwać, że znajdą się nowe powiązania pomiędzy poszczególnymi ogniwami. Np. pomiędzy U^{227} i Pa^{227} w rodzinie aktywnowej można oczekiwać wychwytu elektronu analogicznego do istniejącej podobnej przemiany w rodzinie torowej.

Wydaje się, że radiopierwiastki Am^{240} , Np^{236} , P^{232} i $MsTh_2^{228}$ w rodzinie torowej powinien łączyć łańcuch przemian α , istnieją jednak wska-

⁸⁾ Np. szereg plutonowy należy wydłużyć o jedno jeszcze ogniwo, stwierdzono bowiem ostatnio [16], że Bi^{209} jest α — promieniotwórczy o półokresie 2×10^{17} lat. Energia wyrzucanych cząstek α wynosi 2,914 MeV.

zania, że częściowy półokres tych przemian jest bardzo długi, rzędu 10^7 lat, co wobec szybkiego konkurencyjnego rozpadu β praktycznie uniemożliwia obserwację cząstek α .

Rzut oka na podane tablice wystarczy, by zauważyć, że wszystkie promieniotwórcze szeregi wytworzone sztucznie znajdują się „poniżej” naturalnych, tj. składają się z izotopów lżejszych. Przyczyny tego faktu należy szukać w specjalnym charakterze przeprowadzanych reakcji. Pole kulombowskie ładunku jądrowego wytwarza barierę potencjału, która sprawia, że znacznie łatwiejsze jest uwolnienie z jądra neutronów niż protonów, tak że prawie wszystkie sztuczne przemiany zmniejszają liczbę neutronów.

Poza tym tablice wskazują, że ich rozpad α powinien być bardzo wolny, podczas gdy konkurencyjny proces β jest raczej procesem szybkim. Wreszcie sporadycznie wytworzone pierwiastki włączają się zaraz do szeregu naturalnego, jak to ma miejsce z Ra^{227} i Ra^{230} , a nawet naturalnie promieniotwórczym AcK .

Pierwiastki pozaplutonowe mogą być wytwarzane działaniem szybkich karbionów (jąder węglowych) na U^{238} ⁷⁾. Np. karbiony o energii 120 MeV wytrącają z U^{238} cztery lub sześć neutronów, zamieniając go odpowiednio w Cf^{246} lub Cf^{244} . Bk^{243} może powstać z Am^{241} dzięki reakcji $(\alpha, 2n)$. Reakcje $\text{Th}^{232}(d, 4n)$, Pa^{230} i $\text{Th}^{232}(\alpha, p5n)$ Pa^{230} dostarczają pierwiastków z bocznej gałęzi rodziny radowej. Dużą wydajność osiąga się przy energiach 150 MeV, chociaż wystarczy użyć np. deutonów o energii 19 MeV.

Na zakończenie należy wspomnieć o ciekawym przypadku, jaki stanowią 3 radioizotopy z rodziny radowej o masie 238, U^{238} , Np^{238} i Pu^{238} . Spośród nich neptun posiada największą masę i ulega rozpadowi β przechodząc w pluton, poza tym, ponieważ jego masa w jednostkach energii jest o około 0,3 MeV większa od masy uranu, powinien częściowo ulegać wychwytowi elektronu. Masa U^{238} jest większa od masy Pu^{238} o około 1 MeV, jest to więc przypadek, kiedy teoretycy przewidują tzw. rozpad 2β , tj. jednoczesną emisję dwóch elektronów i 2 neutrin, lub nawet emisję tylko 2 elektronów z jednoczesną zmianą Z od razu o 2 jednostki. Przewidywany półokres dla tego procesu w pierwszym przypadku byłby rzędu 10^{26} lat w drugim rzędu 10^{16} lat. Jeśli zatem rozpad 2β istotnie zachodzi, to musi powodować występowanie w przyrodzie naturalnego Pu^{238} jako drobnej domieszki do uranu. Nie znamy żadnego innego procesu, który

⁷⁾ Por. artykuł prof. L. Natanson'a, „Karbiony i reakcje karbionowe“, Post. Fiz. 3, 213 (1952).

mógłby zapewnić występowanie tego izotopu plutonu. Niestety doświadczenia, prowadzone w kierunku wykrycia naturalnego Pu^{238} , dały wynik negatywny, albo raczej wskazały, że jeżeli U^{238} ulega procesowi 2β , to odpowiadający temu półokres jest większy od 10^{19} lat [11, 12].

Literatura

Dane w tablicach są uzupełnione bądź skontrolowane na podstawie dostępnych mi prac ogłoszonych do lipca b. r. Wykaz tych prac nie jest podany z braku miejsca.

Dane starsze zaczerpnięto z artykułów:

1. G. T. Seaborg i I. Perlman, Rev. Mod. Phys. **20**, 587 (1948).
2. Г. Сиборг, И. Перлман, Таблица изотопов, Москва 1951.
3. Б. Дзелепов и С. Петрович, У. Ф. Н. **40**, 497 (1950).

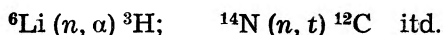
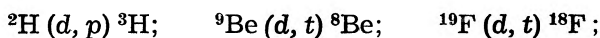
Poza tym korzystano z następującej literatury:

1. W. W. Meinke, A. Ghiorso, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **75**, 314 (1949); **85**, 429 (1952).
2. M. H. Studier, E. K. Hyde, Phys. Rev. **74**, 591 (1948).
3. G. Thompson, A. Ghiorso, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **80**, 781 (1950).
4. G. Thompson, K. Street, A. Ghiorso, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **80**, 790, 1109 (1950).
5. G. W. Barton, A. Ghiorso, I. Perlman, Phys. Rev. **82**, 13 (1951).
6. Irving Kaplan, Phys. Rev. **81**, 962 (1951).
7. W. W. Meinke, Phys. Rev. **81**, 782 (1951).
8. R. C. Bannerman, S. C. Curran, Phys. Rev. **85**, 134 (1952).
9. L. W. Alvarez, Phys. Rev. **75**, 1815 (1949).
10. G. D. O'Kelley, G. W. Barton, W. W. Crane, I. Perlman, Phys. Rev. **80**, 293 (1950).
11. G. A. Lewine, A. Ghiorso, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **77**, 296 (1950).
12. W. H. Furry, Phys. Rev. **56**, 1184 (1939).
13. W. Jentschke, Phys. Rev. **77**, 98 (1950).
14. L. B. Magnusson, S. G. Thompson, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **78**, 363 (1950).
15. H. E. Suess, H. Brown, Phys. Rev. **83**, 1254 (1950).
16. W. Riezler, W. Porschen, Z. f. Naturforsch. **7a**, 634 (1952).
17. A. Ghiorso, J. Britain, W. Manning, G. Seaborg, Phys. Rev. **81**, 154 (1951).

18. E. Hulet, S. Thompson, A. Ghiorso, K. Street, *Phys. Rev.* **84**, 366 (1951).
19. E. Hyde, A. Ghiorso, G. Seaborg, *Phys. Rev.* **77**, 765 (1950).
20. A. Wapstra, *Physica* **16**, 33 (1950), **17**, 628 (1951).
21. M. Bunker, L. Langer, R. Moffat, *Phys. Rev.* **80**, 468 (1950).
22. В. А. Кравцов, *У. Ф. Н.* **47**, 341 (1952).

Zawartość trytu w atmosferze

Atomowi trytu i jądra jego — trytonowi poświęcono wiele prac już w latach trzydziestych, czy to usiłując oddzielić go od ^1H i ^2D przy użyciu spektrografów masy (do czego brano wodór z elektrolizy wody), czy też otrzymując go na drodze sztucznych przemian promieniotwórczych (zwykle na drodze bombardowania deutronami lub neutronami jąder pierwiastków), jak np.



Należy zaznaczyć, że tego rodzaju działanie daje nie tylko jedną możliwość przemiany, że reakcje te zachodzą zawsze z występowaniem jednej lub więcej przemian towarzyszących. Tryt okazał się promieniotwórczy, z emisją β i okresem połowicznego zaniku 12,5 lat, przechodząc w hel: $^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \beta$.

Lata czterdzieste przyniosły ocenę energii wysyłanych przez tryt promieni β , ocenę masy i energii wiązania ^3T , jego momentu magnetycznego, wyszczególnienie niektórych reakcji jądrowych jakie może dawać, omówienie roli trytu jako atomu znaczonego w chemii i biologii, itd.

Między innymi, kilku uczonych niemieckich, pracujących w Instytucie Fizyko-Chemicznym w Hamburgu (Faltings, Harteck, S u e s s) zajęło się specjalnie występowaniem w atmosferze trytu, pochodzącego z rozpadów jądrowych (głównie azotu) w górnych warstwach atmosfery pod działaniem promieni kosmicznych. Powstały w ten sposób tryt rekombinuje prawdopodobnie z atomami zwykłego wodoru, znajdującego się tam wskutek całkowitego fotochemicznego rozkładu cząsteczek pary wodnej pod działaniem nadfioletu ze słońca. Cząsteczki HT drogą dyfuzji i prądów unoszenia przechodzą do dolnych warstw atmosfery, podczas gdy swobodne atomy H wymykają się z pola grawitacyjnego Ziemi, a tlen wyrównuje straty, poniesione na utlenianie skał.

Badania nad zawartością trytu w atmosferze przeprowadzono metodą liczników o objętości 200 cm^3 , wypełnionych etanem pod ciśnieniem

40 mm Hg. Etan otrzymywano w sposób następujący: ze skroplonego powietrza oddzielano frakcję hel — neon, zawierającą oczywiście wodór, i z niej utleniano wodór na tlenku miedzi, otrzymując wodę. Dla otrzymania 80 g H₂O skroplono 100 000 m³ powietrza. Wody tej użyto do otrzymania etanu przez uwodornienie acetyleny. Tak otrzymany etan i zwykły etan dawały ilości impulsów w granicach błędu jednakowe, $160 \pm 0,5$ imp/min. Dopiero wzbogacenie w tryt drogą elektrolizy wody otrzymanej jw. i ponowne wytworzenie etanu dało $173 \pm 0,5$ imp/min.

Po uwzględnieniu poprawek, Faltings i Hardeck przypisują 17 ± 2 imp/min. promieniowaniu β trytu. Na podstawie tego obliczają, że w 10 cm³ powietrza znajduje się ok. 1 atom T. Stąd całkowita zawartość trytu w atmosferze wynosiłaby w przybliżeniu 1 mol.

Według: Faltings und Hardeck, Zeit. f. Naturf. **5a**, 438 (1950), Verzaux, Jour. Phys. Rad. **13**, 94 (1952)

S. Zmysłowska

Д. Иваненко, А. Соколов: Классическая теория поля М-Л 1951, Гостехиздат, s. 479

Znakomita ta monografia, nagrodzona w roku 1950 Nagrodą Stalinowską II-ego stopnia, wypełnia odczuwaną dawniej w literaturze teoretycznej lukę między monografią Wenzla poświęconą kwantowej teorii pola (wobec szybkiego postępu w tej dziedzinie dziś częściowo przestarzałą), a monografiami poświęconymi elektrodynamice, w których z reguły zagadnienia związane z teorią cząstek elementarnych, traktowane są fragmentarycznie.

Jednym z zasadniczych zadań, jakie postawili sobie autorzy „Klasycznej teorii pola“, jest analiza z punktu widzenia teorii klasycznej tych zagadnień teorii pola i teorii cząstek elementarnych, w których nie jest konieczne odwoływanie się do teorii kwantowej.

Aby ten cel uzyskać w sposób możliwie prosty, autorzy wprowadzają do klasycznej teorii w pierwszych rozdziałach książki funkcje osobliwe używane w teorii kwantowej — osiągają przez to znaczne uproszczenie matematycznego biegu rozumowania.

Do zagadnień szczególnie ciekawie i obszernie omówionych przez autorów należą: teoria efektu Czerenkowa, „świecący“ elektron, zagadnienia elektromagnetycznej masy oraz problem sił jądrowych. Problem sił jądrowych rozważany jest z punktu widzenia klasycznej teorii pola mezonowego. Podkreślić należy, że z tylni zagadnieniami wiąże się szereg prac oryginalnych obu auto-

rów, których wyniki weszły do monografii.

Traktowane klasycznie, problemy te zostały przez autorów niezwykle jasno i estetycznie przedstawione.

Oczywiście, problem elektromagnetycznej masy oraz problem sił jądrowych, traktowane klasycznie, mają raczej wartość tylko wprowadzenia w zagadnienie — pełne jego rozwiązanie zostanie prawdopodobnie osiągnięte na gruncie teorii kwantowej.

Niemniej — jest to zdanie wielu teoretyków — poprawna teoria kwantowa może być rozwinięta dopiero na podstawie odpowiednio zmodyfikowanej teorii klasycznej.

Z tego też względu monograficzne ujęcie obecnego stanu teorii na odcinku klasycznym należy uważać za szczególnie cenne. Można zaryzykować twierdzenie, że dokładne przestudiowanie omawianej monografii jest prawie że wystarczającym przygotowaniem do samodzielnej pracy naukowej w kierunku klasycznej teorii pola.

Należy podkreślić tu jeszcze jedną ważną cechę omawianej monografii — jej powiązanie z doświadczeniem. Szczególnie interesujące jest zestawienie danych empirycznych, ciekawych teoretycznie, dotyczących mezonów i sił jądrowych, stanowiące część wstępną rozdziału poświęconego mezonodynamice.

Niezwykle interesujące są również uwagi krytyczne autorów, podawane przez nich przy omawianiu poszczególnych wariantów teorii.

W drugim wydaniu monografii autorzy dorzucili do niej rozdział poświęcony

efektom próżniowym (przesunięcie termów widmowych i dodatkowy moment magnetyczny elektronu). Rozdział ten, napisany niezwykle jasno i doskonale wprowadzający w zagadnienie, odbija jednak od całości książki. Poprzedzające rozdziały stanowią pod względem dydaktycznym zwartą całość — niezwykle przystępny tok wykładu pozwala z nich korzystać czytelnikom nie znającym teorii kwantów i orientującym się jedynie w konwencjonalnym kursie elektrodynamiki.*

Teoria zjawisk próżniowych — mimo ich intuicyjnego tłumaczenia przez klasyczne fluktuacje — dotyczy zjawisk czysto kwantowych, tak że z omawianego rozdziału istotną korzyść może odnieść jedynie czytelnik znający teorię kwantów.

Podkreślić jeszcze należy ładny układ graficzny II wydania i konsekwencję w używaniu symboli matematycznych, dzięki czemu książka zyskuje znacznie na przejrzystości w porównaniu z innymi monografiami teoretycznymi, gdzie czasami niekonsekwentne oznaczenia utrudniają czytanie.

J. Plebański

W. Łaniecki. *Półprzewodniki* cz. I, Warszawa 1951, Państwowe Wydawnictwa Techniczne, s. 128, cena zł 16.

Tematy poruszane w książce W. Łanieckiego są obecnie bardzo aktualne zarówno z punktu widzenia naukowo-badawczego, jak i praktycznego, czego potwierdzeniem może być duża liczba publikacji naukowych i zgłoszeń patentowych, głównie z ostatnich lat, cytowanych w wymienionej książce. Napisanie książki naukowo-technicznej z tej dziedziny nie należy do rzeczy łatwych, gdyż wiele pojęć teoretycznych nie jest tu jeszcze ostatecznie ustalonych a materiał doświadczalny jest bardzo obfity i w wielu przypadkach niedostatecznie usystematyzowany; to samo dotyczy terminologii w języku polskim.

Prace naukowo-badawcze z zakresu fizyki półprzewodników są obecnie na szeroka skalę prowadzone zarówno w laboratoriach uniwersyteckich, jak i przemysłowych w Związku Radzieckim, w krajach zachodnio-europejskich, w Ameryce i mają doniosłe znaczenie praktyczne. Rozwój tego rodzaju badań w Polsce niewątpliwie będzie szedł w parze z rozwojem naszego przemysłu elektrotechnicznego i z tego względu ukazanie się w języku polskim książki o półprzewodnikach należy uważać za rzecz będącą bardzo na czasie. Dobrze, że opracowania tej książki podjął się dobry specjalista, gdyż to stanowi najlepszą gwarancję rzetelnego i fachowego przedstawienia omawianych tu zagadnień. Książka „Półprzewodniki“, jako całość napisana jest dobrze, chociaż styl nie wszędzie jest żywy i przejrzysty. Drobne te usterki nie pomniejszają jednak wartości dzieła i całość jest wysoce interesująca.

W pierwszych dwu paragrafach są przeprowadzone ogólne rozważania dotyczące przewodnictwa elektrycznego półprzewodników, przy czym autor w sposób obrazowy (na gruncie teorii Bohra) uzasadnia trudne pojęcie kolektywizacji elektronów w ciele stałym, omawia podstawowe typy wiązania atomowego w ciele stałym (jonowe, walencyjne, molekularne i metaliczne). Potem następuje dość szczegółowy opis własności półprzewodników realnych oraz zostają omówione współczesne poglądy na naturę ich przewodnictwa. Rozważania te są ilustrowane licznymi przykładami liczbowymi i wykresami. Rozdział 4 zawiera opis praktycznych zastosowań półprzewodników; opisane są kolejno prostowniki stykowe, termoelementy, bolometry, fotoogniwa itd. Cały rozdział 5 jest poświęcony termistorom i tu autor podaje bogaty materiał doświadczalny, dotyczący zarówno techniki wytwarzania termistorów, jak i ich dość różnorodnych zastosowań praktycznych.

Książka W. Łanieckiego jest utrzymana na takim poziomie, że może ją z korzyścią przeczytać fizyk, pracownik naukowo-techniczny, inżynier, zaawansowany student politechniki a nawet bardziej przygotowany samouk. Nie jednemu może ona posłużyć za bodziec do pracy naukowej w dziedzinie półprzewodników lub do pracy wynalazczej, gdyż, jak widać z opisu treści książki, możliwości praktycznych zastosowań półprzewodników są liczne i różnorodne. Umieszczone na końcu książki obszernie zestawienie literatury naukowej dotyczącej tego przedmiotu wprowadza czytelnika do prac oryginalnych i to jest jeszcze jedna duża zaleta tego dziełka.

Jak zapowiada autor w przedmowie, w przygotowaniu jest część druga „Półprzewodników“, która ma być poświęcona wyłącznie prostownikom stykowym, czyli suchym, które autor uważa za najważniejsze praktyczne zastosowanie półprzewodników.

W. M. Ściśłowski

Tadeusz Miłobędzki, *Szkola analizy ilościowej*, Warszawa 1951, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, s. 156, cena zł 12,25.

Książka stanowi podręcznik chemicznej analizy ilościowej (wagowej i miareczkowej) przeznaczony dla studentów chemii szkół wyższych; może również znaleźć zastosowanie w chemicznych szkołach średnich.

Podręcznik zawiera obszerny materiał praktyczny i wiele cennych wskazówek laboratoryjnych, koniecznych dla studenta po raz pierwszy wstępującego do laboratorium analizy ilościowej. Dokładnie omówione czynności laboratoryjne są bogato ilustrowane przykładami zadań.

Książka jest przeznaczona dla studentów znających podstawowe zasady chemii nieorganicznej, bez znajomości jednak techniki laboratoryjnej, której opis stanowi znaczną część materiału.

Oprócz dokładnych wskazówek laboratoryjnych praca ta obejmuje analizę wagową (wraz z elektrolitycznym oznaczeniem substancji), analizę miareczkową (alkalimetria i alkacymetria, oksydymetria, jodometria, analiza objętościowa przez strącanie) oraz podstawy analizy kolorymetrycznej i gazowej.

Podręcznik powstał ze skryptu. Obecne wydanie jest drugim już po wojnie wznowieniem podręcznika, którego I wydanie ukazało się przed wojną.

Autor, senior polskich chemików — analityków, wykorzystał w książce swe wieloletnie doświadczenie pedagogiczne nabyte na wyższych uczelniach polskich.

M. Nowakowska-Hurwic

Leopold Infeld i Leonard Sosenowski, *O rozwoju pojęcia materii w fizyce*, „Myśl Filozoficzna“, zes. 2(4), 1952.

W fizycznej i filozoficznej literaturze światowej znajdujemy obecnie dość często żywe dyskusje nad podstawowymi zagadnieniami związanymi z interpretacją otaczającego nas świata materialnego, a wkraczającymi nieraz w dziedzinę rozważań filozoficznych. Tak np. są omawiane filozoficzne aspekty mechaniki kwantowej, teorii względności z jej twierdzeniami kosmologicznymi, drugiej zasady termodynamiki, dalej problemy wiążące się z pojęciami materii, energii, masy itd. Żywe zainteresowanie tymi sprawami dostrzegamy nie tylko wśród specjalistów fizyków czy filozofów, ale także u przedstawicieli innych gałęzi nauki oraz w szerokich warstwach kulturalnego ogółu. Niewątpliwie wiąże się to z trwającym wciąż w fizyce okresem szybkiej i świetnej rozbudowy jej treści zjawiskowej, konkretnej — przy jednoczesnym stanie fermentu i niepokoju, jeśli chodzi o wiele podstawowych jej problemów. Ponadto jednak widoczne jest dla wszystkich ostrze ideologiczne owych zagadnień z pogranicza fizyki i filozofii: stanowią one jeden z

najważniejszych terenów walki ideologicznej pomiędzy materializmem a różnymi odmianami idealizmu.

W naszym piśmiennictwie niewiele dotychczas znaleźć można prac poruszających zagadnienia z tej dziedziny, zresztą przeważnie są to albo prace o charakterze referującym, albo przekłady. Toteż z zadowoleniem można powitać ukazanie się na łamach „Myśli Filozoficznej“ artykułu profesorów Infelda i Sosnowskiego, poświęconego rozwojowi pojęcia materii w fizyce. W artykule tym, przeznaczonym dla ogółu czytelników „Myśli Filozoficznej“, a więc unikającym zbyt specjalnych wywodów „fachowych“, autorzy prócz jasnego i oryginalnie ujętego szkicu dotychczasowej ewolucji zagadnienia wysuwają ciekawe przewidywania co do dalszego jego rozwoju. Poniżej podajemy w streszczeniu myśli przewodnie artykułu, dorzucając na zakończenie parę uwag uzupełniających.

* * *

W ramach niewielkiego artykułu autorzy ograniczają swe zadanie do przedstawienia w zarysie rozwoju tylko pewnej grupy pojęć związanych z pojęciem materii. W określeniu materii w znaczeniu filozoficznym korzystają ze znanej definicji Lenina: „Pojęcie materii nie wyraża nic prócz rzeczywistości obiektywnej danej nam we wrażeniu“.

W dziejach rozwoju treści fizycznej tego pojęcia autorzy stwierdzają istnienie dwóch sprzecznych nurtów: *mechanistycznego* i *polowego*. Dotychczas nie udało się osiągnąć zadowalającej syntezy obu tych nurtów. Jest ona wciąż jeszcze jednym z głównych zagadnień fizyki współczesnej.

Nurt mechanistyczny był aż do drugiej połowy ubiegłego wieku dominującym kierunkiem rozwojowym w fizyce; początki nurtu falowego były nikłe i zjawiały się późno. W obrazie mechanistycznym za podstawowe atrybuty materii zaczęto od czasów Galileusza

i Newtona uważać nie tylko rozciągłość, nieprzenikliwość, ale także *masę* (bezwładność). W najprostszym wariacie mechanistycznego obrazu świata materia składa się z małych cząstek poruszających się w przestrzeni pod wpływem sił wywieranych na każdą cząstkę przez cząstki inne. Owe różnorodnie siły: grawitacyjne, elektryczne itd. miały zależeć od wzajemnej odległości działających na siebie cząstek i w zasadzie miały polegać na siłach przyciągania i odpychania, skierowanych wzdłuż prostych łączących cząstki (*siły centralne*).

Obraz mechanistyczny wydawał się przez długi czas ideałem tłumaczenia zjawisk we wszystkich działach fizyki. Powszechnie sądzono, że wszystkie zjawiska przyrody dadzą się ostatecznie sprowadzić do gry sił centralnych działających pomiędzy cząstkami. Tak np. na przełomie w. XVIII i XIX Laplace uważał wszechświat za olbrzymią maszynę, której ruch jest całkowicie zdeterminowany. Obliczenie stanu wszechświata w dowolnej chwili przeszłej czy przyszłej sprowadzałoby się do rozwiązania odpowiedniego układu równań różniczkowych zwyczajnych z pewnymi warunkami początkowymi. Wprawdzie zadanie to byłoby oczywiście niewykonalne w praktyce z powodu swej nieskończonej zawiłości, w zasadzie jednak droga postępowania byłaby całkowicie ustalona.

Światopogląd mechanistyczny odegrał w swoim czasie rolę bardzo pożyteczną. Na jego podłożu rozwinęła się astronomia (mechanika nieba) i technika. Co zaś ważniejsze, wpajał on badaczom przekonanie, że świat jest — przynajmniej w zasadzie — całkowicie poznawalny.

Mechanistyczna koncepcja świata byłaby słuszną, gdyby składał się on wyłącznie z cząstek. Dziś wiemy jednak, że założenia mechanistów były zbyt uproszczone; wydają się one dzisiaj niemal naiwne. Rozwój fizyki w ubiegłym stuleciu prowadził nieuchronnie do co-

raz większej komplikacji naszkicowanego tu prostego obrazu mechanistycznego i zmuszał do rezygnacji z niektórych podstawowych jego założeń. Tak np. prawa elektromagnetyzmu zmuszają do porzucenia poglądu, że wszystkie siły w przyrodzie są centralne, występują tu bowiem właśnie siły innego typu, poprzeczne. Podobnie w mechanistycznej niewątpliwie teorii światła Newtona rezygnuje się w odniesieniu do ciałek świetlnych z atrybutu masy: wszak ciałałka te trzeba było uważać za nieważkie).

Co się tyczy nurtu polowego, to początkowo był on tylko „odnogą“ nurtu mechanistycznego, jednakże stopniowo rozrósł się do tego stopnia, że wzajemny stosunek obu nurtów uległ odwróceniu. W latach ostatnich z coraz większym naciskiem stawiane jest nawet pytanie, czy nurt mechanistyczny w ogóle nie jest skazany na zagładę, czy w nauce nie zostanie w końcu jeden tylko nurt polowy.

Początki tego nurtu wiążą autorzy z nazwiskami Descartes'a i Huyghensa, rozwój — z Faradayem i Maxwellem. Huyghens uważał światło za ruch falowy, analogiczny do zwykłych fal mechanicznych: wodnych czy głosowych. W próżni jednak światło się rozchodzi, choć nie ma tam zwykłej materii, nie ma cząstek. Chcąc utrzymać mechanistyczną koncepcję światła trzeba było wprowadzić „eter“, hipotetyczny ośrodek materialny, nieważki, który miał być podłożem fal świetlnych. Widzimy tu znów rezygnację z atrybutu „ważkości“ w odniesieniu do pewnego rodzaju materii.

Od czasów Faradaya i Maxwella główną rolę w teorii zjawisk elektrycznych i magnetycznych zaczyna odgrywać pojęcie pola. W nowym tym obrazie ciało naelektryzowane wytwarza w otaczającej przestrzeni pewną mo-

dyfikację, porównywalną ze swoistym stanem naprężenia. Zmiana ta — pole elektryczne — ujawnia się za pośrednictwem sił działających na inne ciała naelektryzowane umieszczone w pobliżu. Pole istnieje obiektywnie i wtedy, gdy tych innych ciał nie ma. Ciała działają więc na siebie nie bezpośrednio z odległości (jak to przyjmowano w obrazie mechanistycznym po Newtonie), lecz z bliska, za pośrednictwem pola, przy czym działania te przekazują się w przestrzeni kolejno od miejsca do miejsca z określoną prędkością, nie zaś momentalnie. Rozchodzące się w przestrzeni pola elektryczne i magnetyczne stanowią fale elektromagnetyczne czyli promieniowanie, w szczególności zaś — światło.

Nurt polowy odniósł bezapelacyjne zwycięstwo w nauce o elektryczności a więc także w nauce o promieniowaniu. Umożliwił on wykrycie i wyjaśnienie licznych zjawisk, wobec których pogład mechanistyczny byłby zupełnie bezsilny. Świetnym potwierdzeniem słuszności stanowiska polowego jest także — jak zawsze — kryterium praktyki, np. powstanie i rozwój radiokomunikacji.

Na przełomie w. XIX i XX wytwarza się jak gdyby prowizoryczna synteza obu nurtów. Oprócz cząsteczek, atomów, elektronów (a więc tworów tkwiących jeszcze w nurcie mechanistycznym) przyjmuje się istnienie wszechogarniającego ośrodka — eteru, będącego podłożem pola. Naprawdę „materialnymi“ wydają się raczej tylko cząstki jako posiadające oba atrybuty materii — rozciągłość i masę, chociaż i eterowi, jako obiektywnie istniejącej rzeczywistości, należało przypisywać materialność w sensie definicji leninowskiej, mimo braku atrybutu masy. Natomiast promieniowanie uchodziło nie za coś materialnego, lecz za pewien stan eteru, rozchodzący się w nim z określoną prędkością.

Widzimy stąd, że w tej koncepcji eteru uwydatniały się jeszcze wyraźnie pewne rysy nurtu mechanistycznego. Jednakże

¹⁾ To samo dotyczy także innych *imponderabiliów*. Przypomnijmy sobie również *flogiston* z jego ujemnym ciężarem! (Przyp. rec.).

w pierwszych latach bieżącego stulecia okazało się ostatecznie, że koncepcja ta nie da się utrzymać. Obaliła ją einsteinowska teoria względności (1905). W nowej zaś kwantowej teorii promieniowania eter jest pojęciem zbędnym. Miejsce mechanistycznego eteru zajmuje teraz samo pole, samo promieniowanie, jako równouprawniony z materią zwykłą składnik świata. Może ono wywierać działania takie, jak materia „cząstkowa“, np. wywierać ciśnienie na powierzchnię, na którą pada (doświadczenia Lebediewa). Dalszym ważnym krokiem do równouprawnienia pola i materii „zwykłej“ było odkrycie dokonane przez Einsteina na gruncie teorii względności, że istnieje równoważność pomiędzy masą a energią. Promieniowanie niesie z sobą energię, a więc i masę; z drugiej strony, masa każdej cząstki reprezentuje pewną porcję energii. Słusznie ostrzegają autorzy w tym miejscu przed błędną interpretacją prawa Einsteina, że energia czy masa są materią. Są to jedynie ściśle ze sobą związane atrybuty materii.

Pomiędzy materią w postaci cząstek a materią w postaci pola istnieją jednak różnice. Gęstość masy a więc i koncentracja energii w polu jest bez porównania mniejsza niż w cząstkach. Te różnice ilościowe są tak olbrzymie, że przechodzą już w różnice jakościowe. Poza tym cząstki są nieprzenikliwe, nie mogą znajdować się w tym samym miejscu, pola natomiast mogą nakładać się wzajemnie. Tu autorzy podkreślają, że jest to niezupełnie słuszne, gdyż możliwość nakładania się niezależnych od siebie pól jest wnioskiem matematycznym z najprostszej, liniowej teorii pola. Istnieją jednak dane przemawiające za tym, że teorie liniowe są raczej przybliżeniem, że lepszym obrazem rzeczywistości byłyby teorie nieliniowe; taką jest np. teoria grawitacji.

Wydaje się, że w związku z tym twierdzeniem autorów może powstać pewne nieporozumienie. Nie chodzi

przecież w tym przeciwstawieniu cząstek i pola o to, czy przy opisie współistnienia pól w tym samym obszarze stosujemy teorię liniową, czy nieliniową, ale właśnie o fakt tego współistnienia pól w jednym miejscu, w przeciwieństwie do tego, co mamy w przypadku cząstek. „Nakładanie się“ w kontekście artykułu ma znaczenie czysto geometryczne, nie zaś znaczenie superpozycji wychyleń, która zresztą jest tak mocno ugruntowana w doświadczeniu.

Jak podkreślają autorzy, tendencją panującą w fizyce jest stopniowe zacieranie się różnic pomiędzy materią cząstkową a polową. Obecnie fizyka ma jeszcze charakter dualistyczny, posługuje się bowiem obok siebie pojęciami cząstki i pola. Za główne zagadnienie fizyki współczesnej uważają autorzy problem wzajemnych oddziaływań pomiędzy tymi składnikami świata, problem nasuwający wciąż jeszcze bardzo poważne trudności. Rozpatrzmy np. zagadnienie elektronu.

Elektron jest — jak wiemy — trwały, nie rozpada się, jakkolwiek „części“ jego ładunku wzajemnie się odpychają. Nie znamy jednak sił, które miałyby zapobiegać temu rozpadowi. Gdybyśmy zaś spróbowali założyć, że elektron jest po prostu punktem nierozciąglłym, to masa jego musiałaby być nieskończenie wielka. Jeżeli zatem wrócimy do pierwotnej koncepcji elektronu rozciągniętego, to wyłania się dalszy problem: przecież pole otaczające elektron posiada własną masę; jaka więc część obserwowanej masy elektronu przypada na masę pola? Czy może cała masa elektronu redukuje się do bezwładności pola?

Autorzy wyrażają pogląd, podzielany przez licznych badaczy, ostatnio szczególnie wyraźnie przez Błochincewa, że przebudowa teorii, która pozwoli usunąć te trudności, pójdzie w kierunku „monistycznym“, ku zbudowaniu jednolitej teorii pola, porzucającej koncepcję odrębnych „cząstek“. W tym kierunku pracowali m. in. Einstein, Dirac,

Frenkiel, jak również jeden z autorów artykułu¹⁾). Zobaczymy dla przykładu, jak czysta teoria pola opisuje typową cząstkę: elektron.

W bardzo małym obszarze przestrzeni jest ześrodkowane niezmiernie silne pole, bardzo szybko słabnące w miarę oddalania się od środka obszaru. Tam, gdzie pole jest silne, skupia się niemal cała jego energia, a więc i cała masa. Elektron jest zatem obszarem szczególnie silnego pola, obszarem pozbawionym oczywiście jakiegś wyraźnej powierzchni ograniczającej. Ruch elektronu polega na przesuwanie się tego obszaru silnego pola. W przypadku elektronu jednolita teoria pola usuwa niektóre ze wskazanych wyżej trudności, jakkolwiek nie może jeszcze wyjaśnić wszystkich zjawisk świata atomowego. Jest to sprawa przyszłego rozwoju tej teorii.

Z kolei autorzy wskazują, że na walkę między nurtem mechanistycznym i polowym można spojrzeć z innego jeszcze punktu widzenia, jako na walkę „... pomiędzy koncepcją ciągłości i nieciągłości, pomiędzy próbą opisu przyrody przy pomocy pojęcia kontinuum a próbą sprowadzenia zjawisk do oddziaływania wyodrębnionych cząstek...”. Do końca zeszłego stulecia istniała wyraźna przeciwstawność pomiędzy nieciągłą, atomistyczną teorią cząstkową a ciągłym polem. Teoria kwantów dowodzi, że nieciągłość w oddziaływaniach jest charakterystyczna również dla pola; wymiany energii zachodzą porcjami nieciągłymi, kwantami. Z drugiej zaś strony zjawiska elementarne w materii cząstkowej opisujemy dziś w mechanice kwantowej za pośrednictwem funkcji falowych, rozciągłych w czasie i przestrzeni. Granice pomiędzy formą cząstkową i falową materii zacierają się więc istotnie coraz bardziej.

W ostatnich czasach wysiłki licznych badaczy skierowane są ku zbudowaniu elektrodynamiki kwantowej. Usuwa ona

niektóre trudności napotymane przy wyjaśnianiu wzajemnych oddziaływań pomiędzy cząstkami i polem, ale opłaca te wyniki daleko posuniętą formalizacją i komplikacją swego aparatu matematycznego. Wielu najwybitniejszych fizyków uważa jej stan obecny za fazę przejściową i oczekuje w przyszłości jakiegoś zasadniczego przeobrażenia naszych poglądów na podstawy teorii materii.

* * *

Streszczenie powyższe nie mogło oczywiście oddać żywego stylu omawianego artykułu, jak również wielu interesujących uwag, licznych pobudzających do dyskusji i przemyślenia sformułowań i wywodów; musiały one zniknąć w streszczeniu. Można jednak żałować, że elektrodynamice kwantowej poświęcili autorzy jedynie wzmiankę. Wprawdzie przystępne, nie „fachowe” przedstawienie jej problematyki jest bardzo trudne i raczej mało pojętne dla badacza-teoretyka, niewątpliwie jednak w interesie czytelników nie-specjalistów warto było pokusić się o to.

Na zakończenie dorzucimy parę uwag precyzujących niektóre punkty poruszone w artykule.

Przede wszystkim warto zwrócić uwagę na to, że w nurcie mechanistycznym można wyróżnić kilka odmian, zgodnych wprawdzie w pewnych założeniach podstawowych, nieraz jednak wyraźnie antagonistycznych w innych równie zasadniczych sprawach. Postacią najbardziej prymitywną, ale może najczystsza, są poglądy atomistów starożytnych, głównie Demokryta. Atomy, pozbawione wszelkich jakości wewnętrznych i wszelkich sił działających w dal, są obdarzone tylko cechami geometrycznymi. Oddziałują na siebie wyłącznie przy zetknięciu i zderzeniu, na podobieństwo makroskopowych ciał sztywnych. Już Epikur oddalił się od tego najprostszego obrazu: atomy jego mogły w niewytlumaczony

¹⁾ Prof. L. Infeld. (Przyp. rec.).

sposób zbaczać ze swych dróg (jak gdyby się przyciągały? — czyni mu z tego zarzut Newton).

Druga odmiana nurtu — to fizyka kartezjańska. Otóż wzmianka autorów o Kartezjuszu (str. 47) mogłaby nasunąć mniemanie, że jego doktryna nie była blisko związana z nurtem mechanistycznym. Byłby to sąd niesłuszny. Niewątpliwie Descartes nie był atomistą, nie uznawał istnienia próżni; jego materia, nieskończenie podzielna, wypełniała przestrzeń, za jedyny atrybut mając rozciągłość. Wszystko to przypomina nasz nurt *polowy*¹⁾. Jednakże Descartes był skrajnym mechanistą jeśli chodzi o wzajemne oddziaływania części materii: odbywają się one z wyłączeniem wszelkich sił działających z odległości za pośrednictwem mechanicznie traktowanych uderzeń i ciśnień. Jest to — włączając przyrodę ożywioną — typowy świat-maszyna. Zresztą inaczej być nie mogło. Descartes, Huyghens²⁾ i inni musieli być wówczas mechanistami. Porzucić „mechanizm“ — oznaczało powrócić do arystotelizmu z jego jakościami ukrytymi i przyczynami celowymi. Teorię Descartesa można by scharakteryzować jako „ciągłościową“ odmianę nurtu mechanistycznego, niewątpliwie noszącą w sobie załączki pojęć *polowych*.

Trzeci typ obrazu mechanistycznego — to poglądy *po-newtonowskie*: świat złożony z cząstek, między którymi działają na odległość siły. Wiadomo, że poglądy te spotykały się już w końcu XVII w. z ostrą krytyką ze strony kartezjanów: ich zdaniem wprowadzenie siły ciężenia jako pewnej „wrodzonej“

cechy materii jest godnym potępienia nawrotem do perypatetyzmu, z jedną przynajmniej „jakością ukrytą“. Wiadomo także, iż sam Newton odzeganiał się (i to nieraz ostro) od hipotezy „wrodzonej“ ciałom siły ciężenia, przeskakującej przez próżnię na inne ciała. Takie ujęcie propagowali jego uczniowie. Stopniowo, wraz ze zmierzchem kartezjanizmu, przyzwyczajano się do tych poglądów i oto mamy mechanistyczny obraz świata typu Laplace'a, tak żywo przedstawiony przez autorów. Widać z artykułu, że w zasadzie używają oni terminu „obraz mechanistyczny“ w tym znaczeniu węższym, odpowiadającym najlepiej poglądom *po-newtonowskim*: cząstki, próżnia, siły centralne. Dlatego też autorzy piszą: „Gdybyśmy przyjęli teorię Huyghensa o świetle jako zjawisku falowym, musielibyśmy założyć, że fale świetlne nie są zjawiskiem mechanicznym, gdyż w próżni nie ma cząstek“. Otóż oczywiście Huyghens uważał swe impulsy świetlne za zjawiska najczystszej mechaniczne, bo — jako zbliżony do kartezjanizmu — o innych w ogóle nie chciałby słyszeć! Eter był dla Huyghensa tak dobrą materią, jak każda inna: zastanawiał się przecież nawet nad wewnętrzną strukturą cząstek eteru...

Wreszcie czwarta odmiana nurtu mechanistycznego, mająca wiele cech wspólnych z poglądami Huyghensa, to wczesne XIX-wieczne teorie eteru sprężystego. Wiemy, ile to dyskusji toczono na temat gęstości eteru! Zapewne, dziwne właściwości tego środowiska musiały np. Fresnelowi sprawiać wiele kłopotu. Jednakże w związku z zagadnieniem poprzeczności fal świetlnych powiada, że zanim poddał swą hipotezę pod sąd fizyków, starał się przekonać o tym, że nie przeczy ona zasadom mechaniki.

Nie koniec na tym. Nurt mechanistyczny był tak żywotny, że wdierała się daleko, aż pod koniec XIX wieku, w poglądy najwybitniejszych przedstawi-

¹⁾ Jeśli chodzi o zaprzeczenie atomów i próżni a obronę kontinuum, to za dalekiego przodka „*polowców*“ można by uważać nawet Arystotelesa.

²⁾ W *Traité de la lumière Huyghens* powiada: „W prawdziwej filozofii pojmuję się przyczynę wszystkich skutków przyrodniczych przy pomocy metod mechaniki. Moim zdaniem trzeba tak postępować, jeśli nie chce się zrezygnować z wszelkiej nadziei zrozumienia czegokolwiek w fizyce“.

cieli nurtu „polowego“. Przypomnijmy sobie wytrwale „modelarstwo“ Faradaya, Maxwella, Kelvina, Lodge'a, maszynki ilustrujące zjawiska w eterze (i to elektromagnetycznym)! Choć nie można ich wszystkich zaliczać po prostu do mechanistów, to jednak faktem jest, że badacze ci z nurtem tym byli związani niezmiernie silnie. Mechanizm kruszy się prawie nagle i ostatecznie dopiero wtedy, gdy trzeba było stanowczo porzucić próby wyjaśnienia całej przyrody na gruncie praw mechaniki klasycznej, gdy się okazało, że „eter“ nie może służyć za układ odniesienia, jakby to czynił wszelki ośrodek „zwykły“. Toteż słusznie uważają autorzy dopiero teorię względności za cios decydujący dla mechanizmu. Oczywiście też słusznie piszą, że wykry-

cie sił niecentralnych ciosem takim nie było. Pamiętamy, jak gorliwie i starannie dopasowywali do typu newtonowskiego swe „prawa elementarne“ działania prądów np. Ampère i Weber. Zapewne jednak możliwości naruszenia III zasady dynamiki musiały być dla poglądów mechanistycznych dawniejszego typu niepokojącym ostrzeżeniem.

* * *

Kończąc te przydługie uwagi pragnęlibyśmy wyrazić nadzieję, że artykuł profesorów Infelda i Sosnowskiego jest zapoczątkowaniem szeregu dyskusji fizyków polskich, które — we własnym i oryginalnym ujęciu — oświetliłyby zagadnienia z pogranicza fizyki i filozofii, o jakich wspomniano na wstępie.

W. Kapuściński

Polska Akademia Nauk

W dniu 5 lipca odbyło się pierwsze plenarne zebranie Polskiej Akademii Nauk. Przedmiotem zebrania było przedyskutowanie planu badań naukowych.

Pierwsze naukowe posiedzenie Wydziału III Polskiej Akademii Nauk odbyło się w dniu 22 września. Na posiedzeniu tym zostały przedstawione następujące prace:

(1) Akademię L. Infeld — „O zastosowaniu metody aproksymacji do elektrodynamiki Diraca“.

(2) J. Werle — „Zastosowanie metody aproksymacji do zagadnień kwantowych“ (ref. Akademię L. Infeld).

(3) Akademię S. Pieńkowski — „Promieniotwórczość grupy polskich fosforytów“.

(4) K. Rosiński — „Gaszenie termiczne fluorescencji roztworów biacenu“ (referuje Akademię S. Pieńkowski).

(5) J. A. Janik — „Rozpraszanie termiczne neutronów przez ciecze. Doświadczenia z CH_3OH oraz z CH_3J “ (referuje Akademię H. Niewodniczański).

(6) A. Z. Hryniewicz — „O odstępstwach od przewidzianej teoretycznie zależności przekroju czynnego na tworzenie par elektronowych od liczby atomowej Z“ (referuje Akademię H. Niewodniczański).

(7) M. D. Kunisz — „Wyznaczanie stosunków natężeń linii tripletu złożonego 2^3P — 3^3D w widmie ZnI “ (referuje Akademię H. Niewodniczański).

(8) Akademię W. Świątosławski — „Klasyfikacja azeotropów ujemnych“.

(9) Akademię W. Świątosławski — „Azeotropy trójskładnikowe dodatnio-ujemne“.

(10) Akademię W. Świątosławski — „Metodyka oznaczania składu i temperatury wrzenia azeotropów trójskładnikowych dodatnio-ujemnych“.

Nagroda Państwowa

Dnia 22 lipca br. została przyznana Nagroda Państwowa III stopnia zespołowi fizyków z Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, złożonemu z prof. dra M. Mięsowicza, dra J. Massalskiego, dra L. Jurkiewicza i dra J. Gieruli, za badania nad przenikliwą składową promieniowania kosmicznego.

Zmarli Fizycy

W roku bieżącym zmarli wybitni fizycy:

23 stycznia — J. I. Frenkiel,

4 marca — F. Ehrenhaft,

28 maja — H. A. Kramers.

Obszerniejsze wspomnienia ukazały się w jednym z najbliższych zeszytów.

Nagrody Stalinowskie

Nagrody Stalinowskie za prace z dziedziny fizyki i nauk pokrewnych otrzymali w bieżącym roku:

S. I. Wawilow (pośmiertnie) — za pracę „Mikrostruktura światła“ i za książkę popularno-naukową „Okno i słońce“.

Prof. D. I. Błochincew — za podręcznik „Podstawy mechaniki kwantowej“.

N. W. Biełow, członek korespondent Akademii Nauk ZSRR — za badania z dziedziny krystalografii strukturalnej.

Zespół pracowników Instytutu Fizycznego Akademii Nauk ZSRR: W. L. Lewszin, W. W. Antonow-Romanowski, Z. L. Morgensztern, Z. A. Trapeznikowa — za badania nad nowymi układami świecącymi i za opracowanie ich teorii.

E. A. Kiryłow, profesor Państwowego Uniwersytetu Odeskiego — za badania nad subtelną budową widma pochłaniania haloidków srebra.

E. L. Andronikaszwili, członek korespondent Akademii Nauk Gruzjińskiej SSR — za badania doświadczalne nad właściwościami helu II.

B. N. Cwietkow, profesor Państwowego Uniwersytetu Leningradzkiego — za badania nad budową i właściwościami substancji wielocząsteczkowych.

III Ogólnopolska Konferencja Fizyków

Tegoroczna Ogólnopolska Konferencja Fizyków odbyła się w dniach od 1 do 14 września w Spale. Konferencja została zwołana przez Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego. Z inicjatywy wiceministra E. Krassowskiej odbyło się zebranie organizacyjne z udziałem dyr. W. Bujakowej, prof. L. Infelda, prof. S. Mazura, prof. S. Pieńkowskiego, prof. B. Burasa, prof. L. Sosnowskiego, dyr. A. Lecha, mgr. P. Jaszczyna i mgr. Z. Kopcia. Na zebraniu tym przedyskutowano charakter konferencji, odbiegający od charakteru poprzednich letnich konferencji fizyków w Kuźnicach i w Otwocku. Zostało ustalone, że celem konferencji będzie przede wszystkim wymiana myśli i poglądów czynnych pracowników naukowych na aktualne zagadnienia fizyki. Prace przygotowawcze powierzono Komitetowi Organizacyjnemu, do którego weszli: prof. B. Buras, prof. L. Infeld, mgr. P. Jaszczyn, prof. S. Pieńkowski i prof. L. Sosnowski. Zasadniczymi

tematami konferencji były: (1) zagadnienia podstawowych pojęć fizyki, (2) fizyka jądra atomowego, (3) fizyka ciała stałego, (4) kwantowe teorie pola. Każdemu z wyżej wymienionych tematów poświęcono po trzy dni prac konferencji.

Konferencją kierowali: prof. dr S. Szczeniowski, jako przewodniczący, i mgr K. Majewski jako wiceprzewodniczący Sekcji Zagadnień Podstawowych, prof. dr A. Sołtan jako przewodniczący i prof. dr H. Niewodniczański jako wiceprzewodniczący Sekcji Fizyki Jądra Atomowego, prof. dr L. Sosnowski jako przewodniczący i prof. mgr B. Buras jako wiceprzewodniczący Sekcji Fizyki Ciała Stałego oraz prof. dr L. Infeld jako przewodniczący i prof. dr J. Rayski jako wiceprzewodniczący Sekcji Kwantowych Teorii Pola. Ogólne kierownictwo spoczywało w rękach prof. dra L. Infelda.

W konferencji wzięli udział trzej fizycy radzieccy: wybitny teoretyk prof. W. A. Fock, członek rzeczywisty Akademii Nauk ZSRR, prof. N. W. Biełow, członek korespondent Akademii Nauk ZSRR i prof. R. A. Czencow. Szczególne zainteresowanie wzbudził referat prof. Focka — „Krytyka poglądów Bohra na mechanikę kwantową“, na który spoza konferencji przybyło szereg osób z Ministrem Szkolnictwa Wyższego na czele.

Program konferencji obejmował następujące wykłady:

- W Sekcji Podstawowych Pojęć Fizyki
1. Akademi W. A. Fock (Leningrad) — „Krytyka poglądów Bohra na mechanikę kwantową“
 2. mgr Z. Kopeć (Warszawa) — „Poglądy Błochincewa na interpretację mechaniki kwantowej“.
 3. mgr J. Łopuszański (Wrocław) — „Zagadnienie odwracalności zjawisk fizycznych oraz interpretacja II zasady termodynamiki (na podstawie prac Dawydowa)“

4. mgr J. Plebański (Warszawa) — „O interpretacji mechaniki kwantowej według Bohma“

5. prof. dr R. S. Ingarden (Wrocław) — „O pracach Fenyesa“
W Sekcji Fizyki Jądra Atomowego:

1. mgr J. Werle (Warszawa) — „Obecny stan teorii sił jądrowych“

2. dr A. Hrynkiewicz (Kraków) — „Paramagnetyczny rezonans jądrowy“

3. prof. dr J. Pniewski (Warszawa) — „Nowe hipotezy modelowe“.
W Sekcji Fizyki Ciała Stałego:

1. prof. N. W. Biełow (Moskwa) — „O strukturze krzemianów“

2. prof. dr L. Sosnowski (Warszawa) — „Aktualne zagadnienia fizyki półprzewodników“

3. mgr Z. Kopeć (Warszawa) — „O nowych pracach na temat tranzystorów“

4. prof. dr W. Ścisłowski (Warszawa) — „Obecny stan teorii F-centrów“

5. prof. dr A. Piekara (Gdańsk) — „O teorii zjawisk ferroelektrycznych“.
W Sekcji Teorii Pola:

1. Akademięk W. A. Fock (Leningrad) — „O równaniach ruchu w ogólnej teorii grawitacji Einsteina“

2. prof. dr L. Infeld (Warszawa) — „O rozwoju elektrodynamiki klasycznej w ostatnim okresie“

3. prof. dr J. Rąyski (Toruń) — „Nowe wyniki w dziedzinie elektrodynamiki kwantowej“

4. prof. dr J. Weysenhoff (Kraków) — „O roli długości elementarnej“

5. prof. dr R. S. Ingarden (Wrocław) — „Teorie pięciowymiarowe“.

Prócz tego został wygłoszony przez prof. R. A. Czencowa (Moskwa) wykład: „O nadciężkości helu“.

Poza wykładami odbywały się we wszystkich Sekcjach seminaria, na których wygłoszono szereg referatów. Zarówno wykłady jak i referaty seminaryjne były przedmiotem bardzo ożywionych dyskusji.

W konferencji wzięło udział 105 osób.

Konferencja w sprawie źródeł promieniowania rentgenowskiego

W Państwowym Uniwersytecie Charkowskim im. M. Gorkiego odbyła się konferencja poświęcona silnym źródłom monochromatycznego promieniowania rentgenowskiego, zwołana przez Komisję Rentgenografii przy Wydziale Nauk Fizyczno-Matematycznych Akademii Nauk ZSSR. W konferencji wzięło udział ponad dziewięćdziesięciu delegatów reprezentujących instytucje naukowe i laboratoria fabryczne Moskwy, Leningradu, Charkowa, Dniepropietrowska, Woroneża, Żdanowa i innych miast ZSRR.

Na konferencji demonstrowano wysoce udoskonalone typy lamp rentgenowskich z płamkami ogniskowymi bardzo małych rozmiarów i o wielkim natężeniu promieniowania, co pozwala na znaczne skrócenie czasów ekspozycji.

Konferencja w Kopenhadze

W Instytucie Fizyki Teoretycznej w Kopenhadze odbyła się w dniach 3—17 czerwca konferencja zwołana pod egidą Rady Przedstawicieli Państw Europejskich do Organizowania Europejskiego Laboratorium i Opracowania innych Form Współpracy w Fizyce Jądra Atomowego. Celem konferencji było dokonanie przeglądu aktualnych zagadnień fizyki jądrowej i przedyskutowanie najnowszych postępów w tej dziedzinie, tak aby wyniki obrad mogły służyć Radzie jako materiał do opracowania planu prac.

Wygłoszono 32 referaty i przeprowadzono nad nimi dyskusje. W konferencji wzięli udział: N. Bohr, W. Heisenberg, C. F. Powell, L. Rosenfeld, C. Moeller i wielu innych.

Międzynarodowa Komisja Spektroskopii

We wrześniu odbyło się w Rzymie zebranie Międzynarodowej Komisji Spektroskopii, w której współpracują fizycy i astrofizycy. Członkiem tej Komisji, delegowanym do niej z ramienia Między-

narodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, jest prof. dr S. Pieńkowski.

Konferencja astrofizyków

W dniach 19—22 września odbyła się konferencja zorganizowana przez Instytut Astrofizyki Uniwersytetu w Liège. Głównym tematem konferencji była fizyka komet.

Kongres w Konstantynopolu

VIII Międzynarodowy Kongres Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej oraz posiedzenie Międzynarodowej Unii Mechaniki odbyły się w Konstantynopolu w dniach od 20 do 28 sierpnia.

Konferencja na temat promieniotwórczości β i γ

W dniach od 1 do 6 września br. odbyła się w Amsterdamie konferencja międzynarodowa poświęcona zjawiskom promieniotwórczości β i γ . Konferencja była zorganizowana przez Holenderskie Towarzystwo Fizyczne z pomocą Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Przewodniczył prof. G. J. Sizoo. Wygłoszone referaty ukażą się w specjalnym numerze czasopisma *Physica*.

Międzynarodowe Kolokwium Spektroskopii Przemysłowej

Trzecie Międzynarodowe Kolokwium Spektroskopii Przemysłowej odbyło się w High Leigh, Hoddesdon (Anglia) od 1 do 3 września br. Przedmiotem konferencji było dokonanie przeglądu postępów i osiągnięć spektroskopii rozpatrywanych z punktu widzenia zastosowań. Wygłoszono również szereg referatów na temat widm emisyjnych i absorpcyjnych oraz metod rejestracji widm.

Konferencja w Sztokholmie: „Przyrządy i pomiary”

Królewska Szwedzka Akademia Nauk Technicznych wspólnie z Towarzystwem

Fizyki Technicznej urządziła w dniach 22—25 września w Sztokholmie konferencję poświęconą zagadnieniom techniki pomiarowej. Obrady odbywały się w pięciu sekcjach: metod pomiarowych w chemii fizycznej, mechanicznych metod pomiarowych i metrologii, metod pomiarowych i kontroli w przemyśle, metod pomiarowych w fizyce jądrowej i promieniotwórczości, innych metod pomiarowych. Wystawa przyrządów naukowych i urządzeń laboratoryjnych otwarta była w dniach od 23 do 30 września.

Przemianowanie katedr

Zarządzeniem ministra Szkolnictwa Wyższego z dnia 15 maja br. przemianowuje się następujące katedry wraz z połączonymi z nimi zakładami naukowymi:

Na Uniwersytecie Warszawskim

— katedrę fizyki teoretycznej I — na katedrę termodynamiki i mechaniki,

— katedrę fizyki teoretycznej II — na katedrę elektrodynamiki i teorii względności,

— katedrę fizyki teoretycznej III — na katedrę optyki i mechaniki,

— katedrę geofizyki I — na katedrę fizyki litosfery,

— katedrę geofizyki II — na katedrę fizyki atmosfery;

— katedry fizyki doświadczalnej I oraz fizyki doświadczalnej II, wraz z połączonymi z nimi zakładami naukowymi, łączy się w katedrę fizyki doświadczalnej wraz z połączonym z nią zakładem naukowym.

Na Uniwersytecie Jagiellońskim

łączy się następujące katedry, wraz z połączonymi z nimi zakładami naukowymi:

— katedry fizyki doświadczalnej I oraz fizyki doświadczalnej II — w katedrę fizyki doświadczalnej wraz z połączonym z nią zakładem naukowym,

— katedry mechaniki teoretycznej oraz fizyki teoretycznej — w katedrę fizyki teoretycznej wraz z połączonymi z nią

zakładami naukowymi: fizyki teoretycznej oraz mechaniki teoretycznej.

Na Uniwersytecie Wrocławskim im. Bolesława Bieruta łączy się katedry fizyki doświadczalnej I, fizyki doświadczalnej II oraz fizyki doświadczalnej III, wraz z połączonymi z nimi zakładami naukowymi, w katedrę fizyki doświadczalnej wraz z połączonym z nią zakładem naukowym.

Na Uniwersytecie Poznańskim tworzy się zakład naukowy akustyki i teorii drgań przy katedrze fizyki teoretycznej.

Na Uniwersytecie Łódzkim

— przemianowuje się katedrę fizyki teoretycznej I wraz z połączonym z nią zakładem naukowym na katedrę fizyki teoretycznej,

— łączy się katedrę fizyki eksperymentalnej I oraz katedrę fizyki eksperymentalnej II, wraz z połączonymi z nimi zakładami naukowymi, w katedrę fizyki doświadczalnej wraz z połączonym z nią zakładem naukowym,

— łączy się katedry mechaniki oraz fizyki teoretycznej, wraz z połączonymi z nimi zakładami naukowymi, w katedrę fizyki teoretycznej wraz z połączonym z nią zakładem naukowym.

Instytuty Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Zarządzeniem ministra Szkolnictwa Wyższego z dn. 15 maja br zostały utworzone na Uniwersytecie Warszawskim: Instytut Fizyki Doświadczalnej i Instytut Fizyki Teoretycznej.

Instytut Fizyki Doświadczalnej obejmuje katedry: fizyki doświadczalnej, atomistyki oraz elektroniki i radiologii. Kierownikiem Instytutu jest prof. dr S. Pieńkowski.

Instytut Fizyki Teoretycznej obejmuje katedry: termodynamiki i mechaniki, elektrodynamicznej i teorii względności oraz optyki i mechaniki. Kierownikiem Instytutu jest prof. dr L. Infeld.

Są to jedyne Instytuty Fizyki w Polsce.

Zespoły katedr

Zarządzeniem ministra Szkolnictwa Wyższego z dnia 15 maja br. łączy się niżej wymienione katedry wraz z połączonymi z nimi zakładami naukowymi w następujące zespoły:

Na Uniwersytecie Warszawskim: Zespół Katedr Geofizyki składający się z katedry fizyki litosfery oraz katedry fizyki atmosfery.

Na Uniwersytecie Jagiellońskim: Zespół Katedr Fizyki składający się z katedry fizyki doświadczalnej oraz katedry fizyki teoretycznej.

Na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej: Zespół Katedr Fizyki składający się z katedry fizyki doświadczalnej oraz katedry fizyki teoretycznej.

Na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika: Zespół Katedr Fizyki składający się z katedry fizyki doświadczalnej oraz katedry fizyki teoretycznej.

Katedra Fizyki w Szkole Inżynierskiej w Poznaniu

Zarządzeniem ministra Szkolnictwa Wyższego z dnia 12 sierpnia br. została utworzona na Wydziale Budownictwa w Szkole Inżynierskiej w Poznaniu katedra fizyki.

Zmiany w obsadzie katedr

Prof. dr S. Szczeniowski objął katedrę fizyki teoretycznej w Uniwersytecie Poznańskim.

Katedrę zespołową fizyki doświadczalnej w Uniwersytecie Poznańskim objęli: prof. dr A. Piekara w charakterze kierownika katedry i prof. dr S. Loria.

Prof. dr J. Rzewuski z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika przechodzi na katedrę fizyki teoretycznej w Uniwersytecie Wrocławskim im. Bolesława Bieruta.

Na zastępcę profesora fizyki doświadczalnej w Uniwersytecie Wrocławskim im. Bolesława Bieruta został powołany dr B. Makiej z Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Na zastępcę profesora fizyki doświadczalnej w Uniwersytecie Mikołaja Kopernika został powołany dr W. Mościcki z Uniwersytetu Poznańskiego.

Dr W. Ścisłowski z Uniwersytetu Warszawskiego objął katedrę fizyki w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Warszawie.

Dr W. Łaniecki z Politechniki Warszawskiej został powołany na zastępcę profesora fizyki w Politechnice Śląskiej.

Przyjęcia na I rok studiów fizyki

Na poszczególnych uniwersytetach przyjęto na rok akademicki 1952/53, jako na pierwszy rok studiów, następujące liczby studentów fizyki:

Warszawa 54 (50—75).

Kraków 57 (55).

Poznań 28 (25).

Wrocław 28 (20—43).

Toruń 30 (30).

Łódź 22 (25).

Lublin 26 (30).

Liczby w nawiasach oznaczają wyznaczone kontyngenty:

Kursy magisterskie

Poczynając od bieżącego roku akademickiego studia II-go stopnia fizyki teoretycznej i geofizyki prowadzone mają być jedynie w Uniwersytecie Warszawskim, a studia II-go stopnia fizyki doświadczalnej jedynie w Uniwersytetach Warszawskim i Jagiellońskim.

W Uniwersytecie Warszawskim przyjęto na kurs fizyki doświadczalnej 9 studentów, na kurs fizyki teoretycznej — 14, na kurs geofizyki 6. W Uniwersytecie Jagiellońskim przyjęto na kurs fizyki doświadczalnej 13 studentów.

Zjazd Fizyków Polskich

W grudniu br. odbędzie się w Poznaniu XIV Zjazd Fizyków Polskich. Dokładny termin oraz tematykę Zjazdu ustali Zarząd Główny PTF wraz z Za-

rzędem Oddziału Poznańskiego. Organizacją Zjazdu zajmuje się Komitet Zjazdowy pod przewodnictwem prof. dr S. Szczeniowskiego.

Oddział Poznański PTF

Już po zamknięciu zeszytu 3 Redakcja otrzymała sprawozdanie z działalności Oddziału Poznańskiego w I półroczu br., które niżej podajemy:

Dnia 19 stycznia br. Walne Zebranie Oddziału dokonało wyboru nowego Zarządu w składzie: prof. dr S. Loria (Przewodniczący), Prof. dr S. Szczeniowski (Zastępca Przewodniczącego), mgr J. Grycza (Sekretarz), mgr F. Lipiński (Skarbnik), prof. dr M. Węgrzynowicz (członek Zarządu).

Na posiedzeniach naukowych Oddziału zostały wygłoszone następujące referaty:

1. prof. dr S. Loria — „Metody i wyniki ostatniej rewizji stałych fizyki atomu“ (wg oryginalnego raportu opracowanego przez J. W. M. Du Monda i E. R. Cohena dla Komitetu Stałych Fizycznych),

2. dr W. Mościcki — „Mezony w promieniowaniu kosmicznym a sprawa waritronów“,

3. dr W. Mościcki — „Zespołowy licznik koincydencyjny konstrukcji mgr J. Józwiaka“,

4. prof. dr J. Roliński — „Najnowsze prace o świetlnej jednostce długości“,

5. prof. dr A. Piekara — „Własności ferroelektryczne tytanianu baru“,

6. dr J. Jasnorzewski — „Interferencyjne pomiary długości metodą reszt ułamkowych“.

Walne Zebranie Oddziału uchwaliło wniosek zalecający podjęcie współpracy z W. O. D. K. nauczycieli szkół średnich i zawodowych. W ramach tej akcji wygłoszono dwa i przygotowano cztery specjalne referaty informacyjne z różnych dziedzin fizyki.

Gośćmi Oddziału byli: prof. dr A. Piekara (Gdańsk), prof. dr J. Roliński (Warszawa) i dr J. Jasnorzewski (Warszawa).

Prace w druku

J. Dąbrowski — Korelacja kierunkowa przy potrójnej emisji kaskadowej (w druku — Acta Phys. Polonica).

A. Z. Hrynkiewicz — O zależności przekroju czynnego na tworzenie par elektronowych przez promienie od liczby atomowej Z (w druku — Acta Phys. Polonica)

J. A. Janik — Sprawdzenie istnienia dwóch grup OH w drobinie H_2SO_4 przez doświadczenia nad rozpraszaniem termicznych neutronów (w druku — Acta Phys. Polonica)

J. A. Janik — Rozpraszanie termicznych neutronów przez ciecze. Doświadczenia z CH_3J i CH_3OH (w druku — Acta Phys. Polonica).

Książki z dziedziny fizyki i nauk pokrewnych

W r. 1952 ukazały się m. in. następujące książki z dziedziny fizyki i z dziedzin zbliżonych do fizyki:

Bakuszynskij W. — Organizacja prac laboratoryjnych w szkole ogólnokształcącej (przełożył z rosyjskiego J. Ulam). Warszawa 1952, „Nasza Księgarnia“, s. 162.

Brodskij S. — Chemia fizyczna Tom I, Warszawa 1952, PWN.

Buchholtz J. i Leyko J. — Mechanika Ogólna Cz. II: Kinematyka. Łódź 1952, PWN, s. 229 (skrypt).

Buras B. i Ehrenfeucht J. — Fizyka dla klasy X. Warszawa 1952 PZWS, s. 396.

Dmochowski E. — Fizyka Doświadczalna Cz. VI: Ruch Falowy i Akustyka. Łódź 1952, PWN, s. 79 (skrypt).

Dorabalska A. — Promieniotwórczość naturalna pierwiastków chemicznych. Warszawa 1952, PZWS, s. 216 („Chemia Współczesna“ — wydawnictwo PTCh).

Fotyma Cz. i Ścisłowski Cz. — Fizyka dla klasy VIII. Warszawa 1952, PZWS, s. 380.

Fotyma Cz. i Ścisłowski Cz. — Fizyka dla klasy VII. Warszawa 1952 PZWS, s. 188.

Halaunbrenner J. — Ćwiczenia praktyczne z fizyki — wydanie 2 rozszerzone. Kraków 1952 PWN, s. 162 (skrypt).

Hydroakustyka — Podręcznik. Warszawa 1952, wydawnictwo MON, s. 181.

Ostrowski K. — Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki. Kraków 1952, PWN, s. 93 (skrypt).

Rubinowicz W. — Wykład mechaniki punktów materialnych i ciał sztywnego. Opracował W. Królikowski. Wydanie 2 poprawione i uzupełnione. Warszawa 1952 PWN, s. 224 nlb. 2 (skrypt)

Sołtan A. — Mechanika Część I (konspekt wykładów prowadzonych w roku akad. 1951/2 na I roku Wydziału Elektrycznego Politechniki Łódzkiej) opracowała J. Juraszyńska. Łódź 1952, PWN, s. 104 (skrypt).

Sołtan A. — Fizyka. Elektryczność i magnetyzm (konspekt wykładów prowadzonych w roku akademickim 1951/2 na I roku Wydziału Elektrycznego Politechniki Łódzkiej) opracowała J. Mońko, Łódź 1952, PWN, s. 205 (skrypt).

Suchoruki W. — Uzbrojone oko. (przełożył z rosyjskiego Z. Karliński). Warszawa 1952, wydawnictwo MON, s. 139. (Biblioteka Żołnierza. Seria II popularno-naukowa — „Poznaj Świat“).

Szifrina E. i Andrejew J. — Dziwy w atmosferze (przełożył z rosyjskiego R. Molski). Warszawa 1952, „Książka i Wiedza“, s. 77.

Twarowska B. — Elektron w świecie atomów. Warszawa 1952, „Czytelnik“, s. 61. (Wiedza Powszechna. Wydawnictwo popularno-naukowe).

Wawilow S. I. — Izaak Newton. (przełożył z rosyjskiego J. Guranowski. Przejrzał i poprawił J. Ehrenfeucht). Warszawa 1952, „Czytelnik“, s. 245 nlb. 1.

Wiśniewski F. J. — Zarys mechaniki teoretycznej. Część I. Łódź 1952 PWN, s. 167 (skrypt).

Wyrzykowski R. — Dźwięki i ultradźwięki. Warszawa 1952 „Książka i Wiedza“, s. 109.

Zonn W. — Zagadnienia współczesnej kosmogonii — o pochodzeniu i ewolucji gwiazd w galaktykach spiralnych. Warszawa 1952, PZWS, s. 103.

Zeszyt 4—6 tomu II Postępów fizyki

Ukazał się zaległy zeszyt 4—6 tomu II Postępów Fizyki. Zeszyt ten zawiera następujące artykuły: L. Infeld — „Metoda faktoryzacji a teoria kwantów“, W. Mościcki — „Mezony“ (ciąg dalszy), M. Kwiek — „Współczesne poglądy na dynamikę obiegu krwi (hemodynamika)“.

Spis treści

	Str.
<i>K. Gostkowski</i> — Pamięci prof. dra inż Tadeusza Malarskiego	401
<i>Z. Wilhelmi</i> — Neutron — cząstka promieniotwórcza	407
<i>T. Kopcewicz</i> — O budowie najwyższych warstw atmosfery Ziemi na podstawie pomiarów jonosfery	419
<i>B. Buras</i> — Krytyczna analiza teorii pasmowej ciała stałego	437
<i>T. Olczak</i> — Współczesne badania ziemskiego pola ciężkości	453
<i>A. Hrynkiewicz</i> — Pozyt—izotop wodoru o liczbie masowej zero	481
<i>J. Pniewski</i> — Współczesny stan zaszeregowania ciężkich pierwiastków promieniotwórczych w cztery rodziny	493
<i>S. Zmysłowska</i> — Zawartość trytu w atmosferze	505
Recenzje:	
<i>D. Iwanienko</i> i <i>A. Sokolow</i> — Klasyczna teoria pola (<i>J. Plebański</i>)	507
<i>W. Łaniecki</i> — Półprzewodniki (<i>W. M. Ściśłowski</i>)	508
<i>T. Miłobędzki</i> — Szkoła analizy ilościowej* (<i>M. Nowakowska-Hurwic</i>)	509
<i>L. Infeld</i> i <i>L. Sosnowski</i> — O rozwoju pojęcia materii w fizyce (<i>W. Ka-puściński</i>)	517
Kronika	517

Treść tomu III

Zeszyt 1

Od Polskiego Towarzystwa Fizycznego	3
W. Rubinowicz — Promieniowanie multipolowe gamma a wyznaczanie spinów jądrowych	5
A. Piekara — Spektroskopia mikrofalowa	25
W. Zonn — O astronomii radiowej	59
Z. Kopeć — Warstwowa trioda krystaliczna (tranzistor)	84
A. Hrynkiewicz — O nowych pomiarach prędkości światła	103
Kronika	113

Zeszyt 2

W sześćdziesiątą rocznicę urodzin Prezydenta Bolesława Bieruta	133
S. Pieńkowski — Badania S. I. W a w i ł o w a nad mikrostrukturą światła	137
A. Soltan — Stany wzbudzone jąder atomowych	151
J. Rzewuski — Teoria F e y n m a n a	167
Z. Wilhelmi — Nowe badania nad nietrwałymi ciężkimi cząstkami materii	199
L. Natanson — Karbiony i reakcje karbionowe	213
K. Rosiński — Ugięcie elektronów biegnących pojedynczo	225
B. Buras — Wytyczne I Kongresu Nauki Polskiej w dziedzinie fizyki	229
Trzecie Wszeczwiązkowe Obrady Luminescencyjne w Moskwie	235
Recenzje:	
W. L. L e w s z i n: Fotoluminescencja żidkich i twiordych wieszczstw (W. Kapuściński)	245
Kronika	250
Od Redakcji: Uzupełnienie artykułu A. Piekary: — Spektroskopia mikrofalowa	260

Zeszyt 3

J. Roliński — Najnowsze prace nad świetlnym wzorcem długości	265
T. Kopcewicz — Stan aktualny badań nad składnikami najwyższych warstw atmosfery Ziemi	289
M. Mięslowicz — O zderzeniach nukleonów bardzo wysokich energii	313
W. Iwanowska — Fluorescencja w astronomii	349
O. Wołczek — Nowe prace nad samorzutnym rozszczepianiem się jąder aktywnoców	361
A. Jabłoński — Collegium Physicum UMK	371
J. Gierula — Komora dyfuzyjna do obserwacji torów cząstek jonizujących	379
Kronika	385

<i>K. Gostkowski</i> — Pamięci prof. dr inż. Tadeusza Malarskiego . . .	401
<i>Z. Wilhelmi</i> — Neutron — cząstka promieniotwórcza . . .	407
<i>T. Kopcewicz</i> — O budowie najwyższych warstw atmosfery Ziemi na podstawie pomiarów jonosfery . . .	419
<i>B. Buras</i> — Krytyczna analiza teorii pasmowej ciała stałego . . .	437
<i>T. Olczak</i> — Współczesne badania ziemskiego pola ciężkości . . .	553
<i>A. Hrynkiewicz</i> — Pozyt — izotop wodoru o liczbie masowej zero . . .	431
<i>J. Pniowski</i> — Współczesny stan zaszeregowania pierwiastków promieniotwórczych w cztery rodziny . . .	493
<i>S. Zmysłowska</i> — Zawartość trytu w atmosferze . . .	505
Recenzje:	
Iwanienko i Sokołow: „Klasyczna teoria pola“ (<i>J. Plebański</i>) . . .	507
W. Łaniecki: „Półprzewodniki“ (<i>W. M. Ścistowski</i>) . . .	509
T. Miłobędzki: „Szkoła analizy ilościowej“ (<i>M. Nowakowska-Hurwic</i>) . . .	509
L. Infeld i L. Sosnowski: „O rozwoju pojęcia materii w fizyce“ (<i>W. Kapuściński</i>) . . .	509
Kronika . . .	517

**Spis alfabetyczny artykułów
zamieszczonych w III tomie Postępów Fizyki
(wg autorów)**

<i>Buras B.</i> — Wytyczne I Kongresu Nauki Polskiej w dziedzinie fizyki . . .	229
<i>Buras B.</i> — Krytyczna analiza teorii pasmowej ciała stałego . . .	437
<i>Gierula J.</i> — Komora dyfuzyjna do obserwacji torów cząstek jonizujących . . .	379
<i>Gostkowski K.</i> — Pamięci prof. dr inż. Tadeusza Malarskiego . . .	461
<i>Hrynkiewicz A.</i> — O nowych pomiarach prędkości światła . . .	103
<i>Hrynkiewicz A.</i> — Pozyt — izotop wodoru o liczbie masowej zero . . .	481
<i>Iwanowska W.</i> — Fluorescencja w astronomii . . .	349
<i>Jabłoński A.</i> — Collegium Physicum UMK . . .	371
<i>Kapuściński W.</i> — Recenzja z książki: <i>W. L. Lewszin</i> — Fotoluminescencja żidkich i twiordych wieszczstw . . .	245
<i>Kapuściński W.</i> — Recenzja z artykułu: <i>L. Infeld i L. Sosnowski</i> O rozwoju pojęcia materii w fizyce . . .	509
<i>Kopcewicz T.</i> — Stan aktualny badań nad składnikami najwyższych warstw atmosfery Ziemi . . .	289
<i>Kopcewicz T.</i> — O budowie najwyższych warstw atmosfery Ziemi na podstawie pomiarów jonosfery . . .	419
<i>Kopeć Z.</i> — Warstwowa trioda krystaliczna (tranzistor) . . .	84
<i>Mięsowicz M.</i> — O zderzeniach nukleonów bardzo wysokich energii . . .	313
<i>Natanson L.</i> — Karbiony i reakcje karbionowe . . .	213
<i>Nowakowska-Hurwic M.</i> — Recenzja z książki: <i>Miłobędzki</i> — Szkoła analizy ilościowej . . .	504
<i>Olczak T.</i> — Współczesne badania ziemskiego pola ciężkości . . .	453
<i>Piekara A.</i> — Spektroskopia mikrofalowa . . .	25
<i>Pieńkowski S.</i> — Badania S. I. Wawilowa nad mikrostrukturą światła . . .	137

<i>Plebański J.</i> — Recenzja z książki: <i>Iwanienko i Sokołow</i> — Klasyczna teoria pola	507
<i>Pniewski J.</i> — Współczesny stan zaszeregowania pierwiastków promie- niotwórczych w cztery rodziny	493
<i>Roliński J.</i> — Najnowsze prace nad świetlnym wzorcem długości	265
<i>Rosiński K.</i> — Ugięcie elektronów biegnących pojedynczo	225
<i>Rubinowicz W.</i> — Promieniowanie multipolowe gamma a wyznaczenie spinów jądrowych	5
<i>Rzewuski J.</i> — Teoria <i>Feynmana</i>	167
<i>Ścistowski W.</i> — Recenzja z książki: <i>W. Łaniecki</i> — Półprzewodniki	509
<i>Sottan A.</i> — Stany wzbudzone jąder atomowych	151
<i>Wilhelmi Z.</i> — Nowe badania nad nietrwałymi ciężkimi cząstkami materii	199
<i>Wilhelmi Z.</i> — Neutron — cząstka promieniotwórcza	407
<i>Wołczek O.</i> — Nowe prace nad samorzutnym rozszczepianiem się jąder aktywnoców	361
<i>Zmysłowska S.</i> — Zawartość trytu w atmosferze	505
<i>Zonn W.</i> — O astronomii radiowej	59

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

ACTA MICROBIOLOGICA POLONICA (kwartalnik) *Zeszyt zł 6.—*

Czasopismo poświęcone zagadnieniom mikrobiologii teoretycznej, rolniczej i przemysłowej. Zamieszcza prace oryginalne oraz referaty przeglądowe. Umożliwia pracownikom naukowym i laboratoryjnym ogłaszanie wyników własnych. Ułatwia wymianę doświadczeń i osiągnięć naukowych krajowych oraz zagranicznych w dziedzinie mikrobiologii.

GEODEZJA I KARTOGRAFIA (kwartalnik) *Zeszyt zł 5.—*

Czasopismo publikujące prace naukowe z zakresu geodezji i kartografii. Bazę tematyczną czasopisma stanowią prace geodezyjne instytutów i zakładów naukowych wyższych uczelni technicznych oraz Geodezyjnego Instytutu Naukowo-Badawczego Gł. U. P. K. Czasopismo uwzględnia wymianę myśli naukowej w zakresie zbieżnych zagadnień z geologią, geofizyką i geografją.

KWARTALNIK INSTYTUTU POLSKO-RADZIECKIEGO *Zeszyt zł 5.—*

Czasopismo poświęcone rusycystyce polskiej, polsko-radzieckiej współpracy kulturalnej i naukowej, rozwojowi kultury i nauki narodów Związku Radzieckiego, kwestiom tradycji przyjaźni polsko-rosyjskiej i polsko-radzieckiej. Czasopismo ogłasza: artykuły naukowe, teksty dokumentów archiwalnych, informacje o radzieckich polonicach i polskich sowietcach oraz o zagadnieniach kultury i nauki radzieckiej a zwłaszcza o współpracy kulturalnej polsko-radzieckiej, zamieszcza przeglądy bibliograficzne oraz recenzje.

MYŚL FILOZOFICZNA (kwartalnik) *Zeszyt zł 10.—*

Czasopismo poświęcone zagadnieniom materializmu dialektycznego i historycznego, historii filozofii, postępowym tradycjom polskiej myśli filozoficzno-społecznej, filozofii przyrodoznawstwa, logice, etyce, estetyce oraz innym dziedzinom filozofii. Stoi na stanowisku konsekwentnego materializmu i stawia sobie za cel walkę z wszelkimi kierunkami reakcyjnej, idealistycznej filozofii i socjologii burżuazyjnej. Dąży do upowszechnienia filozofii marksistowsko-leninowskiej w najszerszych kręgach pracowników naukowych i działaczy społecznych wszystkich dziedzin.

PRZEGLĄD GEOGRAFICZNY (kwartalnik) *Zeszyt zł 5.—*

Czasopismo zawierające oryginalne artykuły naukowe ze wszystkich ośrodków geograficznych w Polsce z zakresu geografii fizycznej i ekonomicznej. Podaje kronikę ruchu geograficznego w Polsce i na świecie.

ŻYCIE NAUKI (miesięcznik) *Zeszyt zł 7.—*

Czasopismo dostarczające światu naukowemu gruntownych informacji o całości prac badawczych PAN, wyższych uczelni, poszczególnych instytutów, instytucji i placówek naukowych. Poświęca wiele uwagi zagadnieniom dydaktyki i organizacji szkół wyższych, jak również życiu społeczno-organizacyjnemu pracowników nauki. Uwzględnia problemowe zagadnienia teoretyczne, wskazuje kierunkowe rozwiązania w ramach poszczególnych dyscyplin, łączy je z praktyką dydaktyczną wyższych uczelni.

Do nabycia w księgarniach **DOMU KSIĄŻKI**. Wysyła za zaliczeniem Księgarnia Naukowa Domu Książki, Warszawa, Krak. Przedm. 7.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Zarząd

Przewodniczący	— Prof. Dr WOJCIECH RUBINOWICZ, czł. rzeczywisty PAN
Wiceprzewodniczący	— Prof. Dr STEFAN PIENKOWSKI, czł. rzeczywisty PAN
Sekretarz	— Mgr TADEUSZ SKALIŃSKI
Bibliotekarz	— Dr WŁODZIMIERZ SCISŁOWSKI
Skarbnik	— Prof. Dr ANDRZEJ SOLTAN, czł. koresp. PAN
Redaktorzy	— Prof. Dr STEFAN PIENKOWSKI, czł. rzeczywisty PAN Prof. Dr SZCZEPAN SZCZENIOWSKI Prof. Dr JAN WEYSSENHOFF

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Gdańsk	— Prof. Dr ARKADIUSZ PIEKARA
Gliwice	— Prof. Dr MARIAN PUCHALIK
Kraków	— Prof. Dr MARIAN MIĘSOWICZ
Lublin	— Prof. Dr STANISŁAW ZIEMECKI
Łódź	— Prof. Dr STANISŁAW SACHS
Poznań	— Prof. Dr STANISŁAW LORIA
Toruń	— Prof. Dr JAN RZEWUSKI
Warszawa	— Prof. Dr LEONARD SOSNOWSKI
Wrocław	— Prof. Dr JAN WESOŁOWSKI