

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XIII

ZESZYT 2

1962

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Andrzej Kisiel (Kraków)
Przemysław Zieliński (Warszawa)

Adres Redakcji: Kraków, Gołębia 13
tel. 267-45

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XIII, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1962

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1735 + 145 egz.	Rękopis dostarczono 3. II. 1962
Ark. wyd. 8 ark. druk. 7½	Podpisano do druku 15. V. 1962
Papier druk. sat. 70 g, kl. V	Druk ukończono w maju 1962
Zamówienie 83/62.	Cena zł 15.— N-20

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego. KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Grzegorz Białkowski

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego

Oddziaływania π - π

Oddziaływania między mezonami π są od pewnego czasu przedmiotem intensywnych badań. Jak szybki jest ich rozwój w ostatnich latach, może świadczyć choćby wykaz literatury zestawiony przy końcu tego artykułu. Zapewne ani w pięciu procentach nie mógłby on być napisany jeszcze przed dwoma — trzema laty.

Zainteresowanie, które skupia na sobie ten problem, można łatwo zrozumieć z punktu widzenia naszych ogólnych wyobrażeń o nukleonach, czy też ogólniej — barionach. W miarę rozwoju badań nad oddziaływaniem tych cząstek z innymi w obszarze wysokich energii coraz częściej napotykamy na coś, co można by nazwać ich strukturą. Strukturę tę kształtuje otaczająca „rdzeń“ cząstki chmura wirtualnych kwantów przenoszących (tak jak sobie to wyobrażamy na gruncie teorii perturbacyjnej) oddziaływanie jej z innymi cząstkami. Chmura ta składa się z kwantów wszystkich pól sprzężonych z daną cząstką, jednakże kwanty te nie są w niej rozmieszczone, żeby się tak wyrazić, z tymi samymi gęstościami. Na podstawie zasady nieoznaczoności możemy oczekiwać, że najdalej rozciągać się będzie chmura złożona z najbliższych cząstek. Właśnie piony są najbliższymi cząstkami spośród wszystkich, które biorą udział w silnych oddziaływaniach. Dlatego też siły o najdłuższym zasięgu są przenoszone przez piony, czy to pojedyncze, czy też pary lub trójki pionów. Masa mezonów K przeszło trzykrotnie przewyższa masę pionu, toteż możemy oczekiwać, że mezony te tworzą głębszą część struktury barionów, obok układów wielopionowych, a także — oczywiście — pojedynczych pionów. Dalej mówiąc o strukturze nukleonu (czy też ogólniej — barionu) będziemy mieć na myśli tę jej część, która zdeterminowana jest przez układy składające się z niewielkiej ilości pionów¹.

Chociaż musimy przypuszczać, że piony tworzące strukturę nukleonu, tracą w jakiejś mierze (zapewne wielkiej) swą indywidualność, to jednak możemy wierzyć w to, że ich zachowanie się „wewnątrz“ nukleonu przypomina

¹ Powyższy obraz nukleonu wraz z innymi upraszczającymi założeniami znalazł się u podstaw tzw. teorii sztywnego źródła Chew i Lowa [1], jedynej bodaj przeddyspersyjnej teorii silnych oddziaływań, która dawała w pewnych przypadkach wyniki ilościowo zgodne z doświadczeniem.

jakoś zachowanie się ich jako cząstek swobodnych. Toteż ustalenie cech oddziaływań między pionami, takich jak na przykład istnienie rezonansów bądź stanów związanych, miałyby wielkie znaczenie dla poznania budowy nukleonu. Rezonanse takie bowiem prowadzić powinny do istnienia określonych korelacji między pionami wchodzącymi w skład struktury nukleonu. Jednocześnie zaś zbadanie oddziaływań między pionami musi też wyjaśnić wiele cech procesów zachodzących między cząstkami elementarnymi, czy to procesów produkcji (a szczególnie takich, w których w stanie końcowym istnieje pewna ilość mezonów π mogących oddziaływać ze sobą), czy to rozpraszania. Oddziaływanie π - π stanowi więc w fizyce silnych oddziaływań coś podstawowego, a poznanie jego charakteru zbliżyłoby nas poważnie do zrozumienia mechanizmu wszystkich szybkich reakcji (a także niekiedy procesów elektromagnetycznych i powolnych, a mianowicie zawsze wtedy, gdy mamy do czynienia ze strukturą nukleonu).

Bezpośrednie badanie eksperymentalne oddziaływań pion-pion napotyka jednak na tę zasadniczą trudność, że z pionów, jako z cząstek nietrwałych, nie można uformować *targetu*. Dlatego też wszystkie dostępne nam dziś informacje dotyczące tych oddziaływań czerpiemy z analizy procesów między innymi cząstkami, na przebieg których to procesów wpływa omawiane oddziaływanie.

Już w r. 1955 Dyson [2] i potem Takeda [3] stwierdzili, że silne oddziaływanie pion-pion mogłoby wytłumaczyć zachowanie się przekroju czynnego $\sigma_{\pi N}$ na rozpraszanie π - N w energiach powyżej znanego rezonansu $T = \frac{3}{2}$, $J = \frac{3}{2}$, a mianowicie przy jego pomocy można by zdać sprawę ze wzrostu σ reakcji rozpraszania ujemnych pionów na protonach w tym obszarze i widniejących tam ekstremów $\sigma_{\pi-p}$. Holladay [4] zaś wskazał, że istnienie silnego oddziaływania pion-pion mogłoby dopomóc w wyjaśnieniu elektromagnetycznej struktury nukleonu. W szczególności podkreślił on, że istnienie dużej (może nawet rezonansowej) fali $T = 1$, $J = 1$ w rozpraszaniu pion-pion wprowadziłoby zgodną z doświadczeniem, dużą zmianę wartości izowektorowej części formfaktora nukleonowego. W latach tych jednak brakowało narzędzia matematycznego, które by pozwoliło na sprawdzenie takich czy innych hipotez co do roli oddziaływania π - π .

Narzędzie takie fizycy otrzymali do rąk w wyniku badań nad własnościami analitycznymi amplitudy rozpraszania². Badania te były związane z wykryciem pojedynczych, a potem i podwójnych związków dyspersyjnych. Obecnie związki te stanowią podstawowe i niemal jedyne źródło interpretacji danych eksperymentalnych. Również i najbardziej dziś rozpowszechniona metoda pomiaru przekroju czynnego na rozpraszanie π - π oparta jest na wzorach wyprowadzonych przez Chew i Lowa [5] na podstawie pewnych dobrze uzasadnionych założeń co do analitycznych własności amplitudy reakcji dla produkcji dodatkowego pionu w zderzeniu pion-nukleon.

² Por. artykuł na ten temat w „Postęпах Fizyki“, t. XII nr 6 (1961).

Jak widzieliśmy, w dotychczasowej historii badań oddziaływania pion-pion doświadczenie było silnie uzależnione od teorii i to na ogół dość zaawansowanej. Z drugiej jednak strony nie jest też, a przynajmniej nie było dotychczas możliwe, zbudowanie konsekwentnej teorii oddziaływania pion-pion w oparciu o tak skromne tylko dane doświadczalne, jak np. znajomość widma mas i liczb kwantowych cząstek biorących udział w silnych oddziaływaniach, a zatem takiej teorii, jaka w zasadzie jest do pomyślenia w oparciu o związki dyspersyjne. Uzyskanie ilościowych informacji teoretycznych dotyczących oddziaływania pion-pion wymaga bowiem uwzględnienia tak konkretnych danych doświadczalnych jak mianowicie ta, która z faz rozpraszania $\pi\text{-}\pi$ odgrywa największą rolę w obszarze niskich energii. W rezultacie badania nad oddziaływaniami między mezonami π muszą się rozwijać w sposób, który wymaga wyjątkowo ścisłej współpracy doświadczenia i teorii.

Plan tego artykułu jest następujący: najpierw mówić będziemy o fenomenologicznych argumentach, świadczących na korzyść istnienia silnego oddziaływania $\pi\text{-}\pi$, potem o podejściu dyspersyjnym do teorii rozpraszania pionów na pionach i możliwych związkach tej reakcji z innymi szybkimi procesami, dalej zaś o wpływie oddziaływania $\pi\text{-}\pi$ na strukturę nukleonu, na niektóre reakcje rozpadu, a wreszcie na reakcje produkcji. Na zakończenie mowa będzie o możliwym wpływie na silne reakcje oddziaływań zachodzących w stanach wielopionowych i o tym, co dziś o tych oddziaływaniach wiadomo.

1. Przesłanki fenomenologiczne dotyczące istnienia silnego oddziaływania pion-pion

Silne oddziaływanie pion-pion, o ile istnieje, powinno się odbijać przede wszystkim na rozpraszaniu pionów na nukleonach. Całkowity przekrój czynny dla tej reakcji znany jest w obszarze energii kinetycznej padającego mezonu T_π w układzie laboratorium aż do kilku GeV, a w obszarze do 2 GeV jest zbadany dość szczegółowo. (Aktualne dane doświadczalne znaleźć można w pracy [6]). Jak wiadomo, przekroje czynne na rozpraszanie na protonach π^+ i π^- mają zupełnie odmienny przebieg. (Układ $p + \pi^+$ może się znajdować wyłącznie w stanie o całkowitym spinie izotopowym $T = \frac{3}{2}$, podczas gdy układ $p + \pi^-$ stanowi superpozycję stanów $T = \frac{1}{2}$ i $T = \frac{3}{2}$). σ_{π^+p} wykazuje po wielkim szczycie w $T \approx 200$ MeV (zidentyfikowanym jako rezonans w stanie P_{33})³ nagły spadek do wartości mniejszej niż 20 mb w okolicy $T \approx 600$ MeV, po czym nagłym skokiem osiąga „ramię“ ($\sigma_{\pi^+p} \sim 30$ mb) w obszarze między 0,8 a 1,1 GeV, by urosnąć jeszcze więcej w „guz“ dla $T \approx 1,3$ GeV (tam $\sigma_{\pi^+p} \approx 60$ mb). Natomiast σ_{π^-p} oczywiście również osiąga maksimum w rezonansie P_{33} , po czym spada, ale wkrótce znów gwałtownie rośnie i „przeżywa“ dwa kolejne maksima dla $T \approx 605$ MeV i $T \approx 890$ MeV, a dalej łagodnie opada, by w pobliżu 1,5 GeV

³ Posługujemy się często używaną notacją $L_{2T,2J}$ dla oznaczenia stanu o momencie orbitalnym L , całkowitym momencie pędu J i całkowitym spinie izotopowym T .

osiągnąć wspólną z σ_{π^+p} wartość około 40 mb. Oba wspomiane maksima nie mają żadnego odbicia w σ_{π^+p} , wobec czego należy ich występowanie wiązać z falą $T = \frac{1}{2}$. Istnieją próby zidentyfikowania tych maksimów jako rezonansów fal D_{13} i, być może F_{51} (por. np. [7]). Nie ma natomiast żadnych wskazówek co do charakteru owego „guza“ w σ_{π^+p} .

Istnieje silna tendencja [8] do tłumaczenia wszystkich opisanych wyżej zjawisk poprzez dwa fakty: a) rezonans P_{33} i b) oddziaływanie pion-pion z możliwymi rezonansami w stanach $T = 1$ i $T = 0$. (Jak się potem wyjaśniło, rezonans $T = 0$ występuje w układzie trójpionowym). W tej interpretacji za pierwszy rezonans D_{13} odpowiadałoby współdziałanie rezonansu P_{33} z rezonansem $T = 0$, a podobnie, silny wzrost σ_{π^+p} („ramię“) można by wiązać z silnym oddziaływaniem dwupionowym $T = 1$, $J = 1$, wiodące do dużej fazy D_{33} . Następny rezonans (F_{15}) miałby odpowiadać takiej konfiguracji układu $N + 2\pi$, w której oba piony mogą oddziaływać z N w stanie P_{33} (każdy z osobna). I tu jednak oddziaływanie $\pi\text{-}\pi$ mogłoby odgrywać dużą rolę, szczególnie, jeśli się weźmie pod uwagę znaczną wysokość tego maksimum i jego stosunkowo małą szerokość. Co się tyczy „guza“ w σ_{π^+p} to, rzecz jasna, przypisywanie mu związku z fazą F_{35} można na razie uważać za *science fiction*, mimo to jednak robi się często takie przyporządkowanie. Wówczas, rzecz jasna, ze względu na to, że „guz“ jest bardzo szeroki, trzeba by w każdym razie uwzględnić kilka stanów. Być może ważną rolę odgrywa tu stan $\pi\text{-}\pi$ o $T = 2$. W takim przypadku w tym obszarze energii zachodziłaby energicznie reakcja $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + n$ (oba piony znajdują się w stanie $T = 2$). W świetle tych rozważań głęboki dół w wykresie σ_{π^+p} dla $T \approx 600$ MeV byłby konsekwencją braku jakiegokolwiek silniejszego oddziaływania $\pi\pi$ w stanach $T = 1$ lub $T = 2$.

Jeśli uwzględnienie oddziaływania $\pi\pi$ może mieć, jak widać, duże znaczenie dla całkowitych przekrojów czynnych, to tym większe mieć może dla interpretacji wyników analizy fazowej rozpraszania πN . Na nieszczęście analiza ta nie posunęła się jeszcze do obszaru wysokich energii, co po części wiąże się ze znanymi niejednoznacznościami, które występują już dla $T_\pi \approx 500$ MeV, gdy się chce uwzględnić nie tylko fale D , ale też i fale F . Jednakże nawet w obszarze niskich energii, gdzie analiza fazowa jest już przeprowadzona z dużą dokładnością, oddziaływanie $\pi\text{-}\pi$ jest niezbędne do wyjaśnienia zachowania i wielkości poszczególnych fal. I tak np. w szczególnie rażącym przypadku teoria nie uwzględniająca wpływu oddziaływania $\pi\text{-}\pi$ daje dla amplitudy P_{11} w pobliżu progu sporą wartość ujemną, podczas gdy doświadczenie wskazuje, że amplituda ta jest prawie czterokrotnie mniejsza (i bliska zeru). Można się przekonać, że wkład ewentualnego rezonansu pionowego $T = 1 = J$ do poszczególnych fal P spełniać będzie w przybliżeniu następujące proporcje ([9]):

$$P_{11} : P_{31} : P_{13} : P_{33} = 9 : -4,5 : -2 : 1.$$

Wyjaśnia się tym samym, że amplituda P_{11} jest silnie naruszona przez oddziaływanie $\pi\text{-}\pi$ w przeciwieństwie do amplitudy rezonansowej P_{33} , która już w teorii sztywnego źródła jest opisana zupełnie dobrze.

Przejdźmy teraz do omówienia zagadnienia wpływu oddziaływania na elektromagnetyczny formfaktor nukleonu. Jak wiadomo, z punktu widzenia przestrzeni izotopowej oddziaływanie nukleonu z polem elektromagnetycznym (fotonów swobodnych) opisane jest przez czynnik (mowa tu dla przykładu o części „ładunkowej“, a nie „magnetycznej“ formfaktora):

$$\frac{e}{2}(1 + \tau_3). \quad (1)$$

Mówi się, że część tego operatora, będąca jedyneką, odpowiada sprzężeniu z „fotonami izoskalarnymi“, a τ_3 — z fotonami izowektorowymi. Gdy nukleon oddziałuje z fotonami wirtualnymi, a nie rzeczywistymi, czynnik (1) ma postać bardziej skomplikowaną, a mianowicie wyraża się wzorem

$$G^s(k^2) + \tau_3 G^v(k^2), \quad (2)$$

gdzie k — czteropęd fotonu. Dla fotonu rzeczywistego $k^2 = 0$; zatem mamy warunki unormowania $G^s(0) = G^v(0) = e/2$. Funkcje $G^s(k^2)$ i $G^v(k^2)$ są dwiema (z czterech) funkcji znanych jako elektromagnetyczne formfaktory nukleonu. Zagadnienie formfaktorów nukleonu było badane przy pomocy wzorów dyspersyjnych [10] bez uwzględnienia oddziaływania π - π , po czym okazało się, że nie można było jednocześnie wyjaśnić wartości momentu magnetycznego, oraz promieni rozkładu ładunku i momentu magnetycznego. Na przykład dane bez uwzględnienia oddziaływania π - π dotyczące izowektorowego formfaktora nukleonu magnetycznego, wykazują, w obszarze k^2 od $16\mu^2$ do $30\mu^2$ wartości mało się różniące od 0,8, podczas gdy dane eksperymentalne świadczą o silnej malejącej zależności od k^2 i już dla $k^2 = 16\mu^2$ omawiany formfaktor ma wartość rzędu 0,4 i dalej zmniejsza się do około 0,25. Tę jaskrawą niezgodność z doświadczeniem można usunąć, zakładając odpowiednie oddziaływanie między mezonami π . Jak łatwo pokazać „izowektorowy“ foton ma kombinowaną parzystość ładunkową $G = +1$, a „izoskalarny“ foton — równą -1 . Natomiast pion ma $G = -1$. Zatem z „izowektorowym“ fotonem może się sprzęgać (o ile G ma być zachowane) tylko parzysta ilość pionów, a więc przede wszystkim para tych cząstek. Ta para, zgodnie z zasadą zachowania spinu izotopowego powinna mieć $T = 1$. Wobec tego wystarczy założyć silne oddziaływanie 2π w stanie $T = 1$ (i zapewne $J = 1$, gdyż $J = 3, 5, \dots$ przy tej energii, o którą tu chodzi, jest mało prawdopodobne, a parzyste wartości J dla $T = 1$ i pary pionów są w ogóle wykluczone), by uzyskać szanse na poprawienie zgodności teorii z doświadczeniem.

Na zakończenie warto tu wspomnieć o jeszcze jednym efekcie dowodzącym istnienia silnego oddziaływania π - π , a wykrytego przy okazji badań nad produkcją dodatkowego pionu w zderzeniu pion-nukleon. Od pierwszych już doświadczeń ujawniono interesujący fakt, że rozkład kątowy protonu w układzie środka masy w reakcji $p + \pi^- \rightarrow p + \pi^- + \pi^0$ jest silnie spiętrzony w kierunku do tyłu. Fakt ten świadczy o małym przekazie pędu pomiędzy protonem początkowym i końcowym, a w konsekwencji przemawia za oddziaływaniem

pionu padającego nie wprost ze rdzeniem, lecz z wirtualnym pionem w chmurze przy dużym parametrze zderzenia. Dlatego też Bonsignori i Selleri oraz Derado [11] uważają ten fakt za dowód silnego oddziaływania π - π , które determinuje przebieg produkcji pionu. Trzeba zaznaczyć, że neutrony powstające w reakcji $p + \pi^- \rightarrow n + \pi^- + \pi^+$ ([12]) mają znacznie bardziej zrównoważony rozkład kątowy ku przodowi i ku tyłowi. Należy to teraz zestawić z faktem, że wkład stanu izotopowego $T = 1$ do stanu końcowego pionów $\pi^- + \pi^0$ ($T_z = -1$) jest znacznie większy niż do stanu końcowego pionów $\pi^- + \pi^+$ ($T_z = 0$). Może to świadczyć tylko o tym, że dwa piony oddziałują ze sobą silnie w badanym obszarze niezbyt wysokich energii właśnie w stanie $T = 1$ (stan $T = 2$ wykluczony jest przez doświadczenia $p + \pi^+ \rightarrow n + \pi^+ + \pi^+$, nie wykazujące żadnej korelacji 2π [13]).

2. Dyspersyjna teoria rozpraszania pion-pion

Wkrótce po wykryciu podwójnej reprezentacji spektralnej Mandelstama [14]⁴ ujawniła się rola oddziaływania pion-pion dla zbudowania konsekwentnej dyspersyjnej teorii silnych oddziaływań. Nic też dziwnego że temat ten został od razu wzięty na warsztat. Pierwszą i przy tym dość charakterystyczną ze względu na napotkane trudności próbą rozwiązania problemu $\pi\pi$ w ramach teorii Mandelstama była praca Chew i Mandelstama [15].

Jak wiadomo, podwójne związki dyspersyjne łączą ze sobą amplitudy trzech reakcji, które mogą zajść między czterema cząstkami (przy grupowaniu parami w stany początkowe i końcowe i bez zwracania uwagi na kierunek procesu). W przypadku, gdy tymi czterema cząstkami są piony, reakcje nasze to:

$$\begin{aligned} \text{I} \quad & \pi_\alpha(p_1) + \pi_\beta(p_2) \rightarrow \pi_\gamma(-p_3) + \pi_\delta(-p_4), \\ \text{II} \quad & \pi_\alpha(p_1) + \pi_\gamma(p_3) \rightarrow \pi_\beta(-p_2) + \pi_\delta(-p_4), \\ \text{III} \quad & \pi_\alpha(p_1) + \pi_\delta(p_4) \rightarrow \pi_\beta(-p_2) + \pi_\gamma(-p_3); \end{aligned}$$

Jak widzimy, wszystko to są reakcje rozpraszania pionów na pionach. Tu przez p_1, p_2, p_3 i p_4 rozumiemy cztery wektory pędu-energii dla poszczególnych pionów, zaś przez $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ wskaźniki izowektorowe dla tych pionów.

Amplitudę rozpraszania pionów na pionach możemy napisać [15] w formie:

$$F_{\alpha\beta\gamma\delta}(s, t, \bar{t}) = A(s, t, \bar{t}) \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} + B(s, t, \bar{t}) \delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} + C(s, t, \bar{t}) \delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma}, \quad (3)$$

gdzie

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = 4(q^2 + \mu^2); & t &= (p_1 + p_3)^2 = -2q^2(1 - \cos\vartheta); \\ \bar{t} &= (p_1 + p_4)^2 = -2q^2(1 + \cos\vartheta) & s + t + \bar{t} &= 4\mu^2 \end{aligned} \quad (4)$$

są kwadratami energii całkowitych dla reakcji I, II, III, a q^2 — kwadratem (trójwymiarowym) pędu w układzie środka masy I reakcji, zaś ϑ — kątem rozpraszania w tymże układzie.

⁴ Por. też wzmiankowany wyżej artykuł w „Postęпах Fizyki“.

To, że we wzorze (3) występują trzy (i tylko trzy) niezależne amplitudy A, B, C odpowiada temu, że dwa piony mogą się znaleźć w trzech stanach o ustalonym całkowitym spinie izotopowym $T = 0, T = 1$ i $T = 2$. Łatwo można znaleźć związek między tymi funkcjami A, B, C i amplitudami $F^{(i)}$ ($i = 0, 1, 2$) rozpraszania $\pi_1 + \pi_2$ w określonym stanie izotopowym. Mamy ⁵

$$F^{(0)} = 3A + B + C; \quad F^{(1)} = B - C; \quad F^{(2)} = B + C. \quad (5)$$

Z drugiej zaś strony, amplitudy A, B i C spełniają ważne związki wynikające z symetrii skrzyżowania (*crossing symmetry*). Piony są bozonami, a wymiana dwu takich cząstek ze sobą (jeśli obie znajdują się w stanie początkowym lub końcowym) nie może zmienić amplitudy rozpraszania T . Jeśli się znajdujemy w fizycznym obszarze zmiennych s, t, \bar{t} odpowiadających I reakcji, to można ze sobą wymienić π_1 i π_2 (lub, co na jedno wychodzi, π_3 i π_4). Oczywiście wówczas $s \rightarrow s, t \leftrightarrow \bar{t}$, zatem

$$F_{\alpha\beta\gamma\delta}(s, t, \bar{t}) \rightarrow F_{\beta\alpha\gamma\delta}(s, \bar{t}, t) = F_{\alpha\beta\gamma\delta}(s, t, \bar{t}).$$

Znaczy to, że

$$\left. \begin{aligned} A(s, t, \bar{t}) &= A(s, \bar{t}, t), \\ B(s, t, \bar{t}) &= C(s, \bar{t}, t), \\ C(s, t, \bar{t}) &= B(s, \bar{t}, t). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Podobne wzory można też napisać wymieniając inne cząstki parami między sobą w obszarach fizycznych odpowiednich reakcji. Otrzymujemy wówczas na przykład związki

$$\left. \begin{aligned} A(s, t, \bar{t}) &= B(t, s, \bar{t}) \\ B(s, t, \bar{t}) &= A(t, s, \bar{t}) \\ C(s, t, \bar{t}) &= C(t, s, \bar{t}). \end{aligned} \right\} \quad (6')$$

Związki te jednak są słuszne nie tylko w obszarze fizycznym danej reakcji zgodnie z prawem podstawień. Możemy się więc nimi posługiwać w całym obszarze zmienności zmiennych s, t, \bar{t} .

Następnie dla amplitud A, B i C piszemy podwójne reprezentacje spektralne. Droga, którą poszli Chew i Mandelstam polegała następnie na przejściu od tych podwójnych reprezentacji do wzorów z pojedynczymi całkami, ostatecznie dla amplitud parcjalnych. Dokonywano przy tym szeregu rozmaitych przybliżeń, których sensowność trudno z góry ocenić.

⁵ Wzory te można uzyskać od razu, jeśli się skorzysta z faktu, że operatory rzutowe $\Omega^{(i)}$ amplitudy dwu pionów na stany o ustalonym T mają postać:

$$\begin{aligned} \Omega^{(0)} &= \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta}, \\ \Omega^{(1)} &= \frac{1}{2} (\delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} - \delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma}), \\ \Omega^{(2)} &= \frac{1}{6} (3\delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} + 3\delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma} - 2\delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta}). \end{aligned}$$

Że są to rzeczywiście wymienione operatory, wynika z tego, jakie są przynależne im wartości własne, a także z tego, że $\Omega^{(i)} \Omega^{(j)} = \Omega^{(i)} \delta^{(i)(j)}$.

Trudności zaczynają się w miejscu, w którym się stwierdza, że całki występujące w reprezentacji być może nie są zbieżne w obszarze wysokich energii. Zatem trzeba korzystać tu z reprezentacji z odjęciem, co wprowadza do teorii pewne stałe dowolne (por. artykuł wzmiankowany). Jedno z tych odjęć — dla wszystkich trzech amplitud A, B, C — Chew i Mandelstam wykonują w punkcie symetrii $s_0 = t_0 = \bar{t}_0 = \frac{4}{3} \mu^2$ (w tym punkcie — jak wynika z warunków symetrii skrzyżowania (6) lub (6') — $A = B = C$). Wprowadzona w ten sposób stała równa się

$$-\lambda = A_0 = B_0 = C_0. \quad (7)$$

($A_0 = {}_d A(s_0, t_0, \bar{t}_0)$); można ją interpretować jako stałą sprzężenia w oddziaływaniu $\pi\pi$ ⁶. Ze wzorów (7) i (5) widać, że

$$-\lambda = \frac{1}{5} F_0^{(0)} = \frac{1}{2} F_0^{(2)}, \quad F_0^{(1)} = 0. \quad (8)$$

Różniczkując względem q^2 i $\cos\vartheta$ wzory wyrażające symetrię skrzyżowania względem wymiany π_1 na π_3 (są to właśnie wzory (6')) i podstawiając we wzorach tych współrzędne punktu symetrii ($\cos\vartheta = 0, q^2 = -\frac{2}{3}\mu^2$), uzyskujemy wzory wiążące ze sobą pochodne amplitud $F^{(i)}$ w tym punkcie.

Warunki powyższe powinny być spełnione przez rozwiązanie naszych równań całkowych. Ponieważ różniczkowanie możemy wykonać nieskończenie wiele razy, więc też mamy nieskończenie wiele warunków tego typu. Jak wskazują Chew i Mandelstam [16], jeśli się ograniczamy tylko do fal S i P , możemy poprzestać na warunkach dla drugich pochodnych, gdyż warunki dla wszystkich wyższych pochodnych zależą głównie od wszystkich wyższych fal parcjalnych (D, F itd.). Warunki te w przejrzystej postaci podane są w pracy Bransdena i Moffata [17], gdzie też znaleźć można ich dyskusję.

W pierwszej wersji swego rachunku Chew i Mandelstam [15] znaleźli takie rozwiązanie swojego układu równań całkowych, które odpowiada silnemu oddziaływaniu pionów w stanie S . Następnie jednak, gdy okazało się, że celem uzyskania zgodności z doświadczeniem teorii formfaktora nukleonu trzeba mieć dużą falę P , zmodyfikowali oni swój rachunek. Nie przyniosło to jednak zasadniczej poprawy ich wyników, gdyż niektóre całki nie były zbieżne i trzeba było stosować pewne obcięcia, po czym wyniki silnie zależały od parametru obcięcia. W ogóle cała ideologia Chew i Mandelstama rozwiązywania równań całkowych problemu pion-pion okazała się bardzo podejrzana (tzw. przybliżenie N/D).

⁶ Zwróćmy uwagę na to, że nie ma w przyrodzie cząstki o tych samych liczbach kwantowych, jakie by mogła mieć para pionów (to znaczy $T = 0$ lub $1, B = 0, S = 0, G = +1$). Wobec tego nie istnieje też sprzężenie pary pionów z żadną inną (jedną) cząstką. Na reprezentacji dla amplitudy rozpraszania pion-pion odbija się to — jak wiadomo — w ten sposób, że nie występuje w niej wyraz z biegunem; residuum w takim biegunie interpretowałoby się normalną rzeczą koleją jako kwadrat stałej sprzężenia pary pionów z daną (nie istniejącą w rzeczywistości) cząstką. Ponieważ nie ma w reprezentacji takiego wyrazu, nie ma też możliwości zdefiniowania w zwykły sposób stałej sprzężenia i trzeba się zdecydować na jakieś inne jej określenie.

Wykorzystując częściowo wyniki Chew—Mandelstama, lecz posługując się inną (nie N/D) metodą rozwiązywania równań całkowych przeprowadzono w pracy [17] rachunek, przy czym punktem wyjścia były równania uzyskane przez Moffata [18]. Równania te, zależne od czterech parametrów liczbowych odpowiadających stałym odejmowania i warunkowi progowego zachowania się fali $T = 1$, $J = 1$ rozwiązywane były iteracyjnie w ten sposób, by zawsze spełnione były warunki skrzyżowania w punkcie symetrii.

Po uzyskaniu tego rozwiązania wyjaśniła się nieco kwestia możliwości uzyskania rozwiązań różnego typu (z dominującą falą S lub P na przykład) z teorii dyspersyjnej. Okazało się mianowicie, że początkowo [15] przez Chew, Mandelstama i Noyesa uzyskane rozwiązania nie spełniają warunków symetrii skrzyżowania dla drugich pochodnych amplitud, w związku z czym nie mają sensu fizycznego, o ile słuszne jest przybliżenie polegające na odrzucaniu fal wyższych niż P . Zależnie od wartości parametru λ można uzyskać rozmaitego typu rozwiązania. Jeśli $\lambda < 0$ (przyciąganie w stanie S), można uzyskać zarówno rozwiązania [15] (jak już wiemy — niewłaściwe) jak też, dobierając odpowiednio inne parametry (tak by spełniony był warunek symetrii skrzyżowania dla drugich pochodnych) rozwiązania z dużą, a nawet rezonansową falą P . Położenie i szerokość rezonansu w dużym stopniu zależy od wartości λ . Najlepszą zgodność z doświadczeniem uzyskuje się dla $\lambda = -0,38$; wówczas idealnie pasuje zarówno położenie rezonansu (tu uprzedzamy trochę dalszą dyskusję faktów eksperymentalnych), jak i jego szerokość (por. [19])⁷.

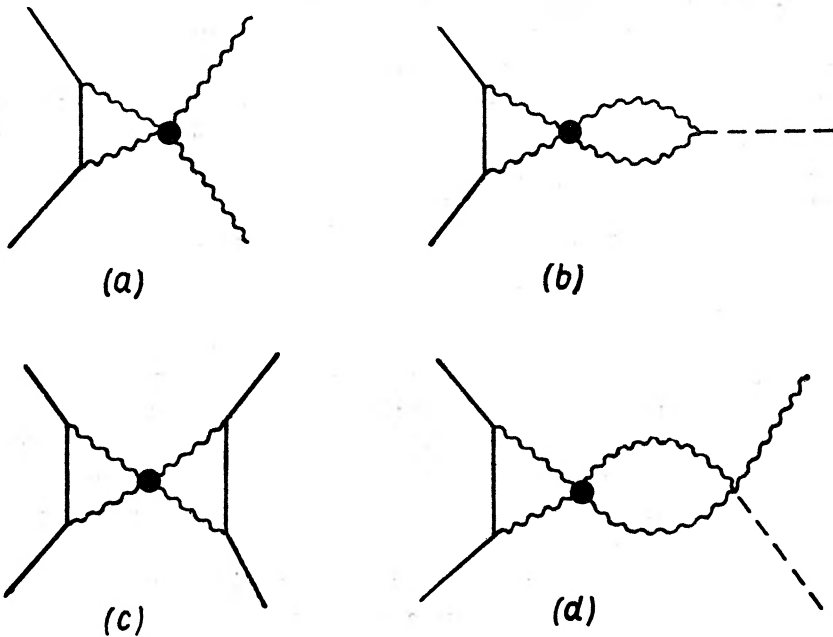
Warto nadmienić, że w obszarze najniższych energii warunek unitarności wyraża część urojoną amplitudy $\pi\pi$ przez kwadrat tej amplitudy. Ponieważ zaś wszystkie trzy reakcje I—III to, jak zaznaczaliśmy, reakcje rozpraszania pion-pion, więc otrzymany układ równań zawiera wyłącznie amplitudy rozpraszania pion-pion w różnych stanach; nie występują w nich zaś „obce“ amplitudy innych procesów. A priori można więc sądzić, że układ ten można by rozwiązać nie uciekając się do żadnych danych eksperymentalnych poza tymi, które są w ogóle potrzebne do napisania równań dyspersyjnych, jak np. widmo mas. Tak jednak nie jest, a wynika to z ujawnionej i oczekiwanej zresztą niejednoznaczności rozwiązań tych równań. Niejednoznaczność ta może płynąć z wielu źródeł, a przede wszystkim z tego, że równania $\pi\pi$, jak i w ogóle wszystkie równania dyspersyjne dla procesów elastycznych, są równaniami nieliniowymi. Drugą przyczyną może być czynienie rozmaitych założeń co do zachowania się amplitudy rozproszenia w nieskończoności. Na tę kwestię zwracają uwagę szczególnie Szirkow i jego współpracownicy w pracach [20]. Autorzy ci reprezentują, co trzeba zaznaczyć, odmienny punkt widzenia na problem $\pi\pi$ i znaczenie teorii dyspersyjnej w ogóle niż stanowisko, które wydaje się być rozpowszechnione na Zachodzie. Wreszcie niebłaha w swych praktycznych kon-

⁷ Ostatnio do Warszawy nadeszła wiadomość, że podobne wyniki przy użyciu zupełnie innej metody rozwiązywania układu równań całkowych problemu pion-pion uzyskała też grupa w Saclay (M. Jacob *et al.*). Przyjemna to rzecz wiedzieć, że uzyskane wyniki nie zależą od metody przybliżeń.

sekwencjach wydaje się być sprawa ilości założonych „ważnych“ fal parcjalnych, to jest takich fal, które koniecznie w danym problemie trzeba uwzględnić. Ile ma być tych fal — może powiedzieć tylko doświadczenie.

3. Wpływ oddziaływania $\pi\text{-}\pi$ na procesy rozpraszania i na formfaktor elektromagnetyczny nukleon

Problem $\pi\text{-}\pi$ jest w teorii dyspersyjnej czymś jedynym w swoim rodzaju gdyż równania opisujące go nie zawierają, jak wspomnieliśmy, żadnych obcych amplitud (o ile pominiemy oddziaływania elektromagnetyczne). Żaden inny



Rys. 1. Zależność od procesu:

a) rozpraszania, b) elektromagnetycznego formfaktora nukleonu, c) rozpraszania, d) fotoprodukcji pionów na nukleonach. — nukleon ~~~~~ pion ----- foton

problem nie ma tej własności, lecz przeciwnie, wszystkie, choćby elastyczne procesy są zależne w ostatecznym rozrachunku właśnie od amplitud pion-pion. (Szerzej sprawa ta jest dyskutowana w poprzednim artykule na temat związków dyspersyjnych w „Postęпах Fizyki“). Wśród tych zagadnień, które bezpośrednio zależą od problemu pion-pion znajduje się zaś szereg zagadnień zupełnie kapitalnych dla całokształtu naszej wiedzy o silnych oddziaływaniach, jak to rozpraszanie pion-nukleon, czy też problem elektromagnetycznego formfaktora nukleonu. Pośrednio zaś od amplitud rozpraszania pion-pion zależą takie procesy, jak rozpraszanie nukleonów na nukleonach, czy też fotoprodukcja pionów na nukleonach. Na rys. 1 przedstawiliśmy odpowiednie grafy dla wymienionych tu reakcji, uwidaczniające zależność ich od problemu pion-pion.

Teoria dyspersyjna, jak wiemy, uwzględnia w tych przypadkach amplitudę rozpraszania pion-pion poprzez warunek unitarności w tym kanale reakcji, który odpowiada upływowi czasu w kierunku zgodnym ze strzałką poziomą.

Wpływowi oddziaływania pion-pion na reakcję rozpraszania pion-nukleon w teorii dyspersyjnej poświęcono szereg prac, spośród których na największą uwagę zasługuje praca Bowcocka, Cottinghama i Lurié [21]. Problemem tym zajmowali się też Frautschi i Walecka [22], [9], Jefremow, Mieszczeriakow i Szirkow [23], Frazer i Fulco [24], Hamilton i Spearman [25] i inni. Nie mogąc się tu wdawać w szczegółową analizę różnic między poszczególnymi autorami, a nawet w dokładniejsze omówienie jednej choćby z wymienionych prac, podamy tu tylko niektóre wyniki pracy Bowcocka *et al.*

Autorzy ci rozważali rozpraszanie πN przy użyciu podejścia Ciniego i Fubinięgo [26] do teorii reprezentacji Mandelstama, uwzględniając w rachunkach fale S , P i D i biorąc oczywiście pod uwagę także poprawki pochodzące od oddziaływania pion-pion. Okazało się, że silne oddziaływanie $\pi\pi$ w stanie $J = 1 = T$ prowadzi do: a) niezłej zgodności z doświadczeniem dla fal S rozpraszania $\pi-N$ (istniejące odchylenia mogą być spowodowane także brakami w informacji doświadczalnej, która nie dla wszystkich energii przedstawia się najlepiej); b) do radykalnej poprawy sytuacji dla fal P_{11} i P_{31} (dla których teoria bez uwzględnienia oddziaływania $\pi-\pi$ dawała wyniki złe, niekiedy nawet co do znaku); obecnie dane doświadczalne układają się idealnie na krzywej teoretycznej; c) do znacznej poprawy wyników także dla fal D , których rozbieżność z doświadczeniem w starej teorii była rażąca. Wszystkie te wyniki Bowcock i współtowarzysze uzyskali zakładając istnienie rezonansu $\pi-\pi$ w stanie $T = 1 = J$ dla energii całkowitej układu 2π rzędu $4,7\mu$ (μ — masa pionu). Obecne dane doświadczalne świadczą raczej o tym, że rezonans ten leży nieco dalej, można jednak mieć nadzieję, że małe przesunięcie rezonansu nie popsuje zgodności z doświadczeniem uzyskanej przez Bowcocka. Dodać tu jeszcze warto, że metoda Chew—Mandelstama, która tak bardzo zawiodła w problemie $\pi-\pi$, została użyta do zagadnienia $\pi-N$ przez Frautschięgo i Waleckę. Okazało się, że wyniki uzyskane przy jej pomocy były dość sensowne, choć nie tak dobre jak omówione powyżej wyniki Bowcocka *et al.*

Zagadnienie elektromagnetycznego formfaktora nukleonu było bodaj pierwszym problemem, w którym jawnie zdołano uchwycić przy pomocy teorii dyspersyjnej wpływ oddziaływania pion-pion (Frazer i Fulco [27]). Stosując podejście zbliżone do metod stosowanych przez Chew—Mandelstama, pokazali oni, że istnienie rezonansu w fali $T = 1 = J$ dla zagadnienia pion-pion prowadzi do radykalnej poprawy zgodności z doświadczeniem izowektorowej części formfaktora. Na nieszczęście rachunki ich nie były bardzo dokładne, w związku z czym przewidziany przez nich rezonans wypadł zbyt nisko (w [27] podaje się liczbę około $4,2\mu$ na położenie tego rezonansu, a w pracy [9], która poświęcona jest pewnym komentarzom na ten temat znaleźć można nawet energię rezonansu w okolicy $3,4\mu$; obie te liczby są znacznie za małe z eksperymentalnego punktu widzenia), w związku z czym podjęto próbę

poprawienia ich wyników [28], na polu tylko udaną i pozostającą przy tym nadal w kręgu ideologii Chew i Mandelstama. Jak się bowiem okazuje, w pracy [27] występowały rozbieżne całki, a poza tym uzyskane wzory nie spełniały warunków narzuconych przez symetrię skrzyżowania.

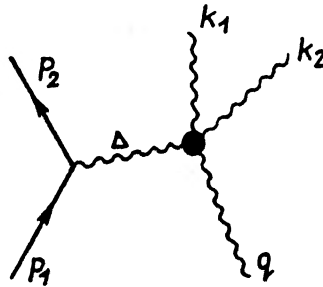
Znacznie lepszymi wynikami mogą się pochwalić znów Bowcock *et al.* [21]; pokazali oni, że można uzyskać dobrą zgodność z doświadczeniem zarazem dla faz rozpraszania π - N , jak i dla formfaktora nukleonu, używając tych samych wielkości charakteryzujących rozpraszanie pion-pion. Jest to sprzeczne z tym, co mówił Frautschi [9], a mianowicie, że można uzgodnić z doświadczeniem tylko albo jeden komplet wyników (dla problemu π - N), albo drugi (dla formfaktora). Wynikało to zaś stąd, że Frautschi opierał się na ilościowo błędnych wynikach pracy Frazera i Fulco. Osobny problem stanowi izoskalarna część formfaktora. Najniższym stanem pośrednim jest tu stan trzycząstkowy, dzisiejsza teoria zaś, jak wiadomo, nie podejmuje zagadnień, w których występują łącznie w stanie początkowym i końcowym więcej niż cztery cząstki. Ostatnio jednak pojawiła się praca Blankenbeclera i Tarskiego [29] poświęcona temu właśnie zagadnieniu. Wnioski z niej, gdyby w nie wierzyć, byłyby dość interesujące. Polegają one mianowicie na tym, że, jak się okazuje, można uzyskać zgodność teorii z doświadczeniem dla izoskalarnego formfaktora przy założeniu istnienia rezonansu dwupionowego w stanie $T = 1 = J$, ale tylko wtedy, gdy rezonans ten leży bardzo nisko, tj. przy energii nie większej niż 4μ . Ponieważ w rzeczywistości rezonans ten wypada nieco wyżej, więc, jak piszą Blankenbecler i Tarski, konieczne jest istnienie także rezonansu trójpionowego (lub stanu związanego trzech pionów).

Nie wchodząc w szczegóły, powiem jeszcze na zakończenie tej części, że wkład oddziaływania pion-pion jest też potrzebny do uzgodnienia z doświadczeniem wyników teoretycznych dla zjawiska fotoprodukcji pionów na nukleonach [30, 31]. Pewne dane na temat faz rozpraszania pionów na pionach próbuje się też uzyskać przy pomocy analizy rozpadu mezonu K na trzy piony. Piony te mogą ze sobą oddziaływać w stanie końcowym, co powoduje naruszenie praw rozkładu energetycznego tych pionów uzyskanych z prostych rozważań statystycznych⁸. Poświęcona analizie tego problemu praca Khuri i Treimana [32], w której (o ile mi wiadomo) po raz pierwszy napisano wzory dyspersyjne dla reakcji typu: (1 cząstka \rightarrow 3 cząstki) zasługuje na dużą uwagę, podobnie jak i praca Sawyera i Wali [33]. Pewnym problemom związanym z wyprowadzeniem odpowiednich równań dyspersyjnych poświęcona jest też praca [34]. Wyniki sugerują, że oddziaływanie między pionami w stanie S dla $T = 0$ i $T = 2$ jest w obu przypadkach przyciągające, ale silniejsze w stanie $T = 2$. (Nawiasem mówiąc nie bardzo się to zgadza z wynikami Bransdena i Moffata). Problemem tym zajmowali się też ostatnio Wolff i Zöllner [35].

⁸ Konkretnie idzie tu o odchylenia od przewidywań teorii statystycznej w widmie energii ujemnych pionów powstających w rozpadzie $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$.

4. Wpływ oddziaływania pion-pion na proces produkcji dodatkowego pionu w zderzeniu pion-nukleon i pomiar przekroju czynnego na rozpraszanie pion-pion

Jak już mówiliśmy poprzednio, oddziaływanie pion-pion wywiera w większości przypadków decydujący wpływ na proces produkcji pionów w zderzeniu pion-nukleon. Pierwszą próbą ujęcia tego stanu rzeczy z punktu widzenia teorii dyspersyjnej była praca Rodberga [36]. Stwierdził on, opierając się na dość grubych przybliżeniach, że do wyjaśnienia przebiegu tego zjawiska potrzebna jest duża fala S w małych energiach oraz szybko rosnąca fala P nieco wyżej. Doszedł on do wniosku, że fala P powinna być falą rezonansową — w zgodzie z omówionymi już poprzednio poglądami i rachunkami i w zgodzie z wynikami eksperymentalnymi, do dyskusji których przejdziemy za chwilę.



Rys. 2. Wkład oddziaływania jednomezonowego do reakcji $N + \pi \rightarrow N + 2\pi$

Okazało się, że nie można wyjaśnić dużej wartości przekroju czynnego dla tej reakcji i szybkiego jego wzrostu z energią pionu padającego przy pomocy samego tylko oddziaływania π - N , gdyż wówczas w obszarze średnich już energii ($E_{\text{kin}\pi} \sim 450$ MeV) między teorią i doświadczeniem występują różnice o rząd wielkości.

Fakty te stwarzają podstawę do pomiaru przekroju czynnego $\sigma_{\pi\pi}$ na podstawie znajomości przekroju czynnego reakcji produkcji



w dość szerokim zakresie zmiennych, od których ten przekrój czynny zależy. (Dostrzeżone to zostało po raz pierwszy przez Goebbla [37], a formalizm rozbudowali Chew i Low [5] oraz F. i G. Salzmanowie [38]). Aby sobie uświadomić, na czym rzecz polega, zauważmy przede wszystkim że siły największego zasięgu powodujące istnienie tego procesu związane są z wymianą jednego pionu (patrz rys. 2; na rysunku tym $\Delta = p_2 - p_1$ jest przekazem pędu między nukleonem końcowym i początkowym). Dodajmy, że gdyby wymieniany mezon był cząstką rzeczywistą, to: a) wierzchołek $NN\pi$ byłby określony przez wartość stałej sprężenia nukleon-pion; b) wierzchołek czteropionowy byłby opisany przez amplitudę rozpraszania pion-pion. Jak wiadomo jednak, dla cząstki

takiej spełniony byłby warunek $\Delta^2 + \mu^2 = 0$ (w metryce $ab = \vec{a}\vec{b} - a_0b_0$), tzn. $\Delta^2 = -\mu^2$. W rzeczywistości zaś dla naszego procesu $\Delta^2 \geq 0$, gdyż Δ^2 jest prawdziwym wektorem o współrzędnych rzeczywistych jako fizyczny przekaz pędu. Toteż przedmiotem pomiaru jest $\sigma_{\text{produkcji}}$ zależne m. in. od Δ^2 , ale określone dla $\Delta^2 \geq 0$. Ekstrapolując tę wielkość do obszaru Δ^2 ujemnych, a konkretnie do punktu $\Delta^2 = -\mu^2$ stwarzalibyśmy podstawy do obliczenia stąd amplitudy reakcji rozpraszania pionów na pionach, a zatem i przekroju czynnego dla tej reakcji.

Przechodząc do trochę bliższych szczegółów, powiemy, że amplituda procesu (9) zależy, jak każdy proces z pięcioma cząstkami od pięciu niezmienników, z których jednak tylko trzy będą nas tu interesować. Są to niezmienniki: $W^2 = -(p_1 + q)^2$; $w^2 = -(k_1 + k_2)^2$, $\Delta^2 = -(p_2 - p_1)^2$. Sens fizyczny Δ^2 już omawialiśmy; W jest energią całkowitą stanu początkowego lub końcowego w ogólnym układzie środka masy, a w — energią pary wychodzących pionów w ich układzie środka masy. Można udowodnić (Chew i Low [5]), że zachodzi związek:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Delta^2 \partial w^2} = \frac{g^2}{2\pi} \frac{\Delta^2 / (2M)^2}{(\Delta^2 + \mu^2)^2} \frac{w \sqrt{\frac{1}{4}w^2 - \mu^2}}{q_{1L}^2} \sigma_{\pi\pi}(w) \quad (10)$$

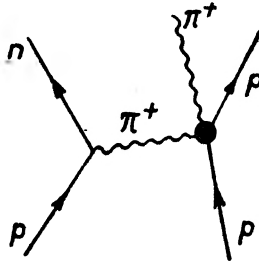
gdzie σ — przekrój czynny produkcji, g — stała sprzężenia $NN\pi$, M — masa nukleonu, q_{1L}^2 — kwadrat pędu cząstki padającej (pionu) w układzie laboratorium, wreszcie $\sigma_{\pi\pi}$ — całkowity przekrój czynny na rozpraszanie pionów na pionach. Wzór ten jest ścisły w granicy dla $\Delta^2 \rightarrow -\mu^2$. Stosuje się go w dwójaki sposób.

Po pierwsze można mierzyć $\sigma(\Delta^2, w^2)$ (opuszczamy zależność σ od innych nie interesujących nas chwilowo zmiennych), zróżniczkować tę funkcję graficznie względem Δ^2 i w^2 , jak nakazuje wzór (10), pochodną wykreślić, po czym odpowiednią funkcję ekstrapolować do punktu $\Delta^2 = -\mu^2$. Powtarzając odpowiednie obliczenia dla różnych w , można w ten sposób obliczyć $\sigma_{\pi\pi}(w)$. Słabą stroną tej metody jest niepewność co do krzywej, przy pomocy której należy dokonywać ekstrapolacji danych z obszaru fizycznego. Wahania co do tego punktu (patrz np. wyniki pracy [39]) mogą powodować duże błędy w wyznaczanym przekroju czynnym pion-pion.

Druga metoda polega na tym, że zakłada się słuszność wzoru (10) także w pewnym obszarze o $\Delta^2 > 0$. Ścisłe biorąc w obszarze tym, jak już mówiliśmy, amplituda czteropionowa z jednym pionem wirtualnym nie jest już amplitudą rozpraszania pionów na pionach i nie wiąże się z przekrojem czynnym tej reakcji. Zależy ona przecież od Δ^2 . Jednakże można przypuszczać, że biegun drugiego stopnia widniejący po prawej stronie wzoru (10) w $\Delta^2 = -\mu^2$ determinuje zachowanie się lewej strony jako funkcji Δ^2 także dla Δ^2 nieco większych od zera. Wówczas wzór (10) można scałkować względem Δ^2 w pewnych granicach (na przykład w granicach od Δ_{\min}^2 do Δ_{\max}^2 , gdzie dwie te liczby odpowiadają minimalnej i maksymalnej wartości Δ^2 przy ustalonych i fizycznych wartościach pozostałych zmiennych, przy pomocy których opisujemy proces,

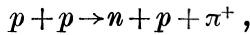
w szczególności zaś w^2 i W^2). Otrzymujemy wówczas $\frac{\partial \sigma}{\partial w^2} \Big|_{\Delta_{min}^2}^{\Delta_{max}^2}$ jako funkcję w^2 ,

z której można już obliczyć $\sigma_{\pi\pi}(w)$. Metoda ta ma tę słabą stronę, że zakłada się w niej słuszność wzoru (10) tam, gdzie na pewno nie jest on już ściśle spełniony; między innymi zaś przy całkowaniu (10) względem Δ^2 $\sigma_{\pi\pi}(w)$ traktuje się jak stałą, choć w obszarze $\Delta^2 > 0$ naprawdę wielkość ta zależy przecież od Δ^2 .



Rys. 3. Wkład oddziaływania jednomezonowego do reakcji $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$

Poprawność metody ekstrapolacyjnej Chew i Lowa została sprawdzona w przypadku, gdy wszystkie elementy występujące w równaniu typu (10) były znane. (Jest rzeczą jasną, że wzór ten można uogólnić na wszystkie przypadki reakcji pięciocząstkowych, w których w stanie pośrednim może występować pojedyncza cząstka. Uogólnienie takie jest zresztą zawarte w pracy Chew i Lowa). Mowa tu o procesie [40]:



który można zobrazować grafem, jak na rys. 3. Jak widać, procedura ekstrapolacyjna wykonana w tym przypadku powinna nam umożliwić wyznaczenie przekroju czynnego na rozpraszanie pionów dodatnich na protonach, który jest bardzo dobrze znany skądinąd; w szczególności powinniśmy móc bez trudu zaobserwować znany rezonans P_{33} . Znane jak dotąd wyniki, choć jeszcze prowizoryczne, wskazują na to, że procedura Chew i Lowa jest bez zarzutu. Ekstrapolacja do punktu $\Delta^2 = -\mu^2$ wykonana w dwu zbiorach doświadczalnych: a) pochodzących z obszaru rezonansowego w^2 i b) z obszaru w^2 leżących powyżej tego rezonansu, wykazała, że przekrój czynny $\sigma_{\pi N}$ w pierwszym obszarze jest średnio znacznie większy niż w drugim i co więcej, jest dobrego rzędu wielkości (ok. 200 mb), natomiast w drugim obszarze — zgodnie z wynikami innych doświadczeń — sięga kilkunastu zaledwie czy kilkudziesięciu milibarnów.

W tym świetle wydaje się, że można też wierzyć w wyniki uzyskane przy pomocy metody Chew i Lowa dla $\sigma_{\pi\pi}$, tym bardziej, że wykazują one, jak zobaczymy, wewnętrzną spójność i zgadzają się dobrze z innymi faktami fizycznymi, omówionymi poprzednio. Pomiarom $\sigma_{\pi\pi}$ poświęcono szereg prac [12, 13, 39, 42, 19] Badano produkcję dodatkowego pionu zarówno w zderzeniach pionów ujemnych, jak i pionów dodatnich z protonem. Co się tyczy tych

pierwszych, to już wczesne prace [12, 40] wykazały istnienie wyraźnego szczytu wyrastającego ponad krzywą wyrażającą przewidywania teorii statystycznej; szczyt ten przypadał, jak sądzono początkowo, w energii w rzędu $4,7\mu$ (ok. 640 MeV). W miarę polepszania się statystyki, szczególnie w obszarze dużych w , położenie tego szczytu przesunęło się do coraz to wyższych energii. Obecne wyniki, uzyskane przy użyciu różnych technik eksperymentalnych, a także przy pomocy obu różniących się od siebie podejść do metody Chew i Lowa (na przykład w [39] dokonywano esktrapolacji, a w [19] całkowano wzór (10) dla małych $\Delta^2 < 10$ MeV) wskazują zgodnie na istnienie szczytu w energii $w \approx 5,4\mu \approx 750$ MeV. Przekrój czynny w tym punkcie sięga wartości prawie 100 mb. (Warto zaznaczyć, że jest ona nieco mniejsza od liczby $(2J+1)4\pi\lambda^2$ dla $J = 1$, która to wartość odpowiadałaby całkowitemu przekrojowi czynnemu dla naszej reakcji, gdyby występowała tylko fala $J = 1$ znajdująca się w rezonansie).

Następnym pytaniem, które tu sobie trzeba zadać, jest, który to stan odpowiada za opisany szczyt. W tym celu badano częstości względne zachodzenia reakcji

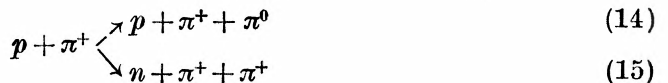


Gdyby piony oddziaływały ze sobą tylko w stanie $T = 0$, to reakcje (11), (12) i (13) zachodziłyby proporcjonalnie do $2 : 0 : 1$; dla stanów $T = 1$ i $T = 2$ mamy odpowiednio stosunki $2 : 1 : 0$ i $\frac{2}{3} : 1 : \frac{1}{3}$. Doświadczenie daje wynik $1,7 \pm 0,3 : 1 : c$, gdzie $c < 0,25 \pm 0,25$. Wymowa tego faktu jest jednoznaczna: to stan $T = 1$ jest tym stanem, w którym zachodzi silne oddziaływanie pion-pion w pobliżu $w = 750$ MeV.

Z drugiej zaś strony przekrój czynny $\sigma_{\pi\pi}$ maleje z malejącym w tylko do $w \approx 4\mu$ (≈ 550 MeV), gdzie $\sigma \approx 30$ mb, po czym ze spadkiem w wartość jego rośnie, osiągając ok. 50 mb dla $w \approx 2\mu$. Wskazuje to z kolei na istnienie silnego, choć nierezonansowego oddziaływania w stanie S w pobliżu progu reakcji. Uzyskane dane zgodnie też świadczą, że dla $w > w_{rez}$ $\sigma_{\pi\pi}$ szybko maleje i już dla $w \approx 6 - 6,5\mu$ (ok. 900 MeV) spada poniżej 10 mb.

W świetle ostatnich danych nie potwierdza się raczej szczyt uzyskany w jednej z prac [42] w pobliżu energii $w \approx 550$ MeV; w tym jednak właśnie obszarze dane eksperymentalne pozostawiają największe pole dla domysłów (por. np. [19]).

W porównaniu z danymi dotyczącymi reakcji $\pi^- + p$ ubogo się przedstawiają dane dla reakcji z pionami dodatnimi [13]. Badano reakcje



i mierzono przekrój czynny w obu procesach. Dla reakcji (14) stwierdzono wyraźny szczyt w okolicy $w \approx 725$ MeV, znacznie wystający ponad krzywą

narysowaną na podstawie przewidywań teorii statystycznej. Zupełnie inaczej ma się sytuacja w przypadku reakcji (15), dla której szczytu takiego nie zaobserwowano. Trzeba to teraz połączyć z faktem, że dwa piony π^+ mają $T_z = +2$, a więc należą do czystego stanu $T = 2$, podczas gdy stan $\pi^+ + \pi^0$ jest superpozycją stanu $T = 1$ i $T = 2$. Skoro szczyt występuje dla reakcji (14), a nie ma go dla reakcji (15), przekonywający to dowód (jeszcze jeden), że silne oddziaływanie pion-pion występuje tylko w stanie $T = 1$, a nie $T = 2$.

5. Oddziaływania w stanach wielopionowych

Ostatnim, a bardzo ważnym problemem, który tu trzeba omówić, jest oddziaływanie między pionami w układach składających się z większej niż dwie, liczby tych cząstek. Ze względów praktycznych najbardziej pilne jest zapoznanie się z własnościami układów trójpionowych, co mogłoby doprowadzić do wyjaśnienia struktury izoskalarnej części formfaktora nukleonu. Nie brak jednak głosów, że i układy czteropionowe mogą mieć pewne znaczenie dla obrazu zjawisk już w niezbyt wysokich energiach.

Jak dotąd mało mamy przesłanek teoretycznych przemawiających za lub przeciw takim czy innym cechom tych oddziaływań. Wobec tego badania eksperymentalne muszą się odbywać trochę na ślepo. Co do tych przesłanek teoretycznych, to pochodzą one wyłącznie z analizy izoskalarnej części formfaktora nukleonowego. Obok argumentu wspomnianego przy okazji wymieniania pracy Blankenbeclera i Tarskiego na ten temat [21], i bardzo, jak widać, świeżego, istnieje też dawny, pochodzący jeszcze z 1957 r. argument Nambu [43]. Zażądał on mianowicie istnienia cząstki ρ^0 , która by miała takie liczby kwantowe, jakie mieć może też układ trzech pionów, tj. $T = 0$, $J = 1$, $G = -1$, a masę mniej więcej rzędu $2-3\mu$. Mezon taki można by więc uważać za coś w rodzaju stanu związanego 3π . Istnienie tego mezonu, zdaniem Nambu, pozwoliłoby na zrozumienie zachowania się izoskalarnego formfaktora nukleonu, gdyż mezon ten, jako cząstka izoskalarna, dawała by do tego formfaktora jednakowe wkłady dla protonu i neutronu, podczas gdy wkład pochodzący od chmury pionów zmieniałby znak w zależności od rodzaju nukleonu. W rezultacie oba wkłady dla neutronu mogłyby się znosić (i dawać średni ładunek równy zeru), a dla protonu — wzmacniać, wszystko zgodnie z doświadczeniem.

Istnienie rezonansu, a nawet dwu rezonansów w układzie 3π , przewiduje też teoria Sakurai [44], obok rezonansu 2π $T = 1 = J$. W teorii tej, jak podkreśla Sakurai, istnienie tych dwu rezonansów nie ma związku z występowaniem siły przyciągającej, działającej w układzie 2π . Trzeba to skonstruować z przewidywaniami de Alfaro i Vitalego [45], którzy dowodzą, że najmocniej związaną siłami $T = 1 = J$ konfiguracją trzech pionów jest właśnie „tripion“ $T = 0$, $J = 1$; dla nich zatem siły działające między parami pionów determinują własności układów trójpionowych.

Tripion był poszukiwany na drodze eksperymentalnej przy pomocy różnych metod. I tak np. w [46] przedstawia się wyniki poszukiwań cząstki o od-

powiedniej masie, która by mogła powstawać podczas reakcji

$$\gamma + p \rightarrow p + X^0, \quad (16)$$

po czym następowałby rozpad tej cząstki na neutralny pion i foton lub parę pionów (gdyby zachodził ten przypadek, wykryta cząstka nie mogłaby być oczywiście interpretowana jako tripion). W obu przypadkach nie zaobserwowano jednak niczego, co mogłoby wskazywać na istnienie X^0 o masie (w pierwszym przypadku) większej od 300 MeV lub (w drugim przypadku) zawartej między 280 a 330 MeV.

Inna metoda polegała na badaniu anihilacji pary proton-antyproton w pięć mezonów π [47]. Następnie szukano korelacji między trójkami pionów. Metoda ta została uwieńczona sukcesem. Okazało się, że nie ma żadnej korelacji między trzema pionami, jeśli są to piony $\pi^+\pi^+\pi^-$, $\pi^-\pi^-\pi^+$, $\pi^+\pi^+\pi^0$, $\pi^-\pi^-\pi^0$. Wystąpiła ona jednak wyraźnie ponad tłem statystycznym dla układu $\pi^+\pi^-\pi^0$. „Masa“ tego układu wynosi $M \approx 787$ MeV z szerokością $\Gamma/2 \approx 15$ MeV. Nie stwierdzono, by powstawał on łącznie ze stanem rezonansowym 2π . Co do określenia J i T dla X^0 , to sprawa jest znacznie trudniejsza. W pracy [47] czyni się pewne oszacowania, zakładając na wstępie, że $T = 0$ i że $J \leq 1$. Wówczas mamy jeszcze trzy możliwości, co wynika stąd, że w stanie łącznym $T = 0$ wszystkie trzy piony muszą mieć antysymetryczne funkcje falowe we wszystkich trzech parach. Jak się okazuje, wówczas X^0 może być cząstką wektorową, pseudoskalarą lub pseudowektorową. Autorom pracy [47] udaje się, robiąc zgrabne wykresy Dalitza, rozstrzygnąć kwestię na korzyść stanu wektorowego. Byłby to więc rezonans $T = 0$, $J = 1$.

Trzecia wreszcie metoda [48] polegała na badaniu reakcji

$$p + d \begin{cases} \rightarrow \text{H}^3 + X^+ \\ \rightarrow \text{He}^3 + X^0 \end{cases} \quad (17)$$

$$(18)$$

Wyniki uzyskane w ten sposób są ważne i, jak dotąd, dość zagadkowe. Otóż przeprowadzano tu pomiar widm He^3 i H^3 ; widma te (oba) wykazują wysokoenergetyczny szczyt odpowiadający sytuacji, gdy $X^+ = \pi^+$, a $X^0 = \pi^0$, po czym, w niższej już energii, mają charakter ciągły. Na tle tego widma ujawnia się jednak w reakcji (18) nowy szczyt, o masie efektywnej rzędu 310 MeV. Szczytu tego nie ma jednak w reakcji (17). Fakt ten przesądza sprawę wartości spinu izotopowego dla X^0 ; z reakcji (18) nie widać, czy ma on być równy 0 czy 1. Jednakże gdyby zachodziła też w opisany powyżej sposób reakcja (17), spin ten musiałby wynosić 1. Skoro tak nie jest, to $T(X^0) = 0$. Trudność w interpretowaniu tego efektu Abashiana, Bootha i Crowe polega na tym, że cząstka X^0 o powyższej masie nie została wykryta w pracach [46]. Nie może to być też układ rezonansowy dwu pionów ($T = 1$ jest tu wykluczone, a w fali S rezonansu nie wykryto). Pozostaje więc jeszcze taka możliwość, że efekt ABC powstaje wskutek nierezonansowego oddziaływania w stanie końcowym pomiędzy parami pionów w fali S [49]. Czy możliwość ta zostanie potwierdzona — pokaże przyszłość.

O układach cztero- i więcejpionowych wiemy jeszcze mniej niż o tripionie. Co prawda de Alfaro i Vitale [45] omawiają możliwy wpływ silnie związanego układu 4π (tripion + luźniej związany z nim pojedynczy pion)⁹ na amplitudę rozpraszania $\pi\text{-}\pi$; ich zdaniem stan pośredni 4π mógłby powodować istnienie czegoś w rodzaju struktury rezonansu $T = 1 = J$. Na razie jednak są to jeszcze tylko luźne uwagi, nie poparte rachunkami, a dane doświadczalne przemawiające za lub przeciw takiemu pogładowi dotychczas nie istnieją.

Literatura

- [1] G. F. Chew, F. E. Low, Phys. Rev. **101**, 1570 (1956).
- [2] F. J. Dyson, Phys. Rev. **99**, 1037 (1955).
- [3] G. Takeda, Phys. Rev. **100**, 440 (1955).
- [4] W. Holladay, Phys. Rev. **101**, 1198 (1956).
- [5] G. F. Chew, F. E. Low, Phys. Rev. **113**, 1640 (1959).
- [6] B. C. Barish *et al.*, Phys. Rev. Letters **4**, 242 (1960).
- [7] R. Omnés, G. Valladas, Nuovo Cim. (w druku).
- [8] P. Carruthers, H. A. Bethe, Phys. Rev. Letters **4**, 536 (1960).
R. F. Peierls, Phys. Rev. **118**, 325 (1960).
W. N. Wong, M. Ross, Phys. Rev. Letters **3**, 398 (1959).
- [9] S. C. Frautschi, Phys. Rev. Letters **5**, 159 (1960).
- [10] G. F. Chew *et al.*, Phys. Rev. **110**, 265 (1958).
P. Federbush, M. L. Goldberger, S. B. Treiman, Phys. Rev. **112**, 642 (1958).
- [11] F. Bonsignori, F. Selleri, Nuovo Cim. **15**, 465 (1960).
I. Derado, Nuovo Cim. **15**, 853 (1960).
- [12] E. Pickup, F. Ayer, E. O. Salant, Phys. Rev. Letters, **5**, 161 (1960).
- [13] D. Stonehill *et al.*, Phys. Rev. Letters, **6**, 624 (1961).
- [14] S. Mandelstam, Phys. Rev. **112**, 1344 (1958).
- [15] G. F. Chew, S. Mandelstam, Phys. Rev. **119**, 467 (1960).
G. F. Chew, S. Mandelstam, H. P. Noyes, Phys. Rev. **119**, 478 (1960).
- [16] G. F. Chew, S. Mandelstam, *Theory of the Low Energy $\pi\text{-}\pi$ interaction, preprint, UCRL-9126* (1960).
- [17] B. H. Bransden, J. W. Moffat, Phys. Rev. Letters **6**, 708 (1961).
B. H. Bransden, J. W. Moffat, Nuovo Cim. **21**, 505 (1961).
- [18] J. W. Moffat, Phys. Rev. **121**, 926 (1961).
- [19] E. Pickup, D. K. Robinson, E. O. Salant, Phys. Rev. Letters **7**, 192 (1961).
- [20] A. V. Efremov, D. V. Shirkov, H. Y. Tzu, *The pion-pion scattering at low energy, preprint, D-757* (1961).
- [21] J. Bowcock, W. N. Cottingham, D. Lurié, Nuovo Cim. **16**, 918 (1960); **19**, 142 (1961).
- [21] J. Bowcock, W. N. Cottingham, D. Lurié, Phys. Rev. Letters **5**, 386 (1960).
- [22] S. Frautschi, J. Walecka, Phys. Rev. **120**, 1486 (1960).
- [23] A. W. Jefremow, W. A. Mieszczereiakow, D. W. Szirkow, ŽETF **39**, 438, 1099 (1960).
- [24] W. R. Frazer, J. R. Fulco, Phys. Rev. **117**, 1603; **119**, 1420 (1960).
- [25] J. Hamilton, D. Spearman, Annals of Phys. **12**, 172 (1961).

⁹ Zauważmy, że nie więcej niż trzy piony mogą być wszystkie wzajemnie w stanie $T = 1 = J$; wynika to z faktu, że cząstki te są bozonami. Wobec tego w tripionie siły między-mezonowe są maksymalnie „wysyczone“, a czwarty pion musi się z tripionem wiązać słabiej.

- [26] M. Cini, S. Fubini, *Annals of Phys.* **10**, 352 (1960).
- [27] W. R. Frazer, J. R. Fulco, *Phys. Rev. Letters* **2**, 365 (1959).
W. R. Frazer, J. R. Fulco, *Phys. Rev.* **117**, 1609 (1960).
- [28] J. J. Ball, D. Y. Wong, *Phys. Rev. Letters* **6**, 29 (1961).
- [29] R. Blankenbecler, J. Tarski, *Isoscalar Nucleon Structure*, preprint 1961.
- [30] M. Gourdin, D. Lurié, A. Martin, *Nuovo Cim.* **18**, 933 (1960).
- [31] B. de Tollis, A. Verganelakis, *Phys. Rev. Letters* **6**, 371 (1961).
- [32] N. N. Khuri, S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **119**, 1115 (1960).
- [33] R. F. Sawyer, K. C. Wali, *Phys. Rev.* **119**, 1429 (1960).
- [34] S. Fubini, R. Stroffolini, *Nuovo Cim.* **17**, 263 (1960).
- [35] J. Wolf, W. Zöllner, *ŽETF* **41**, 835 (1961).
- [36] L. S. Rodberg, *Phys. Rev. Letters* **3**, 58 (1959).
- [37] C. Goebel, *Phys. Rev. Letters* **1**, 337 (1958).
- [38] F. Salzman, G. Salzman, *Phys. Rev.* **120**, 599 (1960).
- [39] J. A. Anderson *et al.*, *Phys. Rev. Letters* **6**, 365 (1961).
J. A. Anderson *et al.*, *Rev. mod. Phys.* **33**, 431 (1961).
- [40] G. A. Smith *et al.*, *Phys. Rev. Letters* **5**, 571 (1960).
- [41] J. G. Rushbrooke, D. Radojičić, *Phys. Rev. Letters* **5**, 567 (1960).
- [42] A. R. Erwin *et al.*, *Phys. Rev. Letters* **6**, 628 (1961).
- [43] Y. Nambu, *Phys. Rev.* **106**, 1366 (1957).
- [44] J. J. Sakurai, *Nuovo Cim.* **16**, 388 (1960).
- [45] V. de Alfaro, B. Vitale, *Phys. Rev. Letters* **7**, 72 (1961).
- [46] K. Berkelman, C. Cortellessa, A. Reale, *Phys. Rev. Letters* **6**, 234 (1961).
R. Gomez *et al.*, *Phys. Rev. Letters* **5**, 258 (1960).
- [47] B. C. Maglić *et al.*, *Phys. Rev. Letters* **7**, 178 (1961).
- [48] A. Abashian, N. E. Booth, K. M. Crowe, *Phys. Rev. Letters* **5**, 258 (1960).
A. Abashian, N. E. Booth, K. M. Crowe, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 35 (1961).
- [49] Tran Nguyen Truong, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 308 (1961).

Jerzy Massalski

Institut Badań Jądrowych
Zakład Wysokich Energii
Kraków

Współczynnik nieelastyczności w zderzeniach jądrowych bardzo wysokiej energii

Wstęp

Współczynnikiem nieelastyczności K w zderzeniach nukleon-nukleon albo nukleon-jądro nazywamy tę część całkowitej energii kinetycznej w układzie środka masy (C. M.) przed zderzeniem, która zostaje po zderzeniu wypromieniowana w formie nowo wytworzonych cząstek. Wartość współczynnika nieelastyczności ma istotne znaczenie w teorii jądrowej, ponieważ zależy on od rozkładu przestrzennego energii polowej wokół środka nukleonu. Całości danych doświadczalnych dotyczących zderzeń wysokiej energii nie można pogodzić z poglądem, że energia nukleonu jest rozmieszczona równomiernie w całej jego objętości. Wsuwa się obecnie koncepcję pewnej struktury nukleonu z rdzeniem w środku i z polem mezonowym dookoła. Energia przekazana cząstkom wtórnym będzie zależała od parametru zderzenia, czyli od tego, czy zderzają się rdzenie, czy zderza się rdzeń jednego nukleonu z polem mezonowym nukleonu drugiego, czy ostatecznie nukleony zahaczają o siebie tylko polami mezonowymi. Zależność przekazanej w zderzeniu energii od parametru zderzenia można sobie wyobrazić również dla jednolitej budowy nukleonu, z tym, że współczynnik nieelastyczności K oraz związany z daną wartością K przekrój czynny zderzenia byłby jednoznaczną funkcją parametru zderzenia podyktowaną geometrycznymi rozmiarami jądra. Przekrój czynny malałby szybko ze wzrostem współczynnika nieelastyczności.

Zdefiniowaliśmy poprzednio współczynnik nieelastyczności w układzie środka masy jako

$$K_{CM} = \frac{\sum \bar{E}_i}{2(\gamma_c - 1)M} \quad (1)$$

dla zderzeń nukleon-nukleon ($N-N$). We wzorze tym \bar{E}_i oznacza energię cząstki wtórnej w układzie środka mas, zaś γ_c — czynnik Lorentza dla zderzających się nukleonów w układzie C. M., a równocześnie czynnik Lorentza w układzie laboratoryjnym, dla środka układu C. M. W podobny sposób można

zdefiniować współczynnik nieelastyczności w układzie laboratoryjnym

$$K_{\text{lab}} = \frac{\sum E_i}{(\gamma_L - 1)M}; \quad (2)$$

M w tych wzorach oznacza masę nukleonu, γ_L jest czynnikiem Lorentza naliczającego nukleonu w układzie laboratoryjnym. Ponieważ między E_i i \bar{E}_i zachodzi związek $E_i = \gamma_c \bar{E}_i + \beta_c \gamma_c \bar{p}_i \cos \theta$, gdzie \bar{p}_i jest pędem cząstki w układzie środka masy, więc przy założeniu równowagi pędów w C. M. $\sum \bar{p}_i \cos \theta = 0$, korzystając ze związku $2\gamma_c^2 - 1 = \gamma_L$, otrzymujemy

$$K_{\text{lab}} = \frac{\gamma_i \sum \bar{E}_i}{(2\gamma_c^2 - 2)M} = \frac{\gamma_c \sum \bar{E}_i}{2(\gamma_c - 1)(\gamma_c + 1)M} = \frac{\gamma_c}{\gamma_c + 1} K_{CM} \quad (3)$$

Dla dużych energii $K_{\text{lab}} \approx K_{CM}$. Ten związek zachodzi przy dużych energiach również dla zderzeń nukleon-jądro.

Współczynnik nieelastyczności można otrzymać:

I) drogą pośrednią:

- 1) z pomiarów drogi atenuacji dla pojedynczych cząstek,
- 2) z pomiarów nad wielkimi pękami;

II) drogą bezpośrednią:

- 1) z pomiarów w kliszach jądrowych lub komorach emulsyjnych,
- 2) z pomiarów przy użyciu komór jonizacyjnych,
- 3) z pomiarów techniką kombinowaną przy użyciu komory Wilsona i komór jonizacyjnych.

Pomiary dróg atenuacji dla pojedynczych cząstek

Gdyby po zderzeniu cząstki jądrowo-czynnej całkowita jej energia E została przekazana innemu rodzaju cząstkom, które nie są cząstkami jądrowo-czynnymi, tzn. $\sum K_i = 1$, to wtedy natężenie cząstek jądrowo-czynnych $I(E, 0)$, np. protonów pierwotnych padających na powierzchnię atmosfery, malałoby z głębokością x w atmosferze według prawa

$$I(E, x) = I(E, 0)e^{-x/\lambda_i}, \quad (4)$$

gdzie $I(E, x)$ jest natężeniem cząstek jądrowo-czynnych na głębokości x licząc od powierzchni atmosfery (x i λ_i są wyrażone w tych samych jednostkach, np. w g/cm^2), λ_i jest średnią drogą oddziaływania i wynosi 70—80 g/cm^2 dla powietrza. W przypadku gdy cząstka jądrowo-czynna nie traci w pojedynczym zderzeniu całkowitej swojej energii, a część energii straconej idzie na generację wtórnych cząstek jądrowo-czynnych, ubytek cząstek jądrowo-czynnych z głębokością w atmosferze jest słabszy niż to wynika ze wzoru (4). Również w tym przypadku można zapisać na zanik cząstek jądrowo-czynnych z głębokością x

wzór

$$I(E, x) = I(E, 0)e^{-x/\lambda_a} \quad (5)$$

podobny do wzoru (4), z tym że we wzorze (5) liczba cząstek ubywa według tzw. drogi atenuacji λ_a , przy czym $\lambda_a > \lambda_i$.

Dla zmiany liczby cząstek z głębokością, przy uwzględnieniu pracy generacji cząstek jądrowo-czynnych, można równanie dyfuzji zapisać w następującej postaci:

$$\frac{\partial I(E, x)}{\partial x} dE = -\frac{1}{\lambda_i} I(E, x) dE + \sum (dI)_i dE.$$

Równanie to daje zmianę liczby cząstek na jednostkę drogi w przedziale energii E , $E + dE$. Pierwszy człon po prawej stronie przedstawia ubytek liczby cząstek wskutek oddziaływań jądrowych, zaś drugi — przyrost liczby cząstek o energii E z oddziaływań jądrowych cząstek, które miały pierwotnie energię E_0 . Oznaczmy przez:

n_i — średnią liczbę cząstek typu i generowanych w jednym akcie,

K_i — ułamek energii przekazanej w generacji cząstkom typu i (cząstkowy współczynnik nieelastyczności);

wówczas $E = \frac{K_i E_0}{n_i}$. Załóżmy dalej, że widmo cząstek jądrowo-czynnych na głębokości x ma charakter potęgowy

$$I(E_0, x) dE_0 = A \frac{dE_0}{E_0^{\gamma+1}}.$$

Przy tych oznaczeniach

$$(dI)_i = n_i I(E_0, x) dE_0 \frac{1}{\lambda_i} g_i.$$

We wzorze tym g_i oznacza prawdopodobieństwo przetrwania cząstek na drodze λ (prawdopodobieństwo przebycia drogi λ_i bez rozpadu). Korzystając z powyższych 2 związków równanie dyfuzji zapiszemy w postaci

$$\frac{\partial I(E, x)}{\partial x} = -\frac{1}{\lambda_i} \left[1 - \sum n_i \left(\frac{K_i}{n_i} \right)^\gamma g_i \right] I(E, x)$$

albo

$$I(E, x) = I(E, 0) e^{-x/\lambda_a}$$

czyli

$$\frac{1}{\lambda_a} = -\frac{\partial \ln I}{\partial x},$$

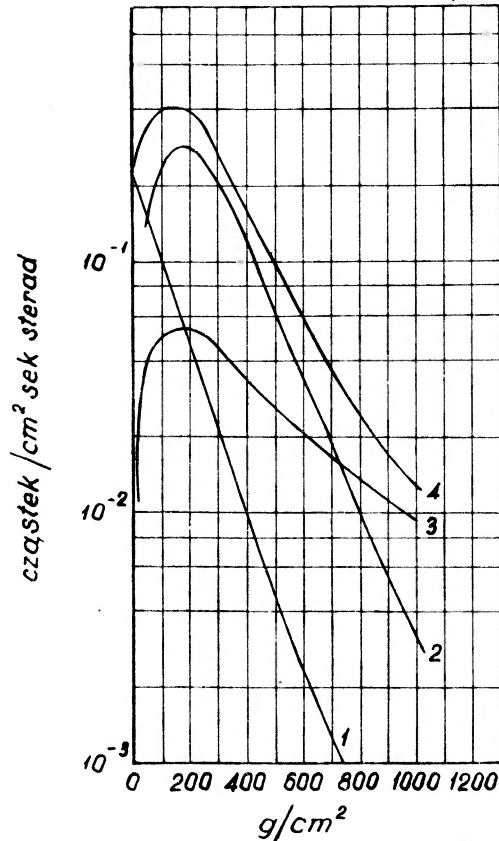
i

$$\frac{1}{\lambda_a} = \frac{1}{\lambda_i} \left[1 - \sum n_i \left(\frac{K_i}{n_i} \right)^\gamma g_i \right]$$

stąd

$$\frac{\lambda_i}{\lambda_a} = 1 - \sum n_i \left(\frac{K_i}{n_i} \right)^\gamma g_i$$

przy czym K_i/n_i oznacza ułamek energii niesionej przez cząstkę wtórną. Przy wyprowadzeniu równania dyfuzji i związku λ_i/λ_a założyliśmy, że cząstkowe współczynniki nieelastyczności nie zależą od cząstki zderzającej się i są podyktowane jedynie cząstkami generowanymi w akcie zderzenia. Wtórne cząstki generowane, o ile nie rozpadają się, nie różnią się pod względem oddziaływań jądrowych od ich rodziców. We wzorze (7) należy wziąć pod uwagę wszystkie cząstki po zderzeniu oraz przypadające dla nich wartości K_i , tak aby $\Sigma K_i = 1$. Istotny



Rys. 1. Zmiana natężenia z wysokością poszczególnych składowych promieniowania kosmicznego: 1 — jądrowo czynnej, 2 — mezonów μ , 3 — elektronowej, 4 — natężenia całkowitego

przyczyniek do wzoru (7) wnosi największa wartość K_i . Jeżeli założymy, że w zderzeniach ułamek K energii jest przekazany na generację cząstek wtórnych, zaś cząstka pierwotna (tzw. wiodąca) zatrzymała ułamek energii $1-K$, przy czym $K < 0,5$, wtenczas wzór zapisany w sposób przybliżony będzie

$$\frac{\lambda_i}{\lambda_a} = 1 - (1 - K)^r. \quad (7a)$$

Rys. 1 (Wilson [21], str. 339) przedstawia zależność natężenia składowej jądrowo czynnej od wysokości wzniesienia. Z powyższego rysunku otrzymu-

jemy $\lambda_a = 140 \text{ g/cm}^2$, czyli $\frac{\lambda_i}{\lambda_a} = \frac{80}{140} \sim 0,6$ przy $\gamma = 1,7$. Z prostych przeliczeń wynika, że nie można uzyskać zgodności danych doświadczalnych na stosunek λ_i/λ_a ze wzorem (7) przy założeniu, że istnieje tylko jeden gatunek cząstek generowanych o równym rozkładzie energii. Zgodność z doświadczeniem uzyskuje się łatwo zakładając, że cząstka pierwotna (wiodąca) zatrzymuje większą część swojej energii, resztę zaś przekazuje cząstkom wtórnym. Na miejsce jednej cząstki wiodącej można przyjąć istnienie kilku cząstek wtórnych wyróżnionych energetycznie wśród pozostałych.

Drogę atenuacji cząstek można wyznaczyć z tzw. zależności kątowej. Dla miejsca obserwacji na głębokości x dla cząstek nachylonych pod kątem θ w stosunku do pionu grubość przebytej warstwy wynosi $x/\cos\theta = x\sec\theta$. Natężenie promieniowania na głębokości x pod kątem θ wynosi $I(E, x, \theta) = I(E, 0)e^{-x\sec\theta/\lambda_a}$. Z pomiarów rozkładu kątowego cząstek jądrowo czynnych w bloku emulsji otrzymali Duthie i współprac. [8, 9] dla λ_a wartość 125 g/cm^2 .

Strumień energii niesionej przez cząstki jądrowo czynne ubywa wolniej niż liczba cząstek. Ze strumienia energii ubywa tylko ta część, która idzie na cząstki rozpadające się albo cząstki nie będące cząstkami jądrowo czynnymi. Natomiast degradacja energii poszczególnych cząstek jądrowo czynnych nie ma tu istotnego znaczenia. Jeżeli przez $E(x)$ znaczymy strumień energii na głębokości x niesionej przez cząstki jądrowo czynne, to $E(x) = E(0)e^{-x/\lambda_E}$, gdzie $E(0)$ jest strumieniem energii na powierzchni atmosfery, zaś λ_E jest drogą atenuacji dla energii. Należy oczekiwać, że $\lambda_E > \lambda_a$.

Pomiary dróg atenuacji dla wielkich pęków

Wprowadzone poprzednio wielkości odgrywają zasadniczą rolę przy rozwoju wielkich pęków w atmosferze, wobec czego przejdziemy do omówienia odpowiednich dróg atenuacji dla wielkich pęków (Sitte i współpr. [20]).

Całkowie widmo gęstości cząstek jonizujących w wielkich pękach, czyli liczbę pęków w miejscu obserwacji na głębokości x w atmosferze, które mają gęstość powyżej Δ , można zapisać w następującej postaci

$$n(\Delta, x) = D(x)\Delta^{-a}.$$

Zakładając eksponencjonalną zmianę współczynnika $D(x)$ z wysokością otrzymuje się drogę atenuacji pęków przy stałej gęstości ($\Delta = \text{const}$) — *density attenuation length*, określoną wzorem

$$\frac{1}{\lambda_\Delta} = -\frac{\partial \ln D(x)}{\partial x}.$$

Liczba zarejestrowanych przypadków R wielkich pęków o gęstości powyżej progowej Δ będzie proporcjonalna do $D(x)$, czyli

$$\frac{1}{\lambda_\Delta} = -\frac{\partial \ln D(x)}{\partial x} = -\frac{\partial \ln R}{\partial x}.$$

Drogę atenuacji λ_A otrzymuje się z bezpośrednich pomiarów natężenia pęków rejestrowanych na różnych wysokościach aparaturą o jednakowej geometrii. Według pomiarów Greisena [12] $\lambda_A = 135\text{--}140 \text{ g/cm}^2$.

Drogę atenuacji dla wielkich pęków można wyznaczyć z efektu barometrycznego. Doświadczalnie stwierdzony efekt barometryczny

$$\frac{\partial R}{R \partial p} = \frac{1}{10} (\text{cm Hg})^{-1}$$

daje na drogę atenuacji wartość $\lambda_A = 136 \text{ g/cm}^2$, jak to łatwo wynika z następującego przeliczenia

$$\frac{\partial \ln R}{\partial x} = -\frac{1}{\lambda_A} = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial x} = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{10} (\text{cm Hg})^{-1} \frac{\text{cm Hg}}{13,6 \text{ g/cm}^2}$$

$$\lambda_A = 136 \text{ g/cm}^2$$

W podobny sposób można zapisać widmo całkowite liczby cząstek w wielkich pękach, czyli liczbę pęków o liczbie cząstek powyżej N , których osie padają na pow. jednostkową, w następującej postaci

$$H(N, x) = A(x) N^{-\beta}.$$

Stąd można zdefiniować drogę atenuacji pęków przy stałej liczbie cząstek ($N = \text{const.}$) λ_N — *attenuation length of the number of the showers*

$$\frac{1}{\lambda_N} = -\frac{\partial \ln A(x)}{\partial x}.$$

Z pomiarów otrzymano wartość $\lambda_N = 125 \text{ g/cm}^2$.

Między gęstością $\Delta(r)$ a liczbą cząstek w pęku N zachodzi związek $\Delta(r) = f(r)N$, gdzie $f(r)$ jest tak zwaną znormalizowaną funkcją rozkładu gęstości. Korzystając z tego związku można udowodnić, że wykładnik widma gęstości α i wykładnik widma liczby cząstek w pękach β są sobie równe $\alpha = \beta$. Rejestracja pęków o gęstości Δ powyżej progowej jest równoznaczna z rejestracją pęków o liczbie cząstek N powyżej zadanej, jeżeli osie pęków padły na określoną powierzchnię. Z rozważań tych wynika, że $\lambda_A = \lambda_N$, jak to wskazują również dane doświadczalne. Wartości te pokrywają się również z λ_a ($\lambda_a = \lambda_A = \lambda_N$), ponieważ zmiana liczby pęków o określonym N na danej głębokości, odzwierciedla zmianę liczby cząstek jądrowo czynnych na odpowiednio wyższym poziomie w atmosferze.

Ostatecznie można zdefiniować drogę atenuacji liczby cząstek w pękach dla stałej częstości rejestracji ($H = \text{const}$) λ_H

$$\frac{1}{\lambda_H} = -\frac{\partial \ln N}{\partial x}.$$

Różniczkując wzór

$$H(N, x) = A(x) N^{-\beta} = \text{const}$$

otrzymujemy

$$\frac{\partial \ln H}{\partial x} = 0 = \frac{\partial \ln A(x)}{\partial x} - \beta \frac{\partial \ln N}{\partial x}$$

czyli

$$\frac{1}{\lambda_N} - \beta \frac{1}{\lambda_H} = 0, \quad \text{stad} \quad \beta \lambda_N = \lambda_H.$$

Doświadczalnie wyznaczone $\lambda_H = 190\text{-}200 \text{ g/cm}^2$.

Pomiary współczynnika nieelastyczności techniką emulsji jądrowych

Technika emulsyjna pozwala na badanie indywidualnych przypadków zderzeń i śledzenia, jaki jest podział energii między indywidualne cząstki wtórne. Przez współczynnik nieelastyczności rozumiemy ułamek energii niesiony przez wszystkie cząstki wtórne z wyjątkiem cząstki o najwyższej energii. Ponieważ nie wiemy, która cząstka jest bezpośrednim potomkiem cząstki pierwotnej, więc zakładamy, że jest nią cząstka o najwyższej energii. W pomiarach kliszowych korzystamy z układu środka mas oraz układu laboratoryjnego. Oznaczmy przez γ_c czynnik Lorentza dla obu zderzających się nukleonów w układzie środka mas. Wtenczas γ_c jest również czynnikiem Lorentza układu środka mas względem układu laboratoryjnego, zaś $2\gamma_c$ jest energią całkowitą w układzie środka mas.

W układzie środka mas zakładamy symetrię w rozlocie cząstek wtórnych. Przy izotropowym rozlocie cząstek w układzie środka mas, w układzie laboratoryjnym cząstki te są skupione w dwóch stożkach współosiowych. W stożku węższym wewnętrznym znajdują się cząstki o dużej energii, zaś w stożku zewnętrznym cząstki, które w układzie środka mas lecą do tyłu. W układzie laboratoryjnym mają one stosunkowo małą energię. Dla wyznaczenia współczynnika nieelastyczności konieczne jest wyznaczenie całkowitej energii zderzających się nukleonów $2\gamma_c$, oraz energii poszczególnych cząstek wtórnych. Czynniki Lorentza można wyznaczyć

a) ze wzoru Castagnoli i współpr. [4]

$$\log \gamma_c = -\frac{1}{n_s} \sum \log \text{tg } \theta_i = \langle \log \text{ctg } \theta_i \rangle \quad (8)$$

We wzorze tym n_s oznacza liczbę naładowanych cząstek wtórnych, Q_i — kąt między kierunkiem lotu cząstki pierwotnej, a i -tą cząstką wtórną;

b) ze wzoru $\gamma_c = \cotg \theta_{1/2}$, gdzie $\theta_{1/2}$ jest kątem licząc od osi *jetu*, który zawiera w układzie laboratoryjnym połowę generowanych cząstek;

c) korzystając z danych dla pędu p_i i kąta rozlotu θ_i poszczególnych cząstek wtórnych wyrażamy pędy \bar{p}_i w układzie środka mas przez p_i , θ_i i γ_c , korzystając z prostego związku. Wtenczas żądanie, aby sumaryczny pęd w układzie środka mas zniknął $\sum \bar{p}_i = 0$, daje warunek, z którego można wyznaczyć γ_c .

Energię cząstek wtórnych w stożku zewnętrznym wyznacza się przez pomiar rozproszenia, przy czym górna granica energii, przy której tę metodę jeszcze można stosować, wynosi kilka GeV. W stożku wewnętrznym pomiaru energii w układzie laboratoryjnym można dokonać albo: a) z oddziaływań wtórnych, albo b) z względnego pomiaru rozpraszania; ta ostatnia metoda pozwala na pomiar do energii rzędu 10^{11} eV. Poza tym dla stożka wewnętrznego można wyznaczyć energię mezonów π^0 poprzez kaskady elektronowo-fotonowe zapoczątkowane przez π^0 . Następnie energię cząstki z układu laboratoryjnego można przetransformować do układu środka masy. Przy pomocy tu opisanych metod można wyznaczyć ułamek energii niesionej przez poszczególne cząstki wtórne, dla których można przeprowadzić wyżej opisane pomiary. Ponieważ większość cząstek stożka zewnętrznego ma duży kąt zagłębiania się w kliszy, wychodzi więc poza warstwę emulsji i nie może być wykorzystana do pomiarów energii. Z tych względów tylko w nielicznych *jetach* można przeprowadzić pomiary dla wszystkich cząstek wtórnych.

Współczynnik nieelastyczności można wyliczyć z wzoru

$$K = \frac{1,5 p_{\perp} \sum \operatorname{cosec} \theta_i}{2\gamma c},$$

gdzie p_{\perp} oznacza pęd poprzeczny (który jest niezmiennikiem transformacji Lorentza).

Korzystamy tu z przybliżenia, że pęd poprzeczny dla cząstek wtórnych jest stały. Czynniki 1,5 we wzorze uwzględnia energię niesioną przez π^0 .

Tabela 1

Autorzy prac	Cząstka pierwotna	K	E_0
Hopper [17]		0.1	
Schein 1955		0.16	
Debenedetti [6]		0.5	
Bristol P20		$K_{\pi} > 0.20$	$4 \cdot 10^{13}$ eV
Fowler [10]	α	> 0.05	$3 \cdot 10^{14}$ eV
Ciok et al. [5]	α	$\pi K_{\pi} = 0.10$	$2 \cdot 10^{14}$ eV

W tabelce powyżej są zebrane *jety*, dla których wyznaczono całkowity współczynnik nieelastyczności (Perkins, [19]).

W przypadkach, gdzie niemożliwy jest pomiar wszystkich cząstek wchodzących w skład *jetu*, można wyznaczyć ułamek energii niesionej przez poszczególne cząstki. Z danych tych wynika, że na 10 cząstek wtórnych zdarza się przeciętnie jedna o energii wynoszącej średnio 60% energii cząstki pierwotnej. Liczba tych cząstek wtórnych o dużej energii sugeruje, że pochodzą one z nukleonów pierwotnych, które straciły w zderzeniu przeciętnie 40% swojej energii. Dla potwierdzenia tego obrazu należałoby mieć bloki emulsji o dużych rozmiarach ($\lambda_{\text{int}} = 37$ cm emulsji) pozwalające na obserwację wtórnych oddziaływań cząstki wiodącej.

Mozna również zmierzyć energię przekazaną w zderzeniach poprzez me-

zony π^0 składowej elektronowo-fotonowej.

Tę drogą wyznaczono w pracy Iwadare z Bristolu [18] K^{\pm} wynosi $0,4 \pm 0,1$.
 Ocena energii kaskady elektronowo-fotonowej dla energii powyżej $5 \cdot 10^{10}$ -
 10^{11} eV odbywa się poprzez pomiar ilości elektronów wewnątrz koła o okre-
 ślonym promieniu. Klisze mogą być w tym przypadku umieszczone emulsją
 prostopadłą do osi kaskady albo os kaskady tworzy pewien kąt nieco różny
 od 90° z powierzoną emulsją. Trudności w opracowaniu kaskad powstają
 wtedy, gdy na kliszy jest kilka bliskich trzonów wywołanych jednym aktem
 jądrowym. Tę energię z poszczególnych kaskad mierzają się wzajemnie,
 utrzymując analogię.

Z analizy rozkładów katodowych przy założeniu, że pęd poprzeczny cząstek
 wtórnych jest stały, otrzymuje się dla K^{\pm} wartość $0,3$.

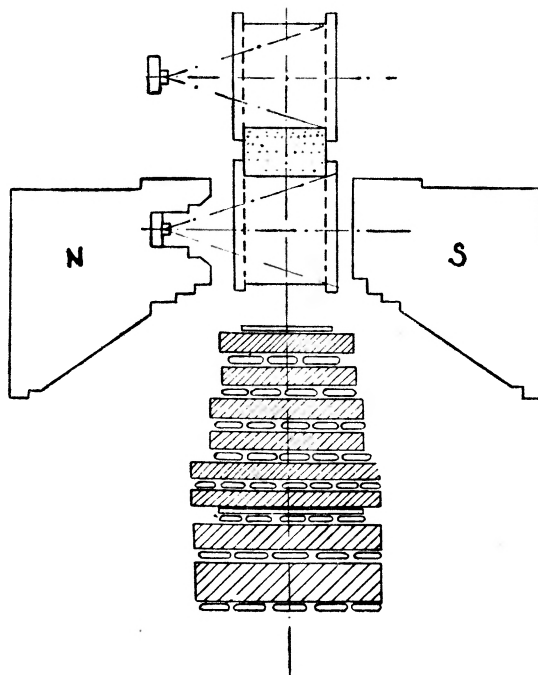
Z prac z emuljami jądrowymi wynika, że energia poszczególnych cząstek
 wtórnych stanowi zazwyczaj drobny ułamek energii cząstki pierwotnej. Wy-
 stępują jednak przypadki, kiedy energia cząstki wtórnej przewyższa połowę
 energii cząstki pierwotnej. Wśród cząstek wtórnych wysokiej energii wystę-
 pują z jednakowym prawdopodobieństwem cząstki naładowane i neutralne,
 co wskazuje na to, że cząstkami wtórnymi, niósłymi wielkoszosej energii pier-
 wotnej, są nukleony (Barkow i wspólni, [3]). W pojedynczych przypadkach
 można było stwierdzić, że mezonony π wtórne otrzymują mały ułamek energii
 cząstki pierwotnej, pozostając zaś część niesie pojedyncza cząstka — nukleon
 pierwotny. W oddziaływaniach mezonów π pion pierwotny przekazuje większość
 części swojej energii na wytwarzanie pionów wtórnych, nukleony zaś otrzymują
 zazwyczaj mały ułamek energii niesionej przez pierwotny pion.

Kalorymetr jonizacyjny w połączeniu z komorą Wilsona

Dobrotin i Siawatinski [7] zwracając uwagę, że w pomiarach kliszowych
 przy wyznaczeniu energii cząstki pierwotnej zakłada się symetrię w układzie
 C. M. i stąd otrzymuje się γ_c układu środka mas względem układu laborato-
 ryjnego, a tym samym energię zderzających się nukleonów pierwotnych w ukła-
 dzie środka mas. Dobrotin i Siawatinski zajmują się charakterystykami
 pierwszego aktu zderzenia, mierząc równocześnie całkowitą energię cząstki
 pierwotnej. Pierwsze oddziaływanie zachodzi w bloku z wodorku litu o grun-
 bosci $0,1 \lambda_{\text{lit}}$, umieszczonego między dwoma komorami Wilsona o pojemności
 70 litrów każda (rys. 2). Dolna komora umieszczona jest w polu magnetycz-
 nym o natężeniu 6000 Oe. Energię wydzieloną w pierwszym akcie, zachodzą-
 cym w wodorku litu, wyznacza się poprzez pomiar pędu poszczególnych czą-
 stek w dolnej komorze. Warstwa komor jonizacyjnych znajdujących się pod
 drugą komorą Wilsona pod grubością 3 cm Pb pozwala na pomiar energii
 przekazanej w pierwszym akcie zderzenia mezonom π^0 . Dalszą część aparatury
 stanowi kalorymetr jonizacyjny, którego zadaniem jest pomiar energii nie-

sionej przez pojedyncze cząstki jądrowo-czynne, które dały pierwsze oddziaływania w wodorku litu.

Kalorymetr jonizacyjny do pomiarów energii cząstek jądrowo-czynnych został wprowadzony przez grupę Grigorowa i współpracowników [13] z Uniwersytetu Moskiewskiego. Nazwa przyrządu pochodzi stąd, że podobnie jak w kalorymetrze cieplnym mierzy się całkowitą energię, jaką przelatująca przez kalorymetr jonizacyjny cząstka jądrowo czynna traci na jonizację. Przez pomiar tej jonizacji wyznacza się energię cząstki.



Rys. 2. Aparatura Dobrotina i współprac.

Kalorymetr jonizacyjny Dobrotina i współprac. zawierał 8 warstw komór jonizacyjnych poprzegradzanych absorbentem żelaznym o grubości całkowitej $5,3 \lambda_{\text{int}}$. Warstwy komór wyznaczają 8 punktów na krzywej przejścia dla poszczególnych cząstek jądrowo czynnych. Grubość $5,3 \lambda_{\text{int}}$ absorbenta zapewnia, że prawie cała energia cząstki jądrowo czynnej zostaje przekazana w absorbencie składowej elektronowo-fotonowej i może być wyznaczona ze związku

$$E = \int_0^{\infty} N(x)\beta dx$$
, jeżeli znamy 8 wartości krzywej podcałkowej. $N(x)$ jest

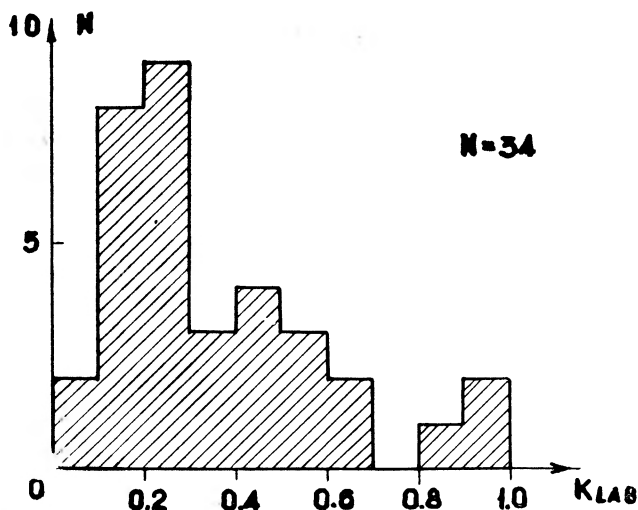
liczbą cząstek pod absorbentem o grubości x (wyrażonej w jednostkach kaskadowych), zaś β — energią krytyczną w danym absorbencie. Absorbent z żelaza jest korzystnym materiałem dla kalorymetru jonizacyjnego, ponieważ w stosunkowo niegrubej warstwie mieści się dostatecznie duża liczba dróg

interakcji ($\lambda_{\text{int}} = 100 \text{ g/cm}^2$) i jednostek kaskadowych (j. kaskadowa w żelazie wynosi 14 g/cm^2), co zapewnia równomierny rozwój kaskady elektronowo-jądrowej.

Z przeanalizowanych 27 *jetów* okazało się, że 14 było symetrycznych w układzie środka mas, 13 zaś — niesymetrycznych, przy czym w 7 z nich większość cząstek była skierowana do przedniej półkuli, w 6 pozostałych — do tylnej półkuli. Współczynnik nieelastyczności K_{lab} obliczono, ze wzoru

$$K_{\text{lab}} = \frac{1,5 \sum E_{\pi^{\pm}}}{E_0},$$

gdzie $E_{\pi^{\pm}}$ oznacza energię poszczególnych mezonów naładowanych. Z danych doświadczalnych otrzymano dla K_{lab} średnią wartość 0,3. Rozkład częstości występowania poszczególnych wartości K w indywidualnych przypadkach jest przedstawiony na rys. 3 z maksimum przy wartości 0,2.



Rys. 3. Rozrzut K_{lab} dla przypadków zarejestrowanych przez Dobrotina i współprac.

Dobrotin i współprac. przeprowadzili następnie klasyfikację zderzeń nukleon-nukleon:

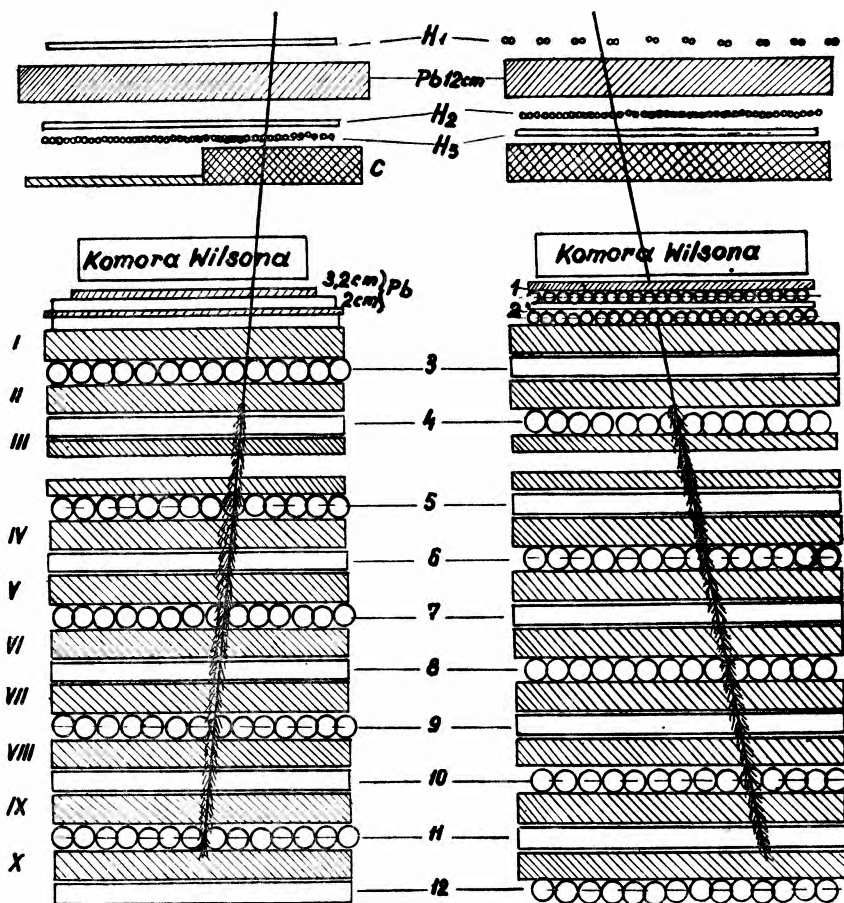
a) zderzenia peryferyjne jako zderzenia wirtualnych mezonów na peryferiach obu nukleonów, czyli zderzenia π - π , z małą wartością współczynnika nieelastyczności, dające symetryczny rozkład cząstek w układzie środka mas,

b) zderzenia centralne, symetryczne w układzie środka mas, z dużym współczynnikiem nieelastyczności, jako zderzenia rdzeni (N - N),

c) zderzenia centralnie peryferyjne (rdzeń—mezon wirtualny) czyli zderzenia N - π , asymetryczne w układzie C. M.; współczynnik nieelastyczności w tych zderzeniach może mieć różne wartości.

Metoda kalorymetru jonizacyjnego

Grigorow, autor metody kalorymetru jonizacyjnego, zastosował to urządzenie do pomiarów współczynnika nieelastyczności dla zderzeń nukleonów z jądrami żelaza i węgla (Babayan i współprac. [1], Grigorow i współ-



Rys. 4. Schemat kalorymetru jonizacyjnego Grigorowa i współprac. W dwóch projekcjach 1—12 warstwy cylindrycznych komór jonizacyjnych, I—X absorbent żelazny, H_1 , H_2 , H_3 — hodoskopowane tace licznikowe

prac. [14]). Kalorymetr jonizacyjny używany przez Grigorowa i współpracowników przedstawia rys. 4. Współczynnik nieelastyczności dla zderzeń z jądrami żelaza uzyskano w dwojaki sposób. Poszczególne krzywe przejścia $\beta \cdot N(x)$ cząstek jądrowo czynnych zostały sprowadzone do tej samej energii, przy czym rzędne krzywych zostały podzielone przez całkowitą energię cząstki, która daną krzywą zapoczątkowała. Następnie po sprowadzeniu krzywych do tego samego początku, posłużyły one do skonstruowania średniej krzywej

przejścia $I(x)$, przy czym $\int_0^{\infty} I(x) dx = 1$. Dla zderzeń jądrowych wysokiej energii autorzy wprowadzają następujące założenia: nukleony i mezony π mają tę samą drogę oddziaływania. Nukleony w zderzeniach generują nukleony i mezony π , przy czym tylko część energii nukleonu pierwotnego idzie na wytwarzanie mezonów π .

Mezony π przekazują całkowicie energię na generację dalszych mezonów π . Przy tych założeniach jedynie parametr K decyduje o kształcie krzywej $I(x)$. Krzywa ta jest sumą dwóch krzywych $i_1(x)$ i $i_2(x)$, gdzie $i_1(x)$ pochodzi od kaskady elektronowo-fotonowej zapoczątkowanej przez mezony π^0 powstałe w pierwszym akcie generacji i stąd $\int i_1(x) dx = K_{\pi^0} = K/3$. Krzywa $i_2(x)$ pochodzi od cząstek jądrowo czynnych powstałych w pierwszym akcie oddziaływania, czyli $\int i_2(x) dx = 1 - \frac{K}{3}$.

Kształt krzywej $I(x)$ zależy od ułamka energii przekazanej mezonom π^0 w pierwszym akcie oddziaływania. Szczególnie czuły na zmiany wartości K jest wprowadzony przez autorów parametr $\eta = \Delta x(I^{1/2})/I_{\max}$, gdzie $\Delta x(I^{1/2})$ jest szerokością połówkową krzywej $I(x)$. Parametr ten bardzo słabo zależy od efektywnej energii fotonów powstałych z mezonów π^0 . Doświadczalnie wyznaczona wartość odpowiada wartości $K = 1 \pm 0,1$. Druga metoda wyznaczania K z równości $K = 3K_{\pi^0}$ polega na tym, że wykorzystuje się przypadki, w których pierwsze oddziaływanie pojedynczej cząstki jądrowo czynnej ma miejsce w cienkiej warstwie żelaza, umieszczonej w górnej części aparatury. Wtenczas ze wskazania komór warstw 1 i 2 otrzymuje się energię E_{π^0} przekazaną mezonom π^0 w pierwszym akcie, zaś w kalorymetrze jonizacyjnym dokonuje się pomiaru całkowitej energii cząstki E_0 , a stąd $K_{\pi^0} = E_{\pi^0}/E_0$. Taką drogą otrzymano $K_{\pi^0} = 0,33 \pm 0,07$ czyli $K = 1,0 \pm 0,2$. Średnia wartość K otrzymana z obu metod wynosi $K = 1,0 \pm 0,09$. Aparaturą powyższą zarejestrowano 52 przypadki o energii $E_0 > 2 \cdot 10^{11}$ eV: 17 z nich wykazało jedno maksimum, zaś 35 — dwa maksima. Rozrzut odległości obu maksimów pozwala wyznaczyć średnią drogę oddziaływania cząstek wtórnych w żelazie. Wynosi ona $\lambda_i = 105 \pm \pm \frac{3}{2} \% \text{ g/cm}^2$. Otrzymana wartość pokrywa się ze średnią drogą interakcji dla cząstek jądrowych padających na aparaturę $\lambda_i = 102 \pm \pm \frac{1}{4} \text{ g/cm}^2$, wyznaczoną w tej samej serii pomiarów z rozrzutu głębokości (liczonej od górnej powierzchni absorbenta) miejsca powstania pierwszego oddziaływania. Zasadnicze wnioski autorów, dotyczące oddziaływania nukleonów z jądrami żelaza, są następujące:

1) nukleon w zderzeniu z jądrem żelaza traci całkowicie swoją energię na wytwarzanie mezonów π ($K_{\pi} = K = 1$);

2) na każde zderzenie przypada średnio jedna cząstka, która zatrzymuje powyżej 25% energii nukleonu pierwotnego. Taką wiodącą cząstką jest mezon π , przy czym w 1/3 przypadków będzie to mezon π^0 (17 przypadków z jednym maksimum), w 2/3 przypadków — mezon π^{\pm} (35 przypadków zarejestrowanych z 2 maksimami). W pracy wyznaczono również współczynnik nieela-

styczności dla zderzeń nukleonów z jądrami węgla:

$$\frac{(K_{\pi^0})_c}{(K_{\pi^0})_{Fe}} < 0.50 \pm 0.17 .$$

Według opinii Grigorowa w średnim zakresie energii nukleony w zderzeniach z jądrami lekkimi tracą około 40% swojej energii na wytworzenie mezonów π , czyli $K_{\pi} = 0.4$. Cząstką wiodącą w tych zderzeniach jest nukleon. Dla zderzeń nukleonu z jądrami ciężkimi przy energiach nukleonu $E < 10^{11}$ eV współczynnik nieelastyczności K_{π} jest nieco większy niż dla zderzeń z jądrami lekkimi. Wzrost współczynnika nieelastyczności dla zderzeń nukleonu z jądrami ciężkimi w tym zakresie energii można wytłumaczyć wzrostem liczby kolejnych zderzeń nukleonu z nukleonami wewnątrz jądra ciężkiego w porównaniu z jądrem lekkim. Przy energiach nukleonu $E > 10^{11}$ eV w zderzeniach z jądrami ciężkimi $K_{\pi} \rightarrow 1$, przy czym wzrostu tego nie można wytłumaczyć wzrostem liczby kolejnych zderzeń nukleonu wewnątrz jądra ciężkiego w porównaniu z jądrem lżejszym. Przy energiach $E > 10^{11}$ eV w zderzeniach nukleonów z ciężkimi jądrami zachodzi, zdaniem Grigorowa, jakościowa zmiana charakteru zderzenia.

Pomiary przy użyciu komór emulsyjnych

W rozważaniach dotyczących współczynnika nieelastyczności nie sposób pominąć prac Duthie i współprac. [8, 9]. Autorzy tych prac zajmują się w pierwszym rzędzie widmem fotonów γ powstałych z rozpadu π^0 , generowanych w oddziaływaniach cząstek jądrowo czynnych z jądrami powietrza. Duthie i współpracownicy posługują się w tym celu tak zwanymi komorami emulsyjnymi, które stanowią blok złożony na przemian z cienkich warstw emulsji jądrowej oraz absorbenta o dużym Z (Pb, Cu, W). Użyto w sumie 7 komór, przy czym 4 z nich były naświetlane w długotrwałych lotach samolotowych rzędu kilkuset godzin, każda na wysokości 10 km (220 g/cm²), zaś pozostałe 3 — w locie balonowym przez okres około 10 godzin każda na wysokości 30 km (8-28 g/cm²). Materiał był skanowany poprzez kaskady elektro-nowo-fotonowe. Tabela 2 daje przegląd doświadczalnego materiału grupy

Tabela 2
Przegląd materiałów grupy Bristolskiej

Loty	Czas lotu	Wysokość	Skład emulsji	Liczba zarejstr. kaskad
Samolotowy C ₁	840 h	220 g/cm ²	Pb/em	400
„ C ₂	580 „	220 g/cm ²	Pb/em	600
„ C ₃	250 „	220 g/cm ²	Cu/em	450
„ C ₄	250 „	220 g/cm ²	W/em	1850
Balonowe B ₁	6 „	28 g/cm ²	Pb/em	260
„ B ₂	8 „	25 g/cm ²	W/em	250
„ B ₃	15 „	8 g/cm ²	W/em	450

bristolskiej. Przypadki zarejestrowane podzielono na 3 grupy (Duthie i współprac., [8]): 1) kaskady elektromagnetyczne, 2) przypadki jądrowe, 3) rodziny kaskad. Do kaskad elektromagnetycznych zaliczono kaskady zapoczątkowane przez foton albo elektron przychodzący z zewnątrz bloku. Przypadki jądrowe są to kaskady zapoczątkowane przez oddziaływanie cząstek jądrowo czynnych wewnątrz bloku. Do rodzin kaskad należą kaskady prawie równoległe, zapoczątkowane w głównej mierze przez elektrony i fotony, rzadziej cząstki jądrowo czynne. Przypadki te są związane z oddziaływaniem jądrowym, które powstało w niewielkiej odległości od bloku emulsyjnego. W pierwszej publikacji kaskady elektromagnetyczne były opracowane oddzielnie od rodzin kaskad, w drugiej zaś razem w celu wyznaczenia widma energetycznego fotonów. Tabela 3 przedstawia rezultaty pomiarów Duthie i współprac. dotyczące wykładników całkowitych widm energetycznych fotonów i cząstek jądrowych.

Tabela 3

Wartości wykładników widm dla różnych przedziałów energii

Energia	Fotony		Cząstki jądrowe	
	$(0,5-1,5) \cdot 10^{12}$ eV	$(1,5-5) \cdot 10^{12}$ eV	$1,2 \cdot 10^{12}$ eV	$3 \cdot 10^{12}$ eV
Wysokość 220 g/cm ² 8—28 g/cm ²	$2,5 \pm 0,2$ $2,0 \pm 0,5$	$2,8 \pm 0,3$	$2,9 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,4$

Porównując natężenia przypadków jądrowych zaobserwowanych wewnątrz bloku z natężeniem cząstek pierwotnych i korzystając ze zmierzonej (z rozkładu kąтового powstałych wewnątrz bloku kaskad) drogi atenuacji $\lambda_a = 125$ g/cm², Duthie i współprac. uzyskują współczynnik nieelastyczności $K_\pi = 0,1$.

Z faktu, że widmo energetyczne kaskad elektromagnetycznych jest bardziej strome od widma promieniowania pierwotnego autorzy wyciągają wniosek, że ze wzrostem energii cząstek jądrowo czynnych, maleje ułamek energii idący na wytwarzanie mezonów π , czyli maleje K_π . Z drugiej strony z niezależności stosunku λ_i/λ_a od energii dla wielkich pęków powietrznych wynika, że całkowity współczynnik nieelastyczności K jest niezależny od energii. Wobec tego w oddziaływaniach jądrowych muszą być generowane oprócz mezonów π inne cząstki, których udział rośnie ze wzrostem energii nukleonów. O zmniejszaniu się współczynnika nieelastyczności K_π z energią sygnalizuje również Perkins [19] na podstawie przeglądu danych doświadczalnych uzyskanych w kliszach jądrowych.

Wnioski końcowe

Z całości przedstawionego materiału doświadczalnego wynika, że w zderzeniach nukleonu z jądrami lekkimi średnia wartość $K_\pi = 0,3-0,4$, średni zaś całkowity współczynnik nieelastyczności $K = 0,4-0,5$. Z pomiarów nad wiel-

kimi pękami wynika, że całkowity współczynnik nieelastyczności K nie zależy od energii nukleonów. W zderzeniach nukleonu z jądrami lekkimi nukleon zatrzymuje większość (0,6) swojej energii i stanowi tak zwaną cząstkę wiodącą. W poszczególnych przypadkach występuje duże wahanie współczynnika nieelastyczności wokół wartości średnich. W pracy Babeckiego i współpracowników [2] stwierdzono występowanie przypadków zderzeń jądrowych zachodzących w powietrzu, w których prawie całkowita energia cząstki zostaje przekazana mezonom π^0 .

Ten raczej dobrze ugruntowany obraz należy uzupełnić wynikami prac Grigorowa i współprac. oraz Duthie i współprac. Według prac Grigorowa i współprac. dla zderzeń nukleonu z jądrami ciężkimi przy energiach poniżej 10^{11} eV, $K_\pi = 0,5$, to znaczy jest nieco większe niż w przypadku zderzeń z jądrami lekkimi ($K_\pi = 0,3-0,4$), przy czym obie te wartości są proporcjonalne do liczby kolejnych zderzeń nukleonu z poszczególnymi nukleonami wewnątrz jądra. Przy energiach nukleonu powyżej 10^{11} eV dla zderzeń nukleonu z ciężkimi jądrami $K_\pi = 1,0$, podczas gdy K_π dla jąder lekkich nie zależy od energii. Zwiększenie się wartości K_π dla jąder ciężkich w tym zakresie energii nie można wytłumaczyć wzrostem liczby kolejnych zderzeń nukleonu wewnątrz jądra ciężkiego.

Z prac grupy bristolskiej wynika, że K_π przy energiach nukleonu 10^{12} eV ma małą wartość $K = 0,1$ i maleje przy energiach powyżej $10^{12}-10^{13}$ eV. Rezultaty grupy moskiewskiej i bristolskiej są sprzeczne ze sobą i wymagają dalszych badań.

Miło mi jest podziękować Profesorowi Mięśowiczowi oraz pracownikom Zakładu Wysokich Energii Oddziału Krakowskiego Instytutu Badań Jądrowych za przeprowadzone dyskusje nad zagadnicznymi poruszonymi w tym artykule.

Literatura

- [1] C. P. Babayan, N. L. Grigorow, M. M. Dubrowin, Z. G. Mishchenko, V. S. Murzin, L. J. Sarycheva, V. A. Sobiniakow, I.D. Rapoport, Moscow Cosmic Ray Conference, 1, 174 (1960).
- [2] J. Babecki, Z. Buja, N. Z. Grigorow, J. Łoskiewicz, J. Massalski, A. Oleś, W. J. Szestopierow, Ż. eksper. teor. Fiz., 40, 1551 (1961).
- [3] A. G. Barkow, B. Chamany, D. M. Haskin, P. L. Jain, E. Lohrmann, M. W. Teucher, Marcel Schein, preprint 1961.
- [4] C. Castagnoli, G. Cottini, D. Moreno, C. Franzinetti, A. Manfredini, Nuovo Cimento, 10, 1539 (1953).
- [5] P. Ciok, T. Coghén, J. Gierula, R. Hołyński, A. Jurak, M. Mięśowicz, T. Sanińska, O. Stanisławski, J. Pernegr, Nuovo Cimento, 8, 166 (1958), 10, 741 (1958).
- [6] A. Debenedetti, C. Garelli, T. F. Hoang, L. Scarsi, Nuovo Cimento, 10, 1261 (1953).
- [7] N. A. Dobrotin, S. A. Slavatinsky, Rochester Conference (1960).
- [8] J. G. Duthie, C. M. Fischer, P. M. Fowler, A. Kaddoura, D. H. Perkins, K. Pinkau, W. Wolter, preprint 1960.

- [9] J. A. Duthie, P. H. Fowler, A. Kaddoura, D. H. Perkins, K. Pinkau, W. Wolter, preprint 1961.
- [10] P. Fowler, E. Ney, P. Freier, *Rochester Conference* (1957).
- [11] I. Fujimoto, S. Hasegawa, M. Kazuno, J. Nishimura, K. Ni, N. Ogita, *Moscow Conference of Cosmic Radiation* 1, 41 (1960).
- [12] H. K. Greisen, *Moscow Conference of Cosmic Radiation*.
- [13] N. L. Grigorow, M. A. Kondratjewa, A. J. Sawieljewa, W. A. Sobiniakow, A. W. Podgórszkaja, W. J. Szestopierow, *Moscow Conference* 1, 122 (1960).
- [14] N. L. Grigorow, W. S. Murzin, I. D. Rapoport, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, 36, 1068 (1959).
- [15] N. L. Grigorow, W. J. Szestopierow, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, 34, 1593 (1958).
- [16] W. Heisenburg, *Kosmische Strahlung*, 1953.
- [17] D. Hopper, S. Biswas, J. Darby, *Phys. Rev.*, 84, 457 (1951).
- [18] J. Iwadare, *Nuovo Cimento*, 12, 630 (1959).
- [19] D. H. Perkins, *Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics*, Wilson, V, 257 (1960).
- [20] K. Sitte, I. K. Kofsky, D. Z. Stierwalt, S. Lehrer, K. Tausk, A. Wathagin, *Suppl. del Nuovo Cimento*, 8, Nr 2, 684 (1958).
- [21] J. Wilson, *Progress in Cosmic Ray Physics*, III, 1958.

Józef Szpilecki

Politechnika Śląska w Gliwicach

Generator spinowy

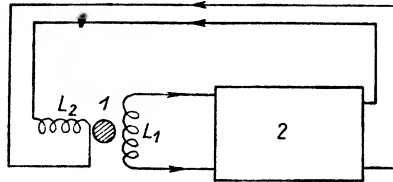
Wstęp

Od roku 1946, kiedy to F. Bloch [4] podał swoją teorię opisującą zachowanie się ciał diamagnetycznych w polu magnetycznym, powstała nowa dziedzina nauki, która posługując się prostymi przyrządami pozwala z jednej strony wykorzystać wyniki badań teoretycznych do pomiaru magnetycznych wielkości charakteryzujących jądra atomowe, z drugiej strony wykorzystać je w magnetometrii do pomiarów pól magnetycznych i ich zmian. Przyrządy te wykorzystują rezonans jądrowy, który zachodzi przy spełnieniu pewnej relacji między częstością zewnętrznego pola magnetycznego wysokiej częstości oraz częstością Larmora ruchu precesyjnego jądrowych momentów magnetycznych. Aby powtórzyć zjawisko szereg razy musimy stosować zmienną częstość generatora wysokiej częstości, poczynając od wartości poniżej rezonansowej do wartości większej od niej. Każdorazowe osiągnięcie rezonansu indukuje w cewce odbiornika pewne zaburzenie elektryczne, które wzmocnione, jest doprowadzane do aparatury pomiarowej. Aparatury, działające na tej zasadzie, nie będą przedmiotem artykułu, jako już dawniej znane i opisane [1, 2]. Ponieważ aparatura opisanego wyżej typu jest obecnie bardzo ważna, w bardzo wielu badaniach starano się stworzyć takie warunki fizyczne w układach pomiarowych Blocha i innych, by rezonans magnetyczny mógł się sam podtrzymywać i obroty momentów magnetycznych, zachodzące w czasie rezonansu, wytwarzały w układzie odbiorczym drgania ciągłe. W tym przypadku więc układ pobudzamy do drgań ciągłych, stosując dodatkowo sprzężenie zwrotne przy pomocy próbki, znajdującej się w stanie rezonansu magnetycznego. Tak powstała idea generatora spinowego. Literatura radziecka wspomina o dwu teoriach takiego generatora, mianowicie teorii Kuroczkina [5] i teorii Władimirskiego [7]. Przedmiotem pracy jest podanie teoretycznego uzasadnienia działania generatora spinowego oraz danych, dotyczących jego praktycznej realizacji.

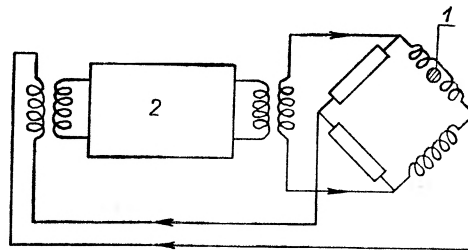
Teoria generatora spinowego

Dane ogólne

Generator spinowy powstał jako modyfikacja jednego z przyrządów stosowanych przez Blocha. Schemat jego budowy jest następujący: W przyrządzie Blocha pole elektromagnetyczne wysokiej częstości przy pomocy odpowiedniej cewki działa na próbkę ciała badanego, wywołując wpływ na precesję jego



Rys. 1. Schemat ideowy działania generatora spinowego.
1 — próbka, 2 — wzmacniacz, L_2 — cewka sprzężenia zwrotnego



Rys. 2. Schemat spinowego generatora w układzie mostkowym.
1 — próbka, 2 — wzmacniacz

momentów magnetycznych jądrowych, wywołaną stałym, prostopadłym do poprzedniego polem magnetycznym. Jeżeli zachodzi rezonans magnetyczny, obracające się w próbce o 180° momenty magnetyczne indukują napięcie w cewce odbiorczej, umocowanej na próbce w ten sposób, by nie było wzajemnego wpływu obu cewek na siebie. Napięcie to następnie wzmacnia się i mierzy. Modyfikacja polega na tym, by wzmacnionym napięciem odbieranym wskutek rezonansu w próbce, działać na próbkę, eliminując tym samym generator wysokiej częstości. Jeżeli zważymy małość próbki (wymiary rzędu kilku cm^3) i małość efektu, rozwiązanie takie należy uważać za bardzo interesujące. Oczywiście, podany wyżej opis generatora jest pewnym uproszczeniem, wygodnym do ułożenia równań opisujących działanie. Natomiast trudno tak skonstruować układ, by nie było sprzężenia między cewkami. Dlatego podano, zresztą jeszcze wcześniej, układ mostkowy, w którym unika się tego rodzaju błędu, gdyż w tym przypadku wystarczy tylko jedna cewka na próbce. Ponieważ zasada działania obu przyrządów jest taka sama, teorię podamy dla pierwszego układu. Na rys. 1 i 2 mamy przedstawiony schemat ideowy obu przyrządów.

Zasadnicze części generatora spinowego są następujące:

- 1) układ drgań, próbka z ceweczką,
- 2) sterowany przez układ wzmacniacz,
- 3) przyrząd ograniczający (ustalający) amplitudę drgań.

Nim przejdziemy do teorii generatora, podanej przez Kuroczkina, poświęćmy trochę uwagi równaniom Blocha.

Równania Blocha

Makroskopowe równania Blocha, które opisują ruch momentów magnetycznych próbki pod wpływem stałego pola magnetycznego oraz prostopadłej do niego sinusoidalnej składowej, małej w porównaniu z poprzednim polem, przy uwzględnieniu tłumienia przez wprowadzenie podłużnego i poprzecznego czasu relaksacji, możemy napisać w sposób następujący:

$$\begin{aligned} \dot{M}_x - \gamma(M_y H_z - M_z H_y) + (1/T_2) M_x &= 0 \\ \dot{M}_y - \gamma(M_z H_x - M_x H_z) + (1/T_2) M_y &= 0 \\ \dot{M}_z - \gamma(M_x H_y - M_y H_x) + (1/T_1) M_z &= (1/T_1) M_0 \end{aligned} \quad (1)$$

gdzie:

- M_x, M_y, M_z — zmienne składowe makroskopowego namagnesowania,
- M_0 — składowa stała namagnesowania,
- H_x, H_y, H_z — składowe pola magnetycznego wewnątrz próbki,
- T_1, T_2 — czasy relaksacji,
- $\gamma = ge/2mc$ — stała giromagnetyczna,
- g — współczynnik Landégo,
- e — ładunek elektronu,
- m — masa elektronu,
- c — prędkość światła.

Kropką oznaczono pochodną ze względu na czas.

Oczywiście działając zmiennym polem magnetycznym możemy układ opisany równaniami (1) pobudzić do oscylacji. Zwykle przyjmuje się

$$\begin{aligned} H_x &= H_1 \cos \omega t \\ H_y &= -H_1 \sin \omega t \\ H_z &= H_0 \end{aligned} \quad (2)$$

H_0 — stała wartość pola magnetycznego, duża w porównaniu z H_1 ,
 $\omega/2\pi$ — wysoka częstota.

Rozwiązanie układu równań (1)

Różne metody pomiarowe, stosujące układ równań (1), opierają się na pewnych rozwiązaniach tego układu. Niektóre podał Bloch. Zagadnienie możemy ująć następująco:

Równanie (1) możemy napisać w postaci macierzowej

$$\dot{M} + (H)M = (M_0) \quad (3)$$

przy czym

$$(H) = \begin{pmatrix} (1/T_2), & -\gamma H_z, & \gamma H_y \\ \gamma H_z, & (1/T_2), & -\gamma H_x \\ -\gamma H_y, & \gamma H_x, & (1/T_1) \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$M = \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \quad (M_0) = (1/T_1) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \end{pmatrix}. \quad (5,6)$$

Wyznacznik charakterystyczny macierzy (4) jest stały dodatni, jeżeli zastosujemy specyfikację pola magnetycznego według (2). Równanie (3) należy do typu równań przywiedlnych, mianowicie przy pomocy podstawienia (gdzie u , v , M_z oznaczają nowe zmienne):

$$\begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \omega t, & -\sin \omega t, & 0 \\ -\sin \omega t, & -\cos \omega t, & 0 \\ 0, & 0, & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \\ M_z \end{pmatrix} \quad (7)$$

możemy je doprowadzić do układu o współczynnikach stałych. Zwykle piszemy je następująco:

$$\begin{pmatrix} \dot{u} \\ \dot{v} \\ \dot{M}_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} (1/T_2), & \Delta\omega, & 0 \\ -\Delta\omega, & (1/T_2), & \gamma H_1 \\ 0 & -\gamma H_1, & (1/T_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \\ M_z \end{pmatrix} = (1/T_1) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

gdzie

$$\Delta\omega = \gamma H_0 - \omega = \omega_0 - \omega, \quad (9)$$

H_0 — stała składowa pola magnetycznego (2), wywołująca precesję, $\omega/2\pi$ — częstość zmienna generatora.

Równanie charakterystyczne, przynależne do macierzy równania (8), posiada następującą postać:

$$s^3 + s^2(1/T_1 + 2/T_2) + s(1/T_2^2 + 2/T_1 T_2 + \gamma^2 H_1^2 + (\Delta\omega)^2) + 1/T_1 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2/T_2 + (1/T_1)(\Delta\omega)^2 = 0 \quad (10)$$

Przy pomocy kryterium Hurwitz—Routha stwierdzamy, że równanie (10) przedstawia układ stateczny. Jeden z pierwiastków równania (10) jest rzeczywisty, dwa zespolone sprzężone.

Metodą całki Laplace'a możemy otrzymać rozwiązanie równania (10) w następującej postaci:

$$\begin{pmatrix} u(s) \\ v(s) \\ M_z(s) \end{pmatrix} = A^{-1}(s) \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \\ M_0/T_1 + M_{0z} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

gdzie:

u_0, v_0, M_{z0} — wartości początkowe wielkości u, v, M_z

$$A(s) = \begin{pmatrix} s + 1/T_2, & \Delta\omega, & 0 \\ -\Delta\omega, & s + 1/T_2, & \gamma H_1 \\ 0, & -\gamma H_1, & s + 1/T_1 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

Macierz odwrotną $A^{-1}(s)$ obliczamy następująco

$$A^{-1}(s) = A_{ad}(s)/|A|, \quad (13)$$

gdzie:

$A_{ad}(s)$ — oznacza macierz utworzoną z dopełnień elementów przestawionej macierzy $A(s)$,

$|A|$ — wyznacznik macierzy $A(s)$.

Rozwiązanie możemy napisać następująco:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \\ M_0/T_1 + M_{z0} \end{pmatrix} \{ A_{ad}(s_1) e^{s_1 t} / |A'(s_1)| + A_{ad}(s_2) e^{s_2 t} / |A'(s_2)| + \\ + A_{ad}(s_3) e^{s_3 t} / |A'(s_3)| + A_{ad}(0) / |A(0)| \}, \quad (14)$$

gdzie:

$|A'(s)|$ oznacza pochodną wyznacznika $|A(s)|$ ze względu na s .

Zagadnienie upraszcza się, jeżeli jest spełniony warunek rezonansu $\Delta\omega = 0$ wtedy pierwiastki równania charakterystycznego dadzą się bez trudności obliczyć:

$$s_1 = 1/T_2 \\ s_{2,3} = (1/2) \left[-(1/T_1 + 1/T_2) \pm \sqrt{(1/T_1 + 1/T_2)^2 - 4(1/T_1 T_2 + \gamma^2 H_1^2)} \right]. \quad (15)$$

Na rozwiązanie otrzymujemy

$$u = A e^{-t/T_2} \\ v = B e^{s_2 t} + C e^{s_3 t} + v_0 \\ v_0 = -\gamma H_1 M_0 / T_1 / [1/T_1 T_2 + \gamma^2 H_1^2]. \quad (16)$$

Stałe A, B, C zależne od warunków początkowych, otrzymamy prosto z równania (14). Przechodząc przy pomocy równania (7) do pierwotnych zmiennych, otrzymujemy

$$M_z = -(1/\gamma H_1) [B(s_1 + s_2) e^{s_2 t} + C(s_1 + s_3) e^{s_3 t} + v_0 / T_2] \\ M_x = A e^{s_1 t} \cos \omega t - \sin \omega t (B e^{s_2 t} + C e^{s_3 t} + v_0) \\ M_y = -[A e^{s_1 t} \sin \omega t + \cos \omega t (B e^{s_2 t} + C e^{s_3 t} + v_0)] \quad (17)$$

Człony wykładnicze powstają przy dowolnym zaburzeniu stanu równowagi układu (warunki początkowe) i zanikają z biegiem czasu. Pozostaje wtedy

rozwiązanie stacjonarne, otrzymane przez Blocha na innej drodze:

$$\begin{aligned} M_x &= -v_0 \sin \omega t \\ M_y &= -v_0 \cos \omega t \\ M_z &= -v_0 / \gamma H_1 T_2 . \end{aligned} \quad (18)$$

Teoria Kuroczkina

Posługujemy się następującymi równaniami i następującymi uproszczeniami:

- 1) równania Blocha (1),
- 2) równanie napięcia indukowanego na cewce odbiorczej.

$$V_c = -4\pi N A \dot{M}_y = -k_1 \dot{M}_y \quad (19)$$

gdzie N — liczba zwojów cewki odbiorczej,
 A — pole przekroju poprzecznego cewki,
 k_1 — współczynnik proporcjonalności.

- 3) Równanie napięcia na cewce generatora

$$\begin{aligned} V_g &= -k_2 V_c = -k_1 k_2 \dot{M}_y \\ k_1, k_2 &— \text{stałe współczynniki.} \end{aligned} \quad (20)$$

- 4) Równanie wiążące V_g z natężeniem prądu w cewce i polem magnetycznym

$$V_g = -L di_g/dt = -(1/k_3) H_x, \quad (21)$$

gdzie

$$k_3 = 12,56 W/L, \quad (22)$$

W — liczba zwojów cewki na jednostkę długości (w cm),
 L — współczynnik indukcji własnej cewki.

Z powyższych równań otrzymujemy związek

$$k \dot{M}_y = \dot{H}_x, \quad (23)$$

gdzie

$$k = k_1 k_2 k_3. \quad (24)$$

Założenia upraszczające:

Przy użyciu równań (1) przyjmujemy następujące założenia:

$$\begin{aligned} M_z &\approx M_0, \\ H_z &\approx \text{const}, \\ dM_z/dt &\approx 0, \end{aligned} \quad (25)$$

wtedy prosto otrzymujemy następujące równanie:

$$k_1 \ddot{M}_y + (2/T_2) k_1 \dot{M}_y + k_1 \dot{M}_y (\gamma^2 H_z^2 + 1/T_2^2) - \gamma k_1 M_z (\ddot{H}_z + (1/T_2) \dot{H}_x) = 0, \quad (26)$$

skąd przy zastosowaniu poprzednich równań

$$\ddot{V}_c + \dot{V}_c (2/T_2 - \gamma k M_z) + V_c (\gamma^2 H_z^2 + 1/T_2^2 - k \gamma M_z / T_2) = 0. \quad (27)$$

Warunek wzbudzenia oscylacji sinusoidalnych jest następujący:

$$2/T_2 - \gamma k M_z = 0. \quad (28)$$

Częstość oscylacji wyznaczamy z równania

$$f^2 = (1/4\pi^2)(\gamma^2 H_z^2 + 1/T_2^2 - k\gamma M_z/T_2). \quad (29)$$

Czy warunek wzbudzenia jest do zrealizowania? Jeżeli przepiszemy go w postaci

$$k_1 k_2 k_3 > 2/\gamma M_z T_2, \quad (30)$$

możemy podstawić następujące wartości jako typowe dla istniejących aparatów: $N = 10$, $A = 1 \text{ cm}^2$, $W = 10$, $\gamma = 2,5 \cdot 10 \text{ j. em.}$, $M_z = 10^{-7} \text{ j. em.}$, $T_2 = 10^{-2} \text{ sek.}$ Wtedy wypada $k_2 > 10^5$. Taka wartość współczynnika wzmożenia jest potrzebna do działania generatora. Niektóre z opisanych generatorów mają współczynnik wzmożenia mniejszy, rzędu tysiąca [8].

W warunku, określającym częstość, człon γH_z jest rzędu $10^{-6} - 10^{-8}$ i zwykle do pominięcia wobec innych członów.

Powyzsza liniowa teoria jest oczywiście pierwszym przybliżeniem, które nie pozwala np. wyznaczyć amplitudy ustalonych oscylacji. Do tego potrzebne jest uwzględnienie nieliniowości układu (zob. wyżej układ ograniczający amplitudę). Dla słabych pól H_x możemy otrzymać ograniczenie amplitud przyjmując nieliniowe charakterystyki wzmacniacza. Problem przedstawia się więc podobnie jak w teorii generatora lampowego. Dla silnego pola H_x możliwe jest jeszcze inne rozwiązanie. Dla powoli zmiennego $H_z(M_z)$ i $\Delta\omega = 0$ otrzymujemy wartość nasycenia namagnesowania

$$M_z = M_0/[1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2] = M_0/[1 + \gamma^2 T_1 T_2 k_2^2 k_4^2 V_{c0}^2] \quad (31)$$

oraz amplitudę składowej zmiennej pola magnetycznego

$$H_1 = k_4 k_2 V_{c0}, \quad (32)$$

gdzie V_{c0} amplituda V_c , którą przy spełnieniu warunku

$$\gamma^2 T_1 T_2 k_2^2 k_4^2 V_{c0}^2 \ll 1 \quad (33)$$

wyznaczamy z równania

$$V_{c0} = (2/\gamma T_2 k_2 k_4) \sqrt{|k\gamma T_2 M_0 - 2|/k\gamma T_1 M_0}. \quad (34)$$

Teoria Władimirskiego

Opiera się na układzie równań (1) przy następujących założeniach:

- 1) obwód rezonansowy układu nastrojony jest na częstość bliską częstości swobodnej precesji momentów magnetycznych,
- 2) pasmo przepuszczania częstości układu jest duże wobec szerokości linii magnetycznego rezonansu,

3) własności obwodu elektrycznego opisane są równaniem

$$H_x = (4\pi\eta Q/|\gamma|H_0)\dot{M}_x, \quad (35)$$

gdzie η — współczynnik wypełnienia cewki przez substancję badaną, Q współczynnik dobroci cewki, charakteryzowany własnościami krzywej rezonansu.

Układ równań wyjściowych różni się od układu (1) pominięciem członu zawierającego H_y . Rozwiązanie układu przeprowadza się następująco:

Jako stan wyjściowy przyjmuje się

$$M_x = M_y = H_y = 0, \quad M_z \neq M_0, \quad (36)$$

wtedy otrzymujemy na rozwiązanie

$$M_{z0} = M_0 + A \exp(-t/T_1). \quad (37)$$

Jeżeli z kolei przyjmiemy, że układ został nieznacznie wyprowadzony z tego stanu, otrzymujemy układ równań:

$$\begin{aligned} \dot{M}_x - \gamma H_0 M_y + M_x/T_2 &= 0 \\ \dot{M}_y + \gamma H_0 M_x - \gamma H_x M_{z0} + M_y/T_2 &= 0 \\ \dot{M}'_z + M'_z/T_1 &= 0 \end{aligned} \quad (38)$$

$$H_x = -(4\pi\eta Q/|\gamma|H_0)\dot{M}_x,$$

gdzie

$$M'_z = M_z - M_{z0}. \quad (39)$$

Stąd po prostych przekształceniach otrzymujemy

$$\ddot{M}_x + (4\pi M_{z0}/|\gamma|\eta Q + 2/T_2)\dot{M}_x + (\gamma^2 H_z^2 + 1/T_2^2)M_x = 0 \quad (40)$$

Warunek wzbudzenia posiada następującą postać:

$$-2\pi M_{z0}/|\gamma|\eta Q > 1/T_2. \quad (41)$$

Przy spełnieniu warunku

$$2\pi |M| |\gamma| \eta Q \gg 1/T_2 \quad (42)$$

otrzymujemy na opis narastania amplitudy drgań równanie

$$d\vartheta/dt = -2\pi |M| |\gamma| \eta Q \sin \vartheta, \quad (43)$$

gdzie

$$\vartheta = \arccos(M_z/|M|). \quad (44)$$

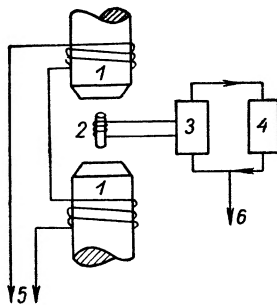
Rozwiązanie tego równania jest następujące:

$$\text{tg}(\vartheta/2) = \exp(-2\pi |M| |\gamma| \eta Q t). \quad (45)$$

Obie teorie, jako opisujące te same zjawiska przy pomocy nieco odmiennych parametrów, uzupełniają się i na podstawie przytoczonych równań możemy dość dużo powiedzieć o zachowaniu się generatora spinowego. I tak, jeżeli chodzi o proces ustalania się oscylacji, to jest on dłuższy niż w generatorze lampowym. Jeżeli jednak zmienimy pole wywołujące precesję, zmiana ruchu precesyjnego następuje praktycznie w tej samej chwili.

Jak zrealizować praktycznie generator?

Działanie generatora spinowego jak z powyższego wynika wymaga precesji wektora namagnesowania. Ta zaś wymaga silnego pola magnetycznego oraz słabego zmiennego pola w płaszczyźnie prostopadłej. Wytwarzanie stałego pola magnetycznego jest w pewnych przypadkach kłopotliwe, zwłaszcza jeżeli przyrządu używamy do pomiaru zmian natężenia tak słabego pola, jakim jest



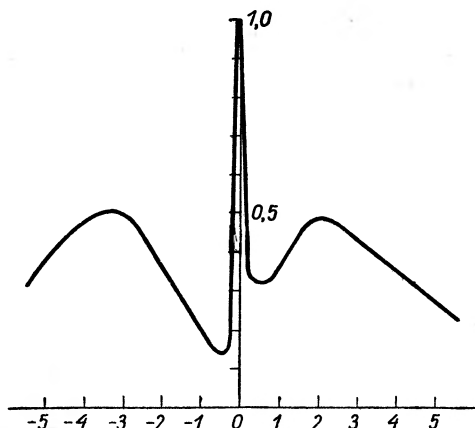
Rys. 3. Schemat praktycznie zrealizowanego generatora spinowego.
1 — magnes, 2 — cewka z próbką, 3 — układ mostkowy, 4 — wzmacniacz, 5 — zmiana pola magnetycznego, 6 — wyjście do odbiornika heterodynowego

pole ziemskie. W takich generatorach stosuje się ruchomy ośrodek, ciecz, która przepływając przez czas dłuższy od czasu relaksacji między biegunami silnego elektromagnesu magnesuje się i następnie możliwie szybko, nim precesja zaniknie, przepływa do odbiornika generatora. Mamy w tym przypadku specjalne trudności z rozproszonym polem magnetycznym, które musi być usunięte przy pomocy specjalnych cewek kompensacyjnych [3].

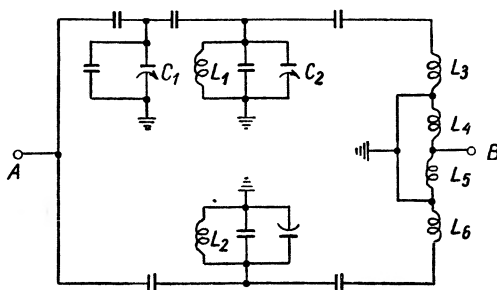
Jako substancję w praktycznych realizacjach stosowano wodę. W jednym [6] z opisanych przyrządów prędkość przepływu wody wynosiła 320 cm³/sek, natężenie pomocniczego pola magnetycznego 400 Oe, rurka miała przekrój 4,5 mm², prędkość liniowa wynosiła więc 40 cm/sek. Generator ten wytwarzał częstość 28,7 Mc/s.

Ostatnio został opisany również generator działający z nieruchomą substancją [8]. Zasada przyrządu jest następująca: cewka z próbką znajduje się w polu stałego magnesu o natężeniu 5000 Oe. Natężenie to może być zmieniane celem dostrajania do rezonansu. Częstość precesji protonów wynosi około 20,3 Mc/s. Schemat układu dany jest na rys. 3. Cewka z próbką wchodzi w jedno ramię podwójnego mostka *T*, wyjście mostka jest przez rezonansowy wzmacniacz nastrojony na częstość 20,3 Mc/s połączone z jego wejściem. Charakterystyka częstościowa układu przedstawiona jest na rys. 4 i posiada główne maksimum szerokości ± 100 c/s, powstałe przez rozstrojenie mostka wskutek rezonansu jądrowego oraz dwa poboczne maksima, które powinny być mniejsze, by oscylacje nie wytworzyły się z częstością odpowiadającą im, ponieważ nie jest ona kontrolowana rezonansem jądrowym.

Ponieważ układ wyżej opisany jest bardzo selektywny, w celu rozszerzenia pasma częstotściowego układu, stosowano pewną modyfikację, przedstawioną na rys. 5. Odbiór był heterodynowy, pasmo przepuszczania wzmacniacza wynosiło ± 3 kc/s, wzmacnienie potrzebne do pracy 10^3 .



Rys. 4. Charakterystyka częstotściowa spinowego generatora. Na osi odciętych różnica między częstotścią rezonansową i częstotścią, na którą nastrojony jest wzmacniacz. Na osi rzędnych względny współczynnik wzmacnienia



Rys. 5. Udoskonalony układ mostkowy, pozwalający otrzymać szersze pasmo przepuszczania niż podwójny mostek T .
A — wejście, B — wyjście, C_1, C_2 — kondensatory strojeniowe, L_{3-6} — transformator fazowy

Generator można było przestrajac w paśmie częstotści ± 500 c/s. Można wpłynac na to pasmo przy pomocy pasma przepuszczania układu mostkowego. Amplituda oscylacji wynosiła około 0,01 V. Stosunek: sygnał użyteczny/szum był większy od 10.

Literatura

- [1] E. R. Andrew, Nuclear magnetic resonance. Cambridge University Press 1955.
- [2] K. Antonowicz, Postępy Fizyki 9., 303, (1958).
- [3] H. Benoit, P. Grivet, L. Guibe, M. Sauzade, J. Phys. Radium, 19, 905 (1958).
- [4] F. Bloch, Phys. Rev., 70, 460 (1946).
- [5] S. S. Kuroczkin, Radiotekhnika i elektronika, 2, 198 (1958).
- [6] F. J. Skripow, Dokł. A. N. SSSR, 121, 998, (1958).
- [7] K. K. Władimirskij, Ž. eksper. teor. Fiz., 33, 532 (1957).
- [8] W. G. Wiesiełago, Radiotekhnika i elektronika, 6, 849 (1961).

Zenon Polacki

Politechnika Gdańska

I Katedra Fizyki

Dozymetry termoluminescencyjne

Postęp w stosowaniu izotopów promieniotwórczych w badaniach naukowych oraz w różnych dziedzinach gospodarki powoduje konieczność rozwoju środków ochrony zdrowia¹ i dokładnej kontroli narażenia indywidualnego na działanie promieniowania jonizującego. Informacji o napromieniowaniu żywych organizmów dostarczają dozymetry indywidualne.

Do najnowszych należą dozymetry wykorzystujące fosfory krystaliczne i właściwą im termoluminescencję. W ostatnich latach zbadano wiele fosforów z punktu widzenia ich przydatności do celów dozymetrycznych oraz wykonano praktyczne prototypy dozymetrów. Zdolność rejestracji dawek promieniowania jonizującego doprowadzono do dużej dokładności przy zachowaniu prostoty pomiarów.

W artykule niniejszym zostanie omówione podstawowe dla dozymetrów luminescencyjnych zjawisko termoluminescencji² oraz wyniki uzyskane w stosowaniu fosforów krystalicznych jako dozymetrów.

Mechanizm termoluminescencji

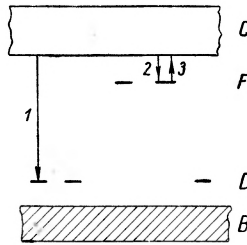
Do fosforów krystalicznych należą tlenki i siarczki wapniowców, chlorki potasowców i inne luminezujące związki nieorganiczne. Fosfory mają dużą wydajność wówczas, gdy w procesie przygotowania ich doda się któregoś ze składników ponad stosunek stechiometryczny lub wprowadzi się odpowiednie pierwiastki w charakterze aktywatorów. Dodatni wpływ na zwiększenie wydajności może mieć proces produkcji, jeśli przeprowadzi się go w taki sposób, aby w sieci krystalicznej powstały defekty³.

¹ Obszerne omówienie tego zagadnienia znaleźć można w monografii I. Adamczewskiego, *Ochrona zdrowia przed promieniowaniem jonizującym*, PZWL, Warszawa 1959.

² Inne właściwości fosforów krystalicznych zostały omówione szeroko w artykułach A. Jabłońskiego *Postępy Fizyki* 1, 249 (1950) i A. Wrzesińskiej, *Postępy Fizyki* 9, 281 (1958).

³ Zagadnienie to zostało obszerne omówione przez A. Wrzesińską, *Postępy Fizyki* 7, 183 (1956).

Aktywator i niedoskonałości sieci dają w rezultacie kryształ bardzo skomplikowany. Tutaj dla wyjaśnienia zjawiska termoluminescencji posłużymy się fosforem idealnym, którego kwantowo-mechaniczny model pokazano na rys. 1. Pomiedzy pasmem podstawowym (zapełnionym) a pasmem przewodzenia (pustym) znajdują się poziomy aktywatora oraz pułapki elektronowe. Te ostatnie są pewnymi zlokalizowanymi poziomami elektronowymi w kryształach. Najbardziej prawdopodobnym przejściem elektronu znajdującego się w pu-



Rys. 1. Widmo energetyczne elektronu w idealnym fosforze krystalicznym; *B* — pasmo zapełnione, *C* — pasmo przewodzenia (puste), *D* — poziomy aktywatora, *F* — poziom pułapek. Strzałkami zaznaczono przejścia elektronowe przy rekombinacji (1), pułapkowaniu (2) i cieplne przejście z pułapki do pasma przewodzenia (3)

łapce jest przejście do pasma przewodzenia, przy udziale energii termicznej, środowiska, analogicznie jak to pokazał Jabłoński [1] dla przypadku fosforów organicznych.

W procesie wzbudzenia fosforu elektrony zostają przeniesione do pułapek. Towarzyszy temu powstanie zjonizowanych poziomów aktywatora. W przypadku uwolnienia elektronu z pułapki może on rekombinować z jednym ze zjonizowanych centrów z emisją kwantu światła fosforescencji. Czas przebywania elektronów w pułapkach zależy od ich położenia względem pasma przewodzenia, głębokości oraz od temperatury fosforu.

Przyjmijmy za Randallem i Wilkinsem [2], że elektrony raz wyzwolone z pułapek do nich nie wracają i że w przypadku idealnego fosforu mamy pułapki o jednakowej głębokości *E*; prawdopodobieństwo przejścia elektronu z pułapki do pasma przewodzenia jest

$$p = se^{-E/kT} \quad (1)$$

gdzie *s* — stała doświadczalna, *k* — stała Boltzmanna, *T* — temperatura bezwzględna fosforu.

Jeśli w pewnej chwili znajduje się w pułapkach *n* elektronów, to prędkość ich ubytku w temperaturze fosforu *T*, będzie

$$\frac{dn}{dt} = -np = -nse^{-E/kT}. \quad (2)$$

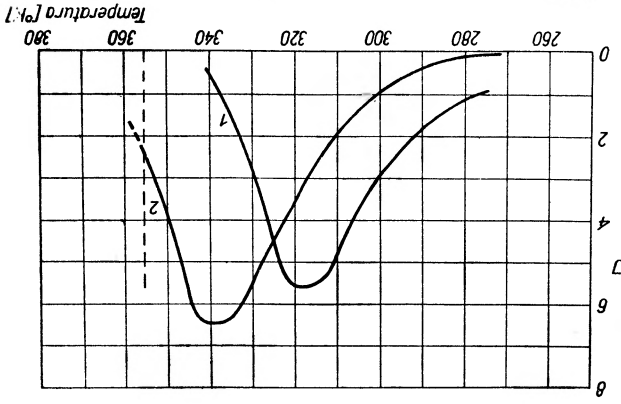
Przyjmując, że rekombinacja elektronu przeniesionego do pasma przewodzenia ze zjonizowanym poziomem aktywatora prowadzi do emisji kwantu światła

Istosrescenciji možna napisat', ze nateženije istosrescenciji

$$(3) \quad J = c \frac{dn}{dt} = -cns e^{-E/kT}$$

Widać stąd, ze předkość wysšwiecania istosru možna zwićkszyt' podwyszszajęc jego temperaturę — zwićksza się wtedy prawdopodobienstwo uwolnienia elektrónów z pułapek.

Zjawisko wysšwiecania istosruów krystalicznych pod wplywem wzrastajęcej temperatury nazywamy termoluminescencją. Swiecenie istosruów przy ogrze-



Rys. 2. Teoretyczne krzywe jarzenia idealnego istosru o jednakowej gędbokosci pułapek $E = 0,67 \text{ eV}$, dla dwu różnych předkości ogrzewania: 1 — 0,5 stop·sek⁻¹, 2 — 2,5 stop·sek⁻¹; $s = 2,9 \cdot 10 \text{ sek}^{-1}$

waniu (w nieobecnosci czynnika wzbudzajęcego) nazywamy jarzeniem. Nato-
miast krzywa jarzenia podaje nam zależność nateżenia swiatta istosrescenciji
od temperatury przy jednostajnym jej wzrosie. Przy jednostajnym ogrze-
waniu istosru ($dT = \beta dt$) z równania (2) otrzymujemy

$$(4) \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{\beta}{s} e^{-E/kT} dT$$

Po scałkowaniu otrzymujemy

$$(5) \quad n = n_0 \exp \left(-\int \frac{\beta}{s} e^{-E/kT} dT \right)$$

prawidlowość, według ktorej zmienia się liczbę elektrónów w pułapkach,
przy jednostajnym ogrzewaniu istosru, (n_0 jest liczbą zapobionych pułapek
elektronowych na początku procesu wysšwiecania). Podstawiając wyrażenie (5)
do (3) otrzymujemy równanie (6), które jest analityczną postacią krzywej
jarzenia, podaną przez Handalija i Wilkinsa [2]:

$$(6) \quad J = c n_0 s \exp \left(-\int \frac{\beta}{s} e^{-E/kT} dT \right)$$

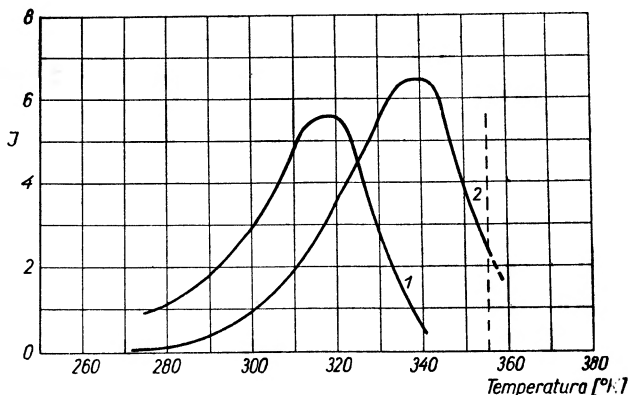
Teoretyczne krzywe jarzenia dla idealnego istosru wykresione według równa-
nia (6) pokazuje rys. 2. Widać, ze dla ustalonej předkości ogrzewania krzywa

fosforescencji można napisać, że natężenie fosforescencji

$$J = c \frac{dn}{dt} = -cns e^{-E/kT}. \quad (3)$$

Widać stąd, że prędkość wyświecania fosforu można zwiększyć podwyższając jego temperaturę — zwiększa się wtedy prawdopodobieństwo uwolnienia elektronów z pułapek.

Zjawisko wyświecania fosforów krystalicznych pod wpływem wzrastającej temperatury nazywamy termoluminescencją. Świecenie fosforów przy ogrze-



Rys. 2. Teoretyczne krzywe jarzenia idealnego fosforu o jednakowej głębokości pułapek $E = 0,67$ eV, dla dwu różnych prędkości ogrzewania: 1 — $0,5$ stop·sek $^{-1}$, 2 — $2,5$ stop·sek $^{-1}$; $s = 2,0 \cdot 10$ sek $^{-1}$

waniu (w nieobecności czynnika wzbudzającego) nazywamy jarzeniem. Natomiast krzywa jarzenia podaje nam zależność natężenia światła fosforescencji od temperatury przy jednostajnym jej wzroście. Przy jednostajnym ogrzewaniu fosforu ($dT = \beta dt$) z równania (2) otrzymujemy

$$\frac{dn}{n} = -\frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT. \quad (4)$$

Po scałkowaniu otrzymujemy

$$n = n_0 \exp\left(-\int_0^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT\right) e^{-E/kT} \quad (5)$$

prawidłowość, według której zmienia się liczba elektronów w pułapkach, przy jednostajnym ogrzewaniu fosforu, (n_0 jest liczbą zapełnionych pułapek elektronowych na początku procesu wyświecania). Podstawiając wyrażenie (5) do (3) otrzymujemy równanie (6), które jest analityczną postacią krzywej jarzenia, podaną przez Randalla i Wilkinsa [2]:

$$J = cn_0 s \exp\left(-\int_0^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT\right) e^{-E/kT} \quad (6)$$

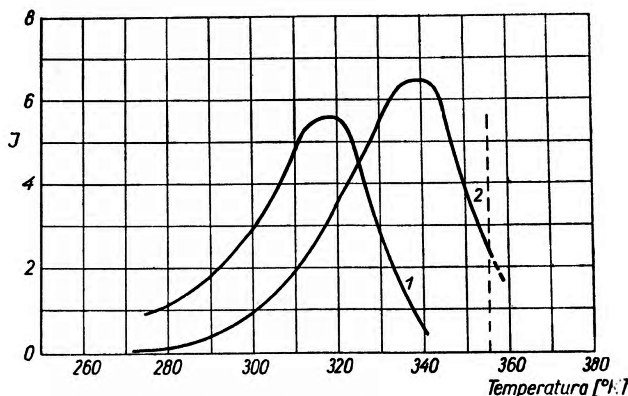
Teoretyczne krzywe jarzenia dla idealnego fosforu wykreślone według równania (6) pokazuje rys. 2. Widać, że dla ustalonej prędkości ogrzewania krzywa

fosforescencji można napisać, że natężenie fosforescencji

$$J = c \frac{dn}{dt} = -cnse^{-E/kT}. \quad (3)$$

Widać stąd, że prędkość wyświecania fosforu można zwiększyć podwyższając jego temperaturę — zwiększa się wtedy prawdopodobieństwo uwolnienia elektronów z pułapek.

Zjawisko wyświecania fosforów krystalicznych pod wpływem wzrastającej temperatury nazywamy termoluminescencją. Świecenie fosforów przy ogrze-



Rys. 2. Teoretyczne krzywe jarzenia idealnego fosforu o jednakowej głębokości pułapek $E = 0,67$ eV, dla dwu różnych prędkości ogrzewania: 1 — $0,5$ stop·sek $^{-1}$, 2 — $2,5$ stop·sek $^{-1}$; $s = 2,9 \cdot 10$ sek $^{-1}$

waniu (w nieobecności czynnika wzbudzającego) nazywamy jarzeniem. Natomiast krzywa jarzenia podaje nam zależność natężenia światła fosforescencji od temperatury przy jednostajnym jej wzroście. Przy jednostajnym ogrzewaniu fosforu ($dT = \beta dt$) z równania (2) otrzymujemy

$$\frac{dn}{n} = -\frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT. \quad (4)$$

Po scałkowaniu otrzymujemy

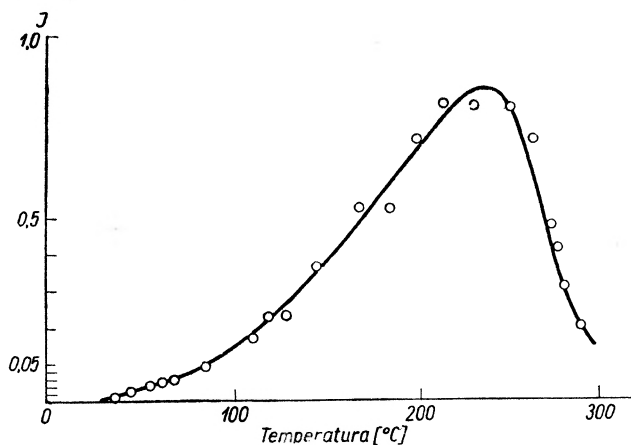
$$n = n_0 \exp\left(-\int_0^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT\right) e^{-E/kT} \quad (5)$$

prawidłowość, według której zmienia się liczba elektronów w pułapkach, przy jednostajnym ogrzewaniu fosforu, (n_0 jest liczbą zapełnionych pułapek elektronowych na początku procesu wyświecania). Podstawiając wyrażenie (5) do (3) otrzymujemy równanie (6), które jest analityczną postacią krzywej jarzenia, podaną przez Randalla i Wilkinsa [2]:

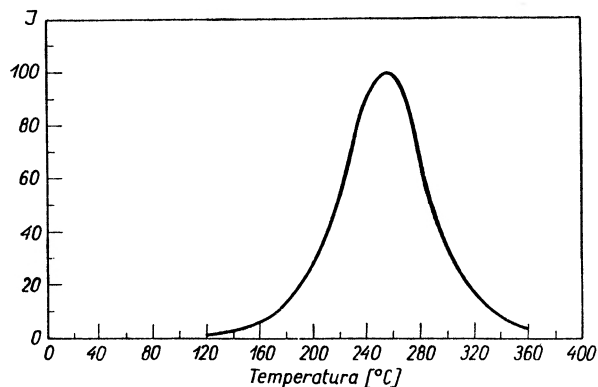
$$J = cn_0 s \exp\left(-\int_0^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT\right) e^{-E/kT} \quad (6)$$

Teoretyczne krzywe jarzenia dla idealnego fosforu wykreślone według równania (6) pokazuje rys. 2. Widać, że dla ustalonej prędkości ogrzewania krzywa

ma maksimum przy pewnej temperaturze, którą nazwiemy temperaturą jarzenia. Temperatura jarzenia może być miarą głębokości pułapek elektronowych. Z równania (6) widać, że wysokość krzywych jarzenia zależy od początkowego zapelnienia pułapek przez elektrony (n_0). Inaczej, wysokość krzywej w ustalonych warunkach wyświecania jest miarą pierwotnego wzbudzenia fosforu. Łatwo można zauważyć, że powierzchnia pod krzywą jarzenia jest również proporcjonalna do n_0 .



Rys. 3. Krzywa jarzenia fosforu SrS-Eu, Sm wzbudzonego promieniowaniem γ . (Wg [5])



Rys. 4. Krzywa jarzenia fosforu CaF₂-Mn (Wg [8])

Ogólniej, suma światła wyemitowanego przez fosfor zależy od początkowego zapelnienia pułapek.

Rys. 3 i 4 pokazują krzywe jarzenia fosforów zastosowanych do dozometrii. Kształt ich jest bardzo podobny do krzywych teoretycznych Randalla i Wilkinsa, co świadczy o dopuszczalności przyjętych przez nich założeń upraszczających.

Lewszin i współpracownicy [3] pokazali, że naświetlanie promieniowaniem podczerwonym uprzednio wzbudzonego fosforu powoduje jego wyświecanie. Suma światła fosforescencji jest proporcjonalna do pierwotnego zapelnienia

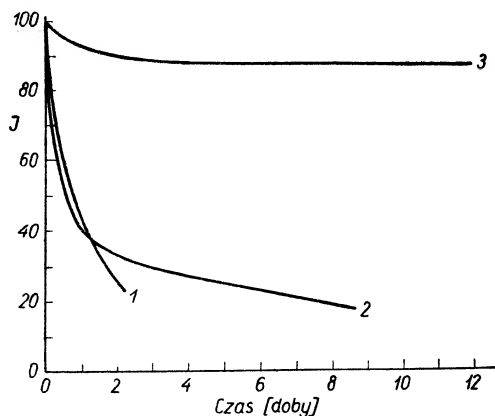
poziomu pułapek przez elektrony. Energia światła podczerwonego powodującego maksymalne jarzenie fosforów jest miarą głębokości pułapek elektronowych.

Omówione tu właściwości fosforów krystalicznych są podstawą stosowania ich do celów dozymetrycznych. Wszechstronne omówienie zjawiska termoluminescencji znaleźć można w monografii Adirowicza [4].

Fosfory stosowane w dozymetrii

Fosfory, mogące znaleźć zastosowanie w dozymetrii, muszą spełniać następujące warunki:

- powinny dobrze wzbudzać się promieniowaniem jonizującym,
- przechowywać bez strat sumę światła,
- szybko wyświecać się w czasie odczytu oraz
- przy użyciach wielokrotnych, wyświecana każdorazowo suma światła musi być proporcjonalna do dawki promieniowania jonizującego.

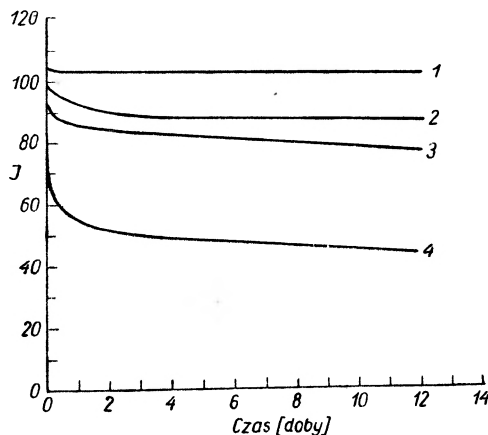


Rys. 5. Zmiana sumy światła fosforescencji dla różnych fosforów w zależności od czasu przechowywania przy różnych temperaturach dozymetrów. Wzbudzano promieniowaniem γ . 1 — ZnS-Cu, Pb ($t = 35^\circ\text{C}$), 2 — SrS-Ce, Sm ($t = 35^\circ\text{C}$), 3 — SrS-Eu, Sm ($t = 40^\circ\text{C}$). (Wg [5])

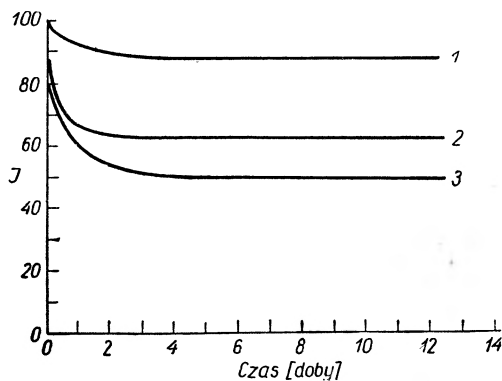
Antonow-Romanowski i współpracownicy [5] zbadali fosfory ZnS-Cu, Pb, SrS-Ce, Sm, SrS-Eu, Sm ze względu na ich przydatność do celów dozymetrii promieniowania γ . Fosfory te naświetlano promieniowaniem γ Co^{60} , a następnie wyświecano przy pomocy promieniowania podczerwonego w różnych odstępach czasu po zakończeniu wzbudzania. Wyniki pokazane są na rys. 5 i wskazują na to, że fosfory ZnS-Cu, Pb i SrS-Ce, Sm „źle” przechowują sumę światła. Natomiast fosfor SrS-Eu, Sm lepiej wzbudza się promieniowaniem γ i dobrze przechowuje sumę światła w ciągu długiego czasu. Ta ostatnia właściwość wiąże się z dużą głębokością pułapek elektronowych tego fosforu (temperatura jarzenia $\sim 500^\circ\text{K}$) i dlatego w temperaturze pokojowej prawdopodobieństwo przejścia elektronów do pasma przewodzenia jest bardzo

niewielkie. Krzywa jarzenia tego fosforu pokazana jest na rys. 3. Zmiana sumy światła fosforu w zależności od czasu przechowywania w różnych temperaturach pokazana jest na rys. 6a. Rys. 6b przedstawia tę samą zależność dla różnych doz i różnych mocy dozy.

Nosenko i współpracownicy [6] zbadali fosfor $\text{CaSO}_4\text{-Mn}$. Wzbudzali go promieniowaniem γ Co^{60} oraz cząstkami β W^{185} . Stwierdzili, że zdolność przecho-



Rys. 6a) Zmiana sumy światła fosforescencji dozymetru SrS-Eu, Sm wzbudzonego promieniowaniem γ . Wzbudzano i przechowywano w tych samych temperaturach. 1 — przy 0°C , 2 — przy 20°C , 3 — przy 40°C i 4 — przy 60°C .

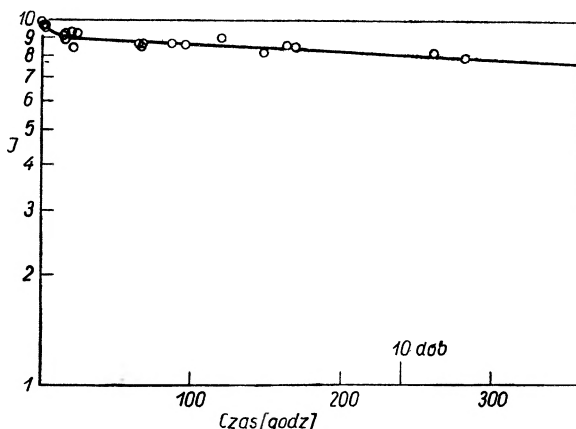


Rys. 6b) Zmiana sumy światła fosforescencji fosforu SrS-Eu, Sm w zależności od czasu przechowywania w temperaturze pokojowej przy różnych dozach i mocach dozy. 1 — doza 0,2r, moc dozy 0,4 r/min, 2 — doza 5r, moc dozy 0,4 r/min, 3 — doza 130 r, moc dozy 80 r/min. (Wg [5])

wywania sumy światła jest nieco gorsza niż dla fosforu SrS-Eu, Sm , lecz lepiej wzbudza się promieniowaniem γ . Zależność natężenia światła termoluminescencji jest liniową funkcją dozy. Dodatkłą cechą tego fosforu jest to, że nie wzbudza go światło słoneczne.

Ginther i Kirk [7] opracowali metodę przygotowania fosforu $\text{CaF}_2\text{-Mn}$ o jednej, dużej głębokości pułapek (krzywa jarzenia — rys. 4). Jak widać

z rys. 7 zdolność przechowywania sumy światła tego fosforu jest dobra. Liniowość wskazań w przedziale doz $5 \cdot 10^{-3} \div 10^5$ r jest również bardzo dobra. Proporcjonalność wskazań dozymetru do dozy dla wielokrotnie powtarzanych pomiarów jest dobra, pod tym warunkiem, że dla bardzo dużych doz (10^5 r) fosfor przed ponownym użyciem dobrze wygrzeje się celem opróżnienia pułapek z elektronów.



Rys. 7. Zmiana wskazań dozymetru ($\text{CaF}_2\text{-Mn}$) w zależności od czasu przechowywania w temperaturze 25°C (wg [8])

Konstrukcja dozymetrów

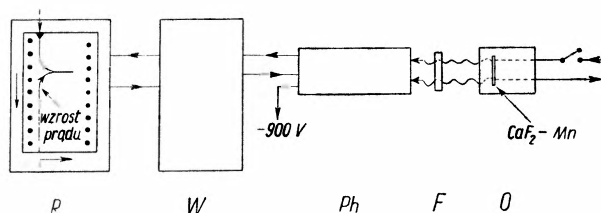
Opisany w pracy [5] indywidualny luminescencyjny dozymetr promieniowania γ stanowi tabletką sprasowanego, proszkowego fosforu SrS-Eu , Sm , o średnicy 16 mm i grubości 1,5 mm, zatopionego w szkle ogranicznym. Całość znajduje się w aluminiowej światłoszczelnej obudowie. Dla uniknięcia rejestracji promieniowania β fosfor można osłonić absorbentem ołowianym. W przypadku stosowania tego dozymetru do rejestracji promieniowania β luminofor osłania się tylko folią aluminiową o grubości około 4μ . Dozymetr ten ma postać pierścienia i może być noszony na palcu. Masa całości około 40 g.

Urządzenie pozwalające odczytywać dawki promieniowania jonizującego składa się z fotometru ze stabilizowanym zasilaczem wysokiego napięcia, z elektronowego układu rejestrującego i źródła promieniowania podczerwonego. Gdy luminofor, umieszczony bezpośrednio przed fotoczułym elementem zostaje naświetlony promieniowaniem podczerwonym, wyświeca się. Rejestrowane prądy, proporcjonalne do pierwotnego wzbudzenia fosforów przez promieniowanie jonizujące, są miarą dawek tego promieniowania. Autorzy tej metody [5] oceniają dokładność pomiaru na około 15%.

Dozymetr opisany przez Nosenkę i współpracowników [6] stanowi warstwa $\text{CaSO}_4\text{-Mn}$ o grubości $26 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ naniesiona na metalową podkładkę. Urządzenie rejestrujące składa się z powielacza fotoelektronowego, galwanometru

i grzejnika zapewniającego stałą prędkość podgrzewania ($20 \text{ stop} \cdot \text{sek}^{-1}$). Uprzednio napromieniowany fosfor połączony z urządzeniem grzejnym umieszcza się przed okienkiem fotopowielacza i wygrzewając go w ciągu około 7 sek odczytuje się prąd płynący przez galwanometr. Zaletą tego urządzenia jest jego prostota. Okazuje się, że dokładność pomiaru jest taka sama jak dla omówionego wyżej dozymetru.

Najnowszy z tego rodzaju dozymetrów opisany w pracy Schulmana i współpracowników [8] wykorzystuje wyniki wielu wcześniejszych doświadczeń i w związku z tym eliminuje pewne systematyczne błędy. Początkowo badano dozymetr ze sproszkowanego sprasowanego fosforu $\text{CaF}_2\text{-Mn}$ [7].



Rys. 8. Schemat urządzenia do odczytywania dozymetrów luminescencyjnych (wg [8]). O — urządzenie grzejne z fosforem, F — filtr, Ph — powielacz fotoelektronowy, W — wzmacniacz prądu stałego, P — przyrząd samopiszący

Zauważono, że w czasie wygrzewania nie naświetlonego dozymetru pojawiały się niekiedy impulsy świetlne równoważne tym, które normalnie odpowiadały dozie około 300 mr. Tę „fałszywą“ termoluminescencję powodowała prawdopodobnie tryboluminescencja występująca w czasie szybkiego ogrzewania fosforu. Ostatecznie znaleziono odpowiednie szkliwo (Schulman i współpr. [9]), w którym zatopiony fosfor nie daje fałszywych impulsów.

Warstwa fosforu o grubości $40 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$, zatopiona w szkliwie, przymocowana jest do płytki metalowej dołączonej do urządzenia grzejnego. Całość może być umieszczona w szklanej bańce w atmosferze odpowiednich gazów lub też w płaskim, metalowym naczyniu, z jednej strony zamkniętym okienkiem szklanym. W czasie napromieniowania fosfor znajduje się w światłoszczelnej osłonie.

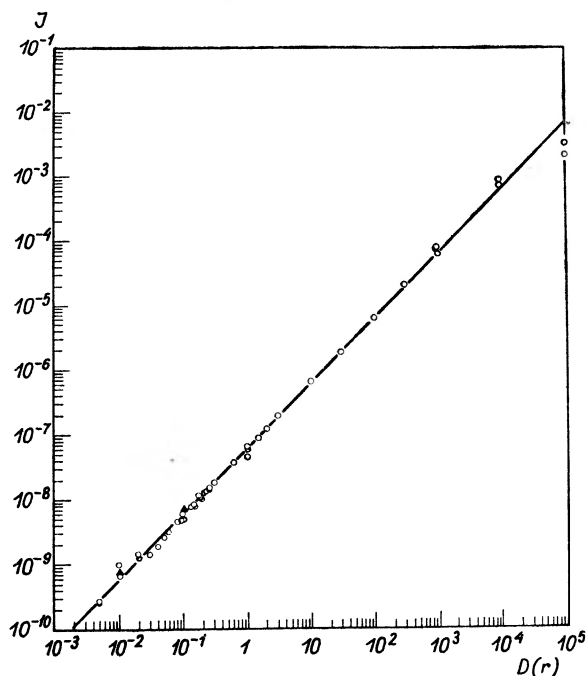
Urządzenie do odczytywania doz pokazane jest na rys. 8. Składa się ono z fotopowielacza, wzmacniacza prądu stałego, urządzenia rejestrującego i urządzenia grzejnego. W czasie pomiaru fotokatoda powielacza fotoelektronowego osłonięta jest odpowiednim filtrem, przezroczystym dla światła fosforescencji i absorbującym bardziej długofalowe światło emitowane przez urządzenie grzejne. Odczyt dozy przeprowadza się w ten sposób, że przez grzejnik przepuszcza się prąd $15 \div 20 \text{ A}$ w ciągu około 45 sek. Fosfor gwałtownie ogrzewając się do temperatury wyższej od temperatury jarzenia szybko wyświeca się.

Jakkolwiek w urządzeniu tym prędkość ogrzewania nie jest stała ($\beta \neq \text{const}$), to jednak przebieg wzrostu temperatury jest dokładnie powtarzalny, a zatem

wysokość impulsu prądu (proporcjonalna do wysokości impulsu światła) lub powierzchnia pod krzywą, wykreśloną przez przyrząd samopiszący, są proporcjonalne do dawki promieniowania jonizującego. Czułość urządzenia można kontrolować za pomocą wzorcowego źródła światła, jakie stanowi płytka fosforu nasyconego radem.

Charakterystyki dozymetrów

Zdolność przechowywania sumy światła fosforów o głębokich pułapkach (rys. 5, 6, 7) pozwala na przeprowadzanie odczytu dawki po kilku dniach bez obawy popełnienia znacznego błędu. Odczytywanie doz jest bardzo proste,

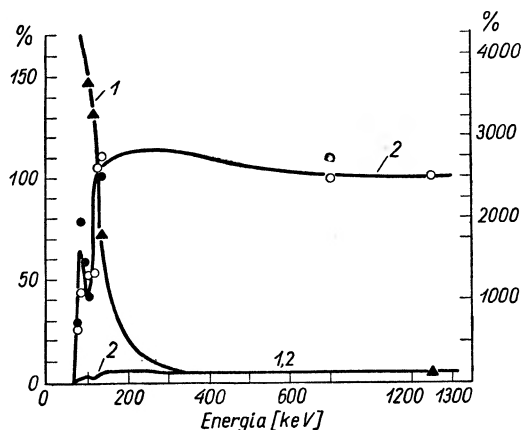


Rys. 9. Zależność wskazań dozymetru od dozy (wg [8]). Wzbudzano promieniowaniem γ Co^{60}

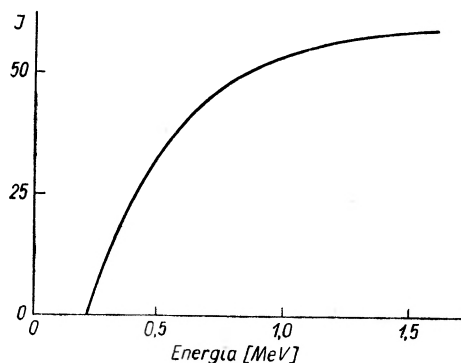
szybkie i nie wymaga specjalnych pomieszczeń (jak np. dla dozymetrów fotograficznych). Z dyskusji wyników doświadczeń Schulmana i współprac. [8] wynika, że doza może być oceniona z dokładnością 8% po czterech tygodniach od napromieniowania fosforu. Odpowiednie przygotowanie fosforu do pomiarów [9] wyeliminowało problem fałszywej termoluminescencji i w ten sposób obniżono dolną granicę możliwych do rejestracji doz do 5 mr.

Zależność impulsów światła fosforescencji od dozy jest liniowa w przedziale doz $5 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^3$ r dla fosforu $\text{CaSO}_4\text{-Mn}$, a dla $\text{CaF}_2\text{-Mn}$, tak jak pokazano na rys. 9.

Czułość dozymetrów luminescencyjnych w dużym stopniu zależy od energii promieniowania γ , co uniemożliwia pomiary w pewnych przedziałach energii promieniowania. Jednak zastosowanie odpowiednich filtrów osłaniających fosfor daje dobre wyniki [5]. Zastosowanie filtra z ołowiu o grubości 1,3 mm



Rys. 10. Zależność czułości dozymetru SrS-Eu, Sm od energii kwantów γ (wg [5]). Krzywa 1 — fosfor w światłoszczelnej osłonie aluminiowej, 2 — fosfor osłonięty filtrem ołowianym o grubości 1,3 mm (w dwu skalach)



Rys. 11. Zależność natężenia fosforescencji od maksymalnej energii widma promieniowania β (wg [5])

powoduje, że czułość staje się niezależna od energii, począwszy od 0,12 MeV dla promieniowania γ . Zależność tę ilustruje rys. 10. Na rys. 11 pokazano zależność czułości dozymetru dla cząstek β od maksymalnej energii widma β .

Dla pokazania zalet dozymetrów termoluminescencyjnych niektóre ich właściwości zestawiono w tabelce i porównano z właściwościami innych dozymetrów indywidualnych.

Widać, że praktyczne wykorzystanie zjawiska termoluminescencji daje znaczny postęp w dziedzinie dozymetrii.

Właściwości indywidualnych dozymetrów

Właściwości	Metoda + fotogr. z dwoma filmami	Komora+ joniza- cyjna	Kieszon- kowy+ elektro- metr	SrS.+ Eu, Sm	CaSO ₄ - Mn [6]	CaF ₂ -Mn [8]
Maksymalna rejestrowalna doza (rentgen)	5	0,2 5 50	0,2 5 50	10 ³	5 · 10 ³	10 ⁵
Minimalna rejestrowalna doza (rentgen)	0,02	0,02 0,25 2,50	0,02 0,25 2,50	5 · 10 ⁻³	5 · 10 ⁻³	5 · 10 ⁻³
Możliwość wielokrotnego za- stosowania	nie	tak	tak	tak	tak	tak
Możliwość powtórnego od- czytu wskazań	tak	nie	nie	nie *	nie	nie
Czas konieczny dla określe- nia dozy	2 godz.	10 sek.	10 sek.	30 sek.	7 sek.	45 sek.
Gotowość działania	ciągła	wymagają uprzedniego naładowania		ciągła		
Możliwość rejestrowania pro- mieniowania innego rodzaju	nie	nie	nie	β neutrony ter- miczne	β	β
Dokładność pomiaru	—	—	—	~15%	~15%	~8%

+ Dane z pracy [5]

* Możliwy 2-3-krotny odczyt dla doz większych od 0,5

Literatura

- [1] A. Jabłoński, Z. Phys., **94**, 38 (1935).
- [2] J. T. Randall and M. H. F. Wilkins, Proc. Roy. Soc., **184**, 365 (1945).
- [3] W. Ł. Lewszyn, W. W. Antonow-Romanowski, Z. Ł. Morgensztern, Z. A. Tra-
pieznikowa, Ż. eksper. teor. Fiz., **17**, 949 (1947).
- [4] E. I. Adirowicz, *Niekotoryje woprosy teorii luminiescencii kristallow*, Moskwa 1951.
- [5] W. W. Antonow-Romanowski, I. B. Keirim-Markus, M. S. Poroszyna, Z. A. Tra-
pieznikowa, Siesija Akademii Nauk SSSR po Mirnomu Ispolzowaniju Atomnoj Energii
1—5 Ijula 1955 g, Izd. A. N. SSSR, Moskwa 1956, 342.
- [6] B. M. Nosenko, Ł. S. Rewzin, W. J. Jaskolko, Ż. tech. Fiz., **26**, 2046 (1956).
- [7] R. J. Ginther and R. D. Kirk, J. Elektrochem. Soc., **104**, 365 (1957).
- [8] J. H. Schulman, F. H. Attix, E. J. West and R. J. Ginther, Rev. sci. Instrum., **31**,
126 (1960).
- [9] J. H. Schulman, R. J. Ginther, R. D. Kirk, S. Goulart, Nucleonics, **18**, 92 (March,
1960).

Henryk Łożykowski, Hanna Meczyńska

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Mikołaja Kopernika
Toruń

Elektroluminescencja i jej zastosowania

Początki badań nad elektroluminescencją sięgają lat dwudziestych bieżącego stulecia i wiążą się z obserwacjami Guddena i Pohla [1]. Badając fotoprzewodnictwo siarczku cynku zauważyli oni, że przyłożenie do uprzednio wzbudzonej ultrafioletem warstwy ZnS stałego pola o natężeniu 5 kV/cm wywołuje rozbłysk luminescencji. W 1923 r. Łossiew [2] zaobserwował emisję światła z pojedynczych kryształów SiC, przez które przepływał prąd. Emisja występowała w pobliżu elektrod, przy czym przy katodzie i anodzie obserwowano świecenie o różnym charakterze.

Obserwacje Guddena, Pohla, Łossiewa i innych [3], [4] wskazywały na istnienie nowego ciekawego zjawiska, jakim jest bezpośrednio wzbudzenie fosforu przez pole elektryczne.

W kilka lat później, w r. 1936 Destriau [5] po raz pierwszy zaobserwował świecenie krystalicznego fosforu ZnS-ZnO, aktywowanego Cu, pod wpływem przyłożonego zmiennego napięcia o częstotliwości 50 Hz. Elektroluminescujący fosfor ZnS-ZnO w postaci zawiesiny w ciekłym dielektryku umieszczony był między okładkami płaskiego kondensatora.

I

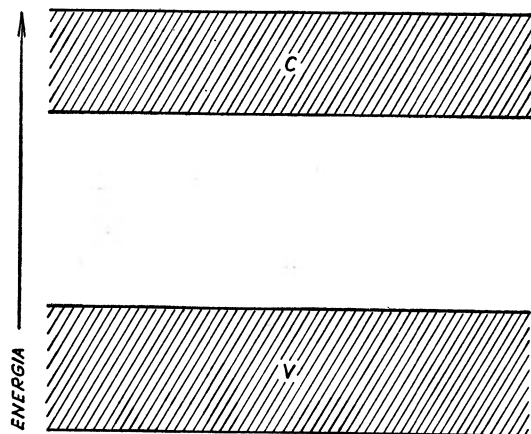
Kwantowo-mechaniczna teoria ciała stałego umożliwiła rozwiązanie zagadnienia poziomów energetycznych zajmowanych przez elektrony w kryształach. Na podstawie tych rozważań można nakreślić schemat poziomów, zwany powszechnie modelem pasmowym idealnego kryształu. Model ten w 1939 r. zastosowali do fizyki fosforów krystalicznych Riehl, Schön [6], i Johnson [7]. Rozkład poziomów energetycznych dla idealnego kryształu pokazany jest na rys. 1.

Dozwolone poziomy energetyczne rozłożone są w sposób quasi-ciągły w pasmach. Każdy z tych poziomów może być obsadzony przez dwa elektrony, których spiny w myśl zasady Pauliego muszą być przeciwnie skierowane.

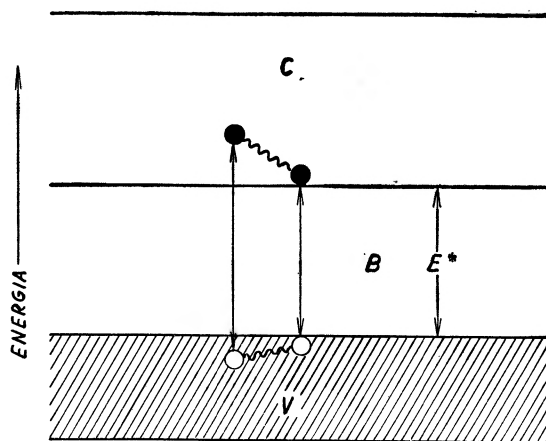
Dla wyjaśnienia mechanizmu luminescencji rozpatruje się tylko najwyższe, zapełnione pasmo (pasmo walencyjne) oraz oddzielone od niego strefą energii

wzbronionych pasmo puste, tzw. pasmo przewodnictwa. Szerokość pasma wzbronionego w typowych fosforach krystalicznych jest rzędu kilku eV.

Elektron z pasma walencyjnego może zostać przeniesiony do pasma przewodnictwa przez pochłonięcie kwantu światelnego. W wyniku tego pojawia się dziura w pasmie zapełnionym, która zachowuje się jak elektron o ładunku od atnim (rys. 2).



Rys. 1. Część modelu pasmowego idealnego kryształu. V — pasmo podstawowe (zapełnione elektronami), C — pasmo przewodnictwa

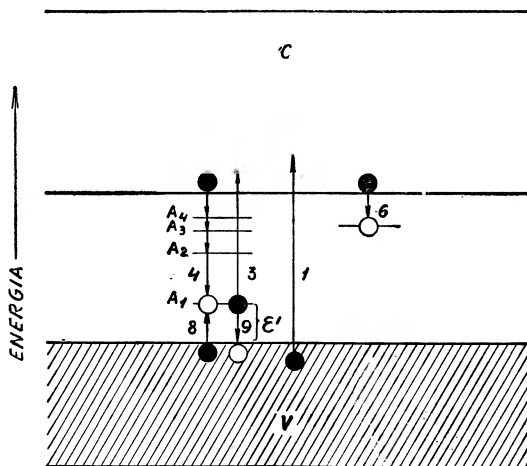


Rys. 2. Część modelu pasmowego idealnego kryształu izolatora. V — pasmo podstawowe (zapełnione elektronami), C — pasmo przewodnictwa, B — pasmo energii wzbronionych, ● — elektron, ○ — dziura

Powstałe w ten sposób, swobodny elektron w pasmie przewodnictwa oraz dziura w pasmie walencyjnym, na skutek oddziaływań z siecią tracą część swej energii w czasie rzędu 10^{-10} - 10^{-13} sek na rzecz fononów i zajmują poziomy odpowiadające dolnemu krańcowi pasma przewodnictwa i górnemu krańcowi pasma walencyjnego. Przejścia optyczne dla powstałej nowej konfiguracji są wzbro-

nione przez regułę wyboru $\Delta\vec{k} = 0$, będącą konsekwencją zasady zachowania pędu. Widzimy, że na podstawie modelu idealnego kryształu nie można wyjaśnić zjawiska luminescencji. W sieci krystalicznej rzeczywistych kryształów na skutek odstępstw od doskonałej periodyczności kryształu idealnego występują dość ostre lokalne poziomy elektronowe w strefie energii wzbronionych.

Również wprowadzenie aktywatora do kryształu powoduje powstanie określonych poziomów lokalnych, których liczba i położenie energetyczne jest ściśle związane z ilością i własnościami aktywatora oraz z warunkami, w jakich przeprowadzono aktywację.



Rys. 3. Model pasmowy fosforu krystalicznego V — pasmo podstawowe, C — pasmo przewodnictwa, $A_1 - A_4$ — poziomy lokalne aktywatora, P — poziomy lokalne pułapkowe. Strzałki wskazują przejścia elektronowe

Przejścia 1—3 wiążą się z pochłanianiem światła wzbudającego, przejście 4 z emisją luminescencji, zaś przejścia 6—9 związane są z pochłanianiem lub utratą niewielkich ilości energii (przejścia w podczerwieni)

Uproszczony schemat z uwzględnieniem poziomów lokalnych pokazany jest na rys. 3.

Posługując się powyższym schematem zjawisko luminescencji można wytłumaczyć w sposób następujący. Elektron z poziomu normalnego aktywatora przez absorpcję kwantu światła $h\nu$ może zostać przeniesiony do pasma przewodnictwa i dyfunduje tam do dolnego krańca pasma. Elektron ten może zostać schwytyany przez pułpkę lub też rekombinuje promieniście ze zjonizowanym centrum aktywatora. Elektrony uwięzione w pułapkach mogą przejść po uzyskaniu pewnej energii ponownie do pasma przewodnictwa i rekombinować z dziurami. W podobny sposób zachowuje się dziura w pasmie walencyjnym. W latach 1952—1956 zaobserwowano w wielu półprzewodnikach przejścia rekombinacyjne pasmo-pasmo, wzbudzone bądź to drogą optyczną (fotoluminescencja), bądź też przez wstrzykiwanie nośników mniejszościowych (elektroluminescencja). Prawo zachowania pędu dla takich przejść wymaga, aby

$\vec{\Delta k} = \pm \vec{q}$, gdzie \vec{q} — jest wektorem falowym fononu [8]. Emisja promieniowania zachodzi z jednoczesną absorpcją fononu. Elektron może przejść nie tylko do pasma przewodnictwa, lecz również może obsadzić wyższe poziomy energetyczne aktywatora, leżące poniżej dolnego krańca pasma przewodnictwa (zachodzi to dla niektórych aktywatorów), z których może nastąpić przejście promieniste na poziom normalny. To przejście w obrębie centrum zachodzi w krótkim czasie, w przeciwieństwie do przejść z udziałem pułapek, które są odpowiedzialne za fosforescencję¹. Doświadczalnie stwierdzono, że widmo elektroluminescencji fosforów krystalicznych jest podobne do widma fotoluminescencji tych materiałów w tym sensie, że charakterystyczne pasma emisyjne dla danego fosforu obserwuje się zarówno w widmach foto- jak i elektroluminescencji. Różnice występują jedynie w natężeniu poszczególnych pasm w zależności od temperatury, częstości przyłożonego pola itp. Z tego względu przyjmuje się, że centra aktywatora odpowiedzialne za emisję są w obydwu wypadkach takie same, a zjawiska różnią się tylko mechanizmem wzbudzenia.

Omówimy teraz różne możliwe mechanizmy wzbudzenia elektroluminescencji.

1. Bezpośrednia jonizacja polem

Możliwość bezpośredniej jonizacji przez pole pasma walencyjnego w dielektrykach z wąskim pasmem wzbronionym po raz pierwszy rozpatrywał Zener [11]. Schemat poziomów energetycznych dla kryształu bez zewnętrznego pola oraz z polem przedstawia rys. 4.

Widzimy, że w wypadku obecności pola pasma są nachylone, przy czym wielkość nachylenia zwiększa się ze wzrostem natężenia pola elektrycznego.

Dzięki nachyleniu układu pasm elektron może przejść z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa drogą tunelowego przejścia strefy wzbronionej. Przejście takie nazywamy elektrostacyjną jonizacją. Rozpatrując ten proces w teorii przebicia dielektryków Zener podał prawdopodobieństwo tunelowego przejścia bariery potencjału jako funkcję natężenia pola.

Wielkość natężenia pola dla jonizacji pasma walencyjnego otrzymana z teorii Zenera przewyższa o rząd wielkości natężenie, które jest konieczne do przebicia kryształów jonowych. Z teorii wynika również, że natężenie pola przebiciowego jest proporcjonalne do kwadratu szerokości strefy wzbronionej.

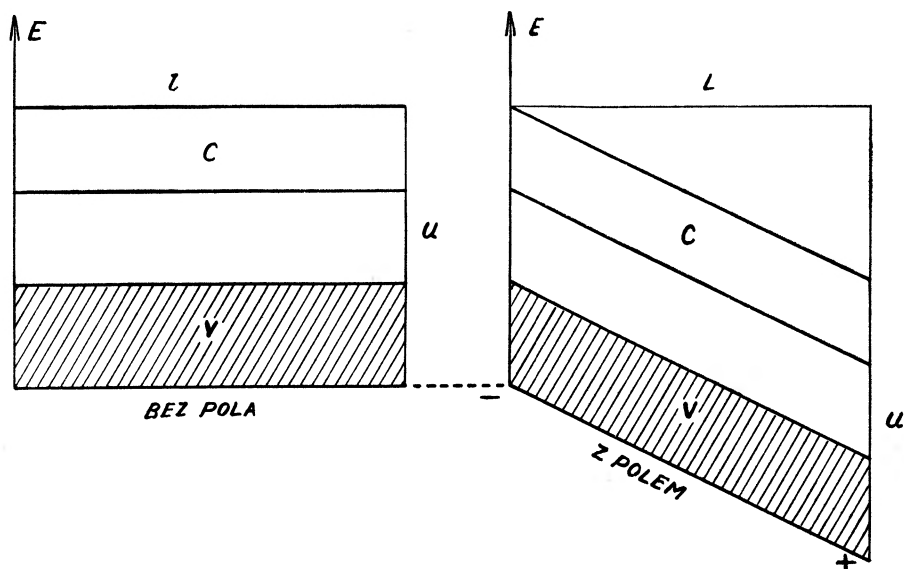
Teoria Zenera została rozwinięta przez Franza [12] dla przypadku kryształów z szeroką strefą wzbronioną, jak również dla bezpośredniej jonizacji przez pole poziomów lokalnych (np. centrów aktywatora, poziomów donoryowych). Otrzymane przez Franza wyrażenie na prawdopodobieństwo jonizacji w jednostce czasu poziomu o energii ε_i , mającego kształt prostokątnej studni

¹ Dokładne omówienie tego zagadnienia znaleźć można w artykule A. Jabłońskiego [9] i A. Wrześcińskiej, [10].

potencjału w polu elektrycznym o natężeniu E , ma postać:

$$p = \frac{2 \cdot 10^7 E}{\left(\frac{m^*}{m_0} \varepsilon_i\right)^{1/2}} \exp \left[\frac{-7 \cdot 10^7 \left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{1/2}}{E} \varepsilon_i^{3/2} \right] \quad (1)$$

gdzie: E — natężenie pola w V/cm,
 m^* — masa efektywna elektronu.



Rys. 4. Schemat poziomów energetycznych dla kryształu w nieobecności oraz dla przyłożonego zewnętrznego pola. V — pasmo zapelnione, C — pasmo przewodnictwa, U — strefa energii wzbronionych

Aby mogła wystąpić elektroluminescencja, jonizacja centrów aktywatora musi zajść przy niższych natężeniach pola niż przebicie fosforu. Okazuje się, że wymagane natężenia pól w mechanizmie lawinowego przebicia są niższe ($2-3 \times 10^6$ V/cm) niż wymagane dla mechanizmu zenerowskiego.

Proces lawinowego przebicia dominuje w kryształach grubych oraz kryształach z dość szerokim pasmem wzbronionym. Dla kryształów ZnS zenerowskie przebicie zachodzi w przybliżeniu przy polu 10^7 V/cm, wobec tego w dostatecznie grubych kryształach ZnS możliwa jest jonizacja polem poziomów donorowych o głębokości 0,5 eV. W dostatecznie cienkich kryształach, w których dominuje mechanizm przebicia zenerowskiego, mogą zostać zjonizowane poziomy o głębokości 2 eV przy polach słabszych niż te które wywołują przebicie.

Frenkel [13] opracował teorię, według której w temperaturach różnych od zera bezwzględnego może zachodzić mechanizm przebicia oparty na termicznej (klasycznej) jonizacji wspomaganej zewnętrznym polem. Prawdopodobieństwo

takiej jonizacji w jednostce czasu w nieobecności zewnętrznego pola jest:

$$p_0 = \nu e^{\omega_i/kT} \quad (2)$$

gdzie: ω_i jest energią jonizacji w eV.

Przyłożone pole elektryczne zmniejsza energię jonizacji do wartości

$$\omega_i - \Delta\omega = \omega_i - 2e \sqrt{\frac{eE}{\epsilon_\infty}}. \quad (3)$$

Na skutek tego prawdopodobieństwo termicznej jonizacji wzrasta i jest równe:

$$p = \nu \exp\left(-\frac{\omega_i - 2e \sqrt{\frac{eE}{\epsilon_\infty}}}{kT}\right) \quad (4)$$

gdzie: ν — częstość drgań elektronu lub ilość jego zderzeń z barierą potencjału w jednostce czasu,

E — natężenie pola,

ϵ — stała dielektryczna.

Wyżej podany mechanizm Frenkla może grać pewną rolę w procesie jonizacji w półprzewodnikach.

2. Jonizacja zderzeniowa

Innym możliwym mechanizmem wzbudzenia, grającym istotną rolę w zjawisku elektroluminescencji, jest wzbudzenie centrów aktywatora wskutek zderzeń z elektronami przyspieszonymi przez pole [14]. Aby nastąpił ten proces wzbudzenia, konieczne są trzy warunki:

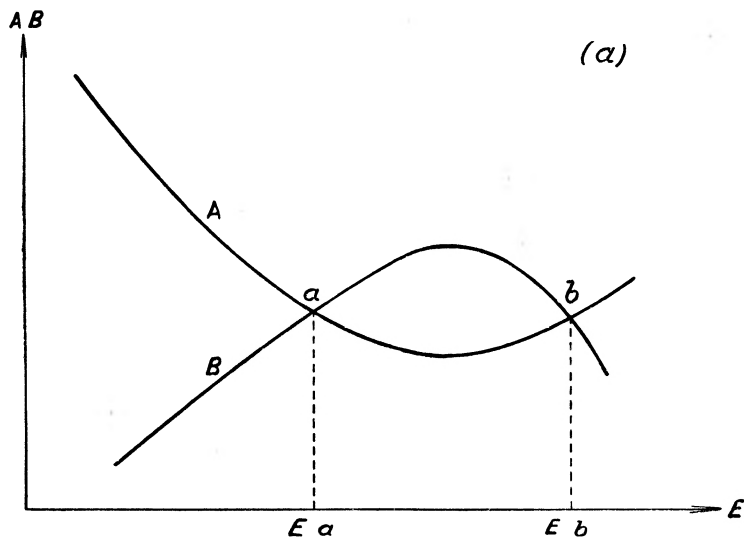
- a) wystarczająco duża wartość natężenia pola,
- b) obecność w obszarze tego pola pewnej liczby elektronów,
- c) wystarczająco długa droga swobodna elektronów do osiągnięcia potrzebnej energii kinetycznej.

Do obszaru pola o dużym natężeniu elektrony mogą być dostarczone ze stosunkowo głębokich poziomów donorowych, akceptorowych lub z zajętych pułapek przez wewnętrzną emisję polową (omówioną wyżej).

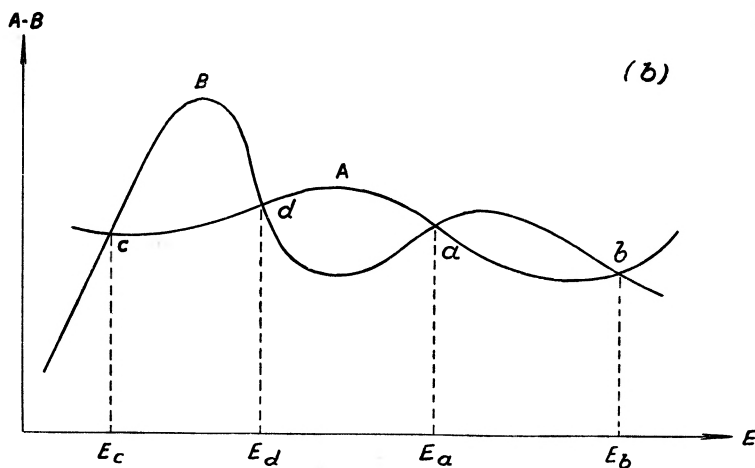
Według teorii przebiccia dielektryków, opracowanej przez von Hippela [15] oraz Frohlicha [16], elektron, znalazłszy się w obszarze tego pola, doznaje jednocześnie przyspieszania i hamowania przez oddziaływanie z fononami.

Seitz [17] rozpatrzył przebiccie niejonowych i jonowych kryształów z uwzględnieniem rozpraszania elektronów na niepolarnych drganiach. Rysunki 5a i 5b przedstawiają jakościowo zachowanie się elektronu w polu elektrycznym dla kryształów polarnych i niepolarnych. Krzywa *A* obrazuje szybkość nabierania energii przez elektron, krzywa *B* zaś szybkość jej tracenia jako funkcję energii elektronu.

Z rysunku 5a widać, że gdy elektron w niejonowym kryształcie ma energię mniejszą niż E_a , to zostaje on przyspieszony, ponieważ zyskuje od pola więcej energii niż traci na oddziaływaniach z drganiami siatki, i osiąga energię równą E_a .



Rys. 5a. A — krzywa nabierania energii, B — krzywa strat energii w zależności od energii elektronu dla kryształcie niejonowego



Rys. 5b. Jak na rysunku 5a, tylko dla wypadku kryształcie jonowego

Jeżeli natomiast elektron posiada energię E , leżącą w przedziale $E_a < E < E_b$, to będzie on hamowany do energii równej E_a .

Energia E_a odpowiada stanowi równowagi elektronu przewodnictwa w kryształach jonowych. Jeżeli energia elektronu jest nieco większa od E_b , to będzie on przyspieszany przez pole (ponieważ dla $E > E_b$ energia $A > B$) i nie będzie w równowadze termicznej z siecią.

Według Seitza w niejonowym kryształcie mogą występować dwie grupy elektronów, z których jedna nie jest w równowadze termicznej z siecią, nawet dla zewnętrznego pola mniejszego od pola przebicia. Inną sytuację mamy w wypadku kryształu jonowego (rys. 5b). Jeżeli energia elektronu E leży w przedziałach $0 < E \leq E_c$, $E_a < E \leq E_a$ oraz $E_b < E < \infty$, to elektron będzie przyspieszany przez pole aż energia jego osiągnie wartość górnej granicy odpowiedniego przedziału. Oznacza to, że dla $E_b < E$ elektron będzie się znajdował w obszarze nierównowagi.

Natomiast gdy energia elektronu E leży w przedziałach $E_c \leq E < E_a$ i $E_a \leq E < E_b$, to elektron będzie hamowany w polu elektrycznym aż energia jego osiągnie wartość dolnej granicy odpowiedniego przedziału. W odróżnieniu od przypadku niejonowych kryształów punkt b leży przy wysokich energiach elektronów. Takich energii nie może osiągnąć znaczniejsza liczba elektronów w polach mniejszych od przebiciowego.

W dostatecznie silnych polach elektrony zdolne są do pokonania „barier tarcia“ i mogą osiągnąć energię wystarczającą do jonizacji elektronów walencyjnych lub jonizacji poziomów aktywatora w wyniku nieelastycznych zderzeń. Aby elektron osiągnął pod wpływem pola o natężeniu \mathcal{E} energię równą głębokości centrum, powinien on zostać przyspieszony na drodze $\bar{\omega}$. Wówczas energia elektronu będzie równa:

$$E = e \mathcal{E} \bar{\omega}. \quad (5)$$

Jeżeli $\bar{\omega}_m$ jest średnią drogą swobodną w kierunku pola, to prawdopodobieństwo przebycia przez elektron drogi równej $\bar{\omega}$ jest:

$$p = \exp\left(-\frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_m}\right). \quad (6)$$

Prawdopodobieństwo osiągnięcia energii potrzebnej do jonizacji wyraża się wzorem:

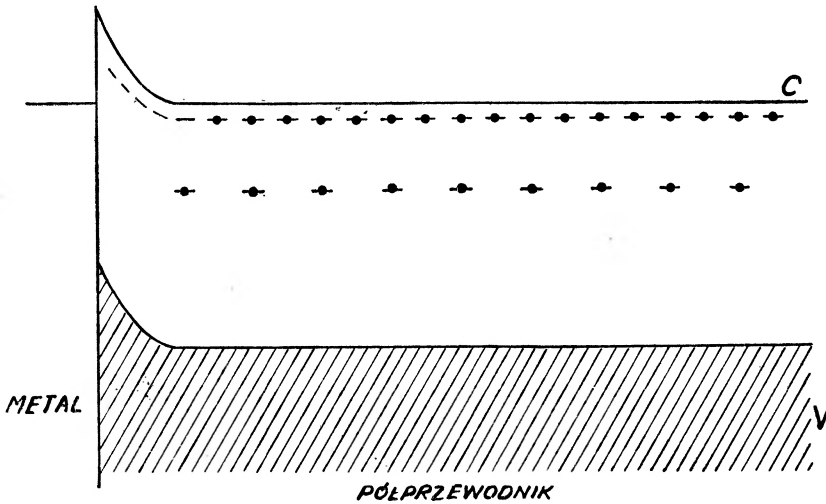
$$p = \exp\left(-\frac{E}{\bar{\omega}_m e \mathcal{E}}\right). \quad (7)$$

Natężenia pól potrzebne do przyspieszania elektronów w wyżej przyjętym mechanizmie są rzędu natężeń pól, przy których następuje przebicie (10^6 V/cm). Z doświadczenia wiadomo, że elektroluminescencje obserwuje się już przy polach rzędu 10^4 V/cm oraz że emisja występuje w ściśle ograniczonych obszarach. Te dwa fakty stały się podstawą przyjęcia istnienia barier potencjału, w których lokalne pola w niektórych częściach kryształu wzrastają do wartości przebiciowej. Piper i Williams [18] zakładają istnienie trzech typów barier:

- 1) Bariera typu chemicznego. Bariere tego typu stanowi warstwa kryształu o składzie chemicznym różnym od pozostałej części.
- 2) Bariera wzmacniająca typu Motta-Schottky (*exhaustion*).
- 3) Bariera utworzona przez przejście p - n działające w kierunku zaporowym.

Blżej omówimy barierę drugiego typu, ponieważ odgrywa ona istotną rolę w zjawisku elektroluminescencji.

Jeżeli półprzewodnik typu n z małą pracą wyjścia (np. ZnS) znajduje się w kontakcie z elektrodą metalową, to elektrony mogą przechodzić do metalu. Wskutek przejścia pewnej liczby elektronów z półprzewodnika do metalu poziomy donorowe leżące w pobliżu powierzchni kontaktu zostaną zjonizowane i wytworzy się dodatni ładunek przestrzenny, który indukuje równy mu ładunek na powierzchni metalu. Rozkład poziomów energetycznych w przypadku kontaktu metalu z półprzewodnikiem ilustruje rys. 6.



Rys. 6. Schemat kontaktu półprzewodnika typu n z elektrodą metalową. V — pasmo podstawowe, C — pasmo przewodnictwa!

Jeżeli do elektrod zostanie przyłożona różnica potencjałów, to bariera Motta-Schottkyego powstanie w pobliżu ujemnej elektrody.

Niech:

V_0 — oznacza różnicę potencjałów, której wartość przewyższa różnicę pracy wyjścia,

N — stężenie elektronów donorowych,

ϵ — stałą dielektryczną,

d — szerokość bariery,

x — odległość od katody,

a Ne — gęstość ładunku przestrzennego w obszarze bariery to natężenie pola w warstwie ładunku objętościowego daje równanie Poissona:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = 4\pi Ne/\epsilon.$$

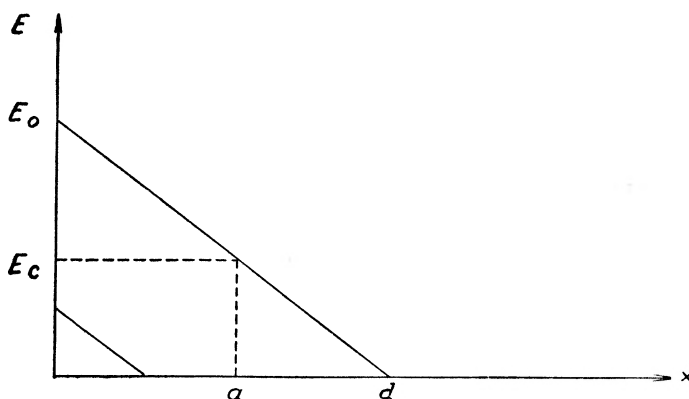
Po scałkowaniu:

$$\mathcal{E}(x) = (4\pi Ne/\epsilon)x + C. \quad (8)$$

Natężenie pola w barierze zmienia się jak widać z równania (8) liniowo z odległością od katody (rys. 7). Dla warunków brzegowych $\mathcal{C}(d) = 0$ (gdzie d — grubość bariery), natężenie pola jest równe:

$$\mathcal{C}(x) = \frac{1}{2}A^2(x-d)$$

gdzie $A = (8\pi Ne/\epsilon)^{1/2}$.



Rys. 7. Rozkład pola w pobliżu katody dla warstwy wzmacniającej o równomiernej gęstości ładunku przestrzennego. a — odległość od powierzchni kryształu do miejsca, w którym natężenie pola wynosi $E_c = AV_0^{1/2} - 1/2A^2a$

Jeżeli energię potencjalną elektronu w pobliżu katody względem anody oznaczymy przez V_0 , to ponieważ:

$$V(x) = - \int_x^d \mathcal{C}(x) dx = \frac{1}{2}A^2(d-x)^2$$

i

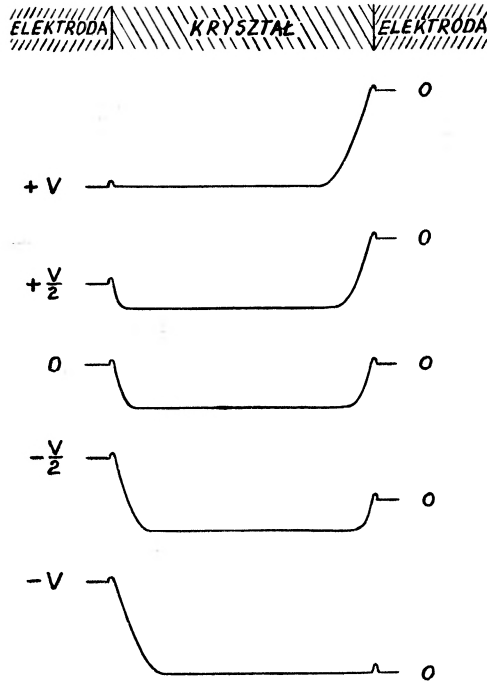
$$\mathcal{C}(x) = A[V(x)]^{1/2}$$

więc:

$$d = \frac{2V_0^{1/2}}{A} . \quad (9)$$

Wynika stąd, że przy wzroście przyłożonej różnicy potencjałów bariera rozszerza się, a natężenie pola w barierze wzrasta jak pierwiastek kwadratowy przyłożonego napięcia. W wypadku zaś bariery typu trzeciego natężenie pola wzrasta jak $V^{3/2}$. Inną zależność obserwuje się dla bariery typu chemicznego, której grubość nie zmienia się i natężenie pola rośnie liniowo z przyłożonym napięciem. Dla przyłożonego zmiennego napięcia szerokość bariery Motta-Schottky przy elektrodzie osiąga maksimum wtedy, gdy ujemne napięcie na elektrodzie jest największe. W miarę zmniejszania się ujemnego potencjału szerokość maleje, a rośnie bariera w pobliżu drugiej elektrody, co ilustruje rys. 8. Głębokie poziomy donorowe są opróżniane w tej części trwania cyklu wzbudzenia, dla której szerokość bariery wzrasta maksymalnie. Jeżeli elektrony

lub dziury znajdują się w obszarze silnego pola (obszar bariery), to, jak wspomniano wyżej, mogą one zostać przyspieszane do dużych energii kinetycznych. Przyspieszony nabój wzbudza fonony, może jednak również wytworzyć pary elektron-dziura lub wzbudzić poziomy domieszkowe w wyniku nieelastycznych



Rys. 8. Rozkład potencjału w kryształ w czasie trwania cyklu wzbudzenia zmiennym napięciem sinusoidalnym

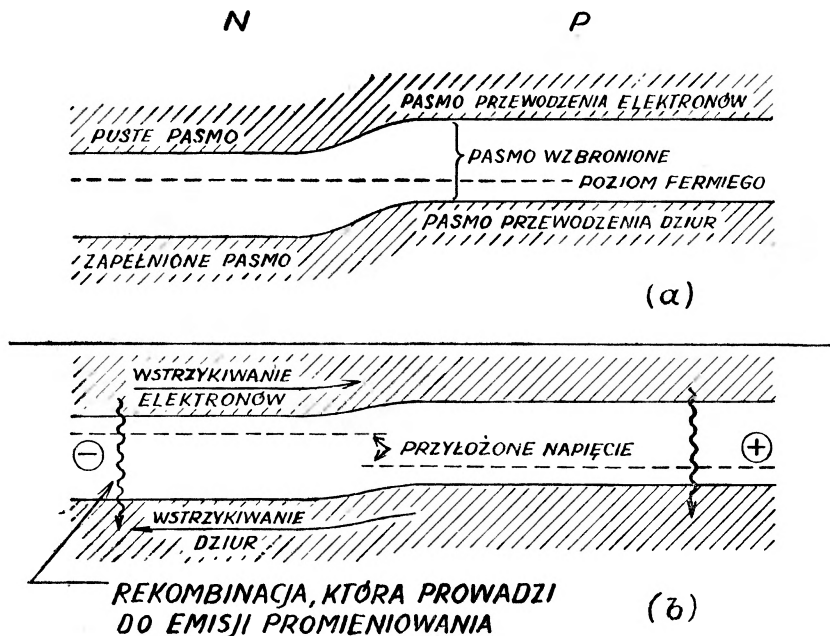
zderzeń. W wypadku, gdy poziomy domieszkowe stanowią centra aktywatora będziemy obserwowali luminescencję.

3. Mechanizm wstrzykiwania nośników

Jeszcze jednym możliwym mechanizmem wzbudzenia elektroluminescencji jest wstrzykiwanie ładunków mniejszościowych. Tego rodzaju elektroluminescencję obserwował Łossiew (jak podano wyżej). Wyjaśnienie zjawiska Łossiewa stało się jednak możliwe dopiero na gruncie nowoczesnej teorii półprzewodników. Jak się okazało, nośniki ładunków mogą być wstrzykiwane przez powierzchnię kryształu lub przez złącze *p-n* pracujące w kierunku prostym.

Na rysunku 9 przedstawiony jest schemat energetyczny dla złącza *p-n* w nieobecności zewnętrznego pola. W obszarze *n* gęstość ładunków ujemnych jest duża w stosunku do ładunków dodatnich i elektrony stanowią ładunek większościowy, dziury natomiast ładunek mniejszościowy. W obszarze *p* mamy

sytuację odwrotną. Jeżeli przyłożymy do takiego złącza $p-n$ napięcie w tzw. kierunku prostym albo łatwego przepływu (rys. 9), to w obszar n będą wstrzykiwane dziury, w obszar p natomiast elektrony, co jest równoznaczne z wstrzykiwaniem mniejszościowego ładunku. Wzrost stężenia mniejszościowego ładunku zwykle powoduje zwiększenie ilości rekombinacji. Rekombinacje te mogą być bezpromieniste lub promieniste. Rekombinacja z promieniowaniem możliwa jest na drodze: a) bezpośredniego przejścia pasmo-pasmo lub b) przej-



Rys. 9. Schemat poziomów energetycznych dla złącza $p-n$ w nieobecności pola (a) oraz dla przepływu prądu w kierunku prostym (b)

ścia z udziałem poziomów domieszkowych. Teoria bezpośredniej rekombinacji z emisją fotonu została podana przez van Roosbroecka i Shockleya [19] w 1954 r.

Proces emisji fotonu przy bezpośredniej rekombinacji elektronu i dziury można uważać za proces odwrotny do przeniesienia elektronu z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa przez pochłonięcie światła, tzn. kiedy powstaje para elektron-dziura. Opierając się na wynikach pomiarów absorpcji w germanie w obszarze 1μ i 2μ oraz na tym, że kwantowa wydajność w tym obszarze jest równa 1, van Roosbroeck i Shockley określili prawdopodobieństwo promienistej rekombinacji w germanie. Końcowy wzór na szybkość promienistej rekombinacji jest:

$$R = 1,785 \times 10^{22} \left(\frac{T}{300} \right)^4 \int_0^{\infty} \frac{n^3 \chi u^3 du}{e^u - 1} \text{ cm}^{-3} \text{ sek}^{-1} \quad (10)$$

gdzie: $u = hv/kT$,

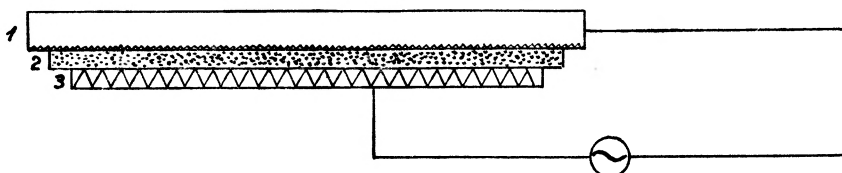
n — stężenie elektronów i dziur,

χ — współczynnik pochłaniania.

Całkowanie równania (10) z teorii Van Roosbroecka-Shockley'a jak wykazał Haynes daje dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi dla germanu.

II

Sposób otrzymywania fosforów elektroluminescujących nie różni się zasadniczo od sposobu otrzymywania luminoforów. Okazało się jednak, że stężenie aktywatora wymagane dla otrzymania elektroluminoforu jest o wiele większe, a nawet przewyższa stukrotnie stężenia zwykle stosowane dla otrzymania fotoluminoforów [20]. Destriau [21] otrzymywał bardzo dobrze elektro-



Rys. 10. Schemat komórki elektroluminescencyjnej. 1 — płytka ze szkła półprzewodzącego, 2 — fosfor w dielektryku, 3 — elektroda metalowa

luminescujące fosfory ZnS przez prażenie z dodatkiem tlenków (np. w postaci ZnO). Inną metodą otrzymywania elektroluminoforów jest metoda podana przez Zalma i współpracowników [22]. Metoda ta polega na przemywaniu nieelektroluminescującego fosforu ZnS roztworem soli miedzi, co powoduje pokrycie ziaren fosforu warstwą siarczku miedzi. Po wysuszeniu fosfor wykazuje zjawisko elektroluminescencji. Można również otrzymać elektroluminofory ZnS metodą elektrolitycznej aktywacji w wysokich temperaturach [23]. Zjawisko elektroluminescencji wykazuje cały szereg fosforów, najbardziej jednak wydajnymi elektroluminoforami są ZnS , CdS , $ZnSe$. Elektroluminescencję obserwuje się zwykle umieszczając fosfor w komórce elektroluminescencyjnej, którą stanowi kondensator z jedną elektrodą przezroczystą. Fosfor w komórce znajdować się może w stałym lub ciekłym dielektryku (rys. 10). Jeżeli mamy jednorodną mieszaninę fosforu i dielektryka, to natężenie pola w kryształach fosforu dane jest przez wyrażenie Maxwella-Wagnera [24] zastosowane w zagadnieniach elektroluminescencji po raz pierwszy przez Roberta [25]:

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \frac{3k_2}{2k_2 + k_1 - \vartheta(k_1 - k_2)} \quad (11)$$

gdzie: \mathcal{E}_1 — natężenie pola w kryształach,

\mathcal{E}_0 — średnie natężenie pola przyłożonego,

k_1 — stała dielektryczna fosforu,

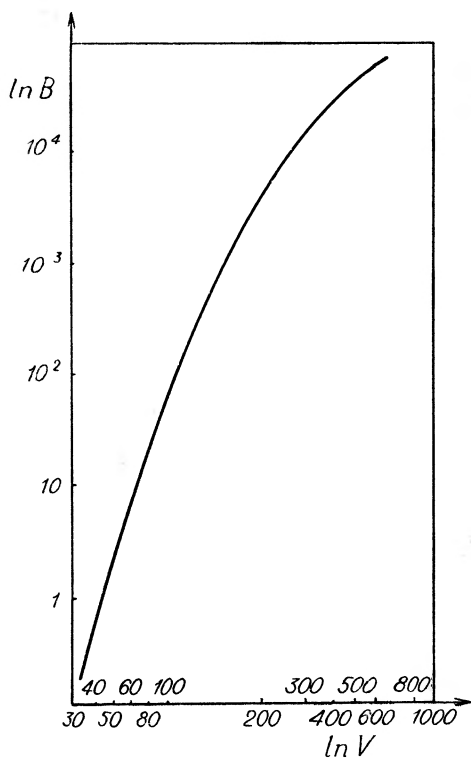
k_2 — stała dielektryczna dielektryka,

ϑ — stosunek sumarycznej objętości kryształów do objętości całkowitej.

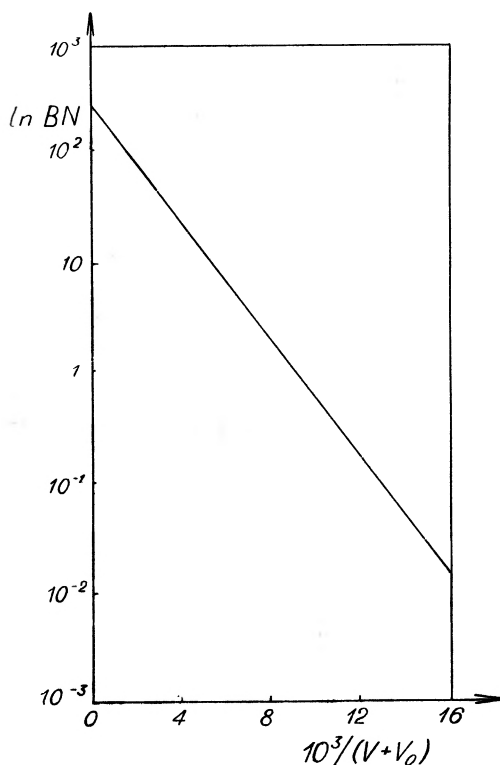
Celem otrzymania dużego natężenia pola w kryształach, jak widać z wyrażenia (11), należy stosować dielektryki o możliwie dużej stałej dielektrycznej.

W doświadczeniach stosuje się najczęściej napięcia sinusoidalne. Jak zaobserwowano, średnia jasność świecenia wzrasta początkowo bardzo szybko ze wzrostem napięcia, natomiast dla wyższych napięć wzrost ten staje się powolniejszy.

Rysunek 11a przedstawia typową zależność jasności elektroluminescencji od przyłożonego napięcia.



a)



b)

Rys. 11a. Typowa zależność jasności świecenia od przyłożonego napięcia (wg Lehmana)

Rys. 11b. Potwierdzenie doświadczalne równania (16)

Pierwsze ilościowe ujęcie tej zależności podał już w 1937 r. Destriau [5]. Według niego jasność zmienia się w zależności od przyłożonego napięcia zgodnie z wyrażeniem:

$$B = a \exp(-b/V), \quad (12)$$

gdzie a i b są stałe. Lepszą jednak zgodność z doświadczeniem otrzymuje się stosując wyrażenie:

$$B = aV^n \exp(-b/V). \quad (13)$$

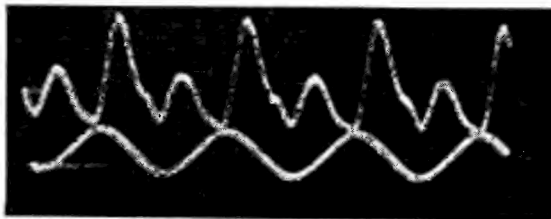
Równanie to, jak widzimy, zawiera trzy stałe, a , b i n . Wartość stałej n , znaleziona doświadczalnie, leży w granicach od 1 do 3 w zależności od rodzaju fosforu. Oprócz (12) proponowano jeszcze inne bardzo proste zależności jasności od napięcia, a mianowicie [26]:

$$B = aV^n, \quad (14)$$

gdzie n przybiera wartości w bardzo szerokim zakresie, lub [27]:

$$B = C(V - V_0), \quad (15)$$

gdzie V_0 — wartość progowa napięcia, od której zaczyna się zakrzywienie.



Rys. 12. Oscylogram fali jasności

Howard, Ivey i Lehmann [28] znaleźli jeszcze inne empiryczne prawo:

$$B = aV \exp[-b/(V + V_0)]. \quad (16)$$

Równanie to dobrze opisuje zależność jasności od napięcia dla szerokiego przedziału napięć (rys. 11b). Odchylenia zachodzą tylko przy bardzo wysokich napięciach.

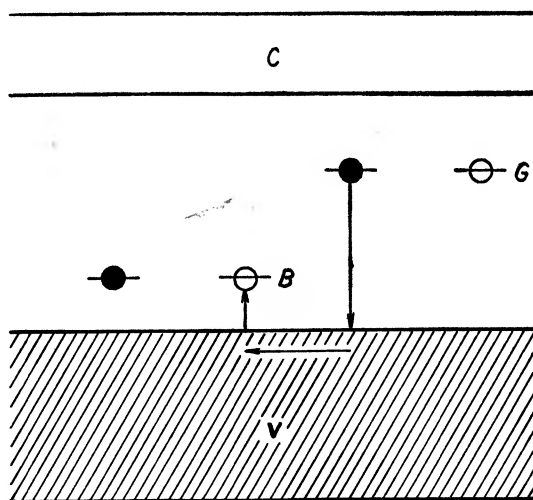
Alfrey i Taylor [29] przez zastosowanie wyrażenia Seitza opisującego prawdopodobieństwo przyśpieszania elektronów do teorii Pipera i Williamsa, otrzymali następujące wyrażenie na zależność jasności od napięcia:

$$B = aV^n \exp\left(-\frac{a}{V^{1/2}}\right), \quad (17)$$

gdzie a , n , α — stałe.

Świecenie emitowane przez komórkę elektroluminescencyjną w wypadku przyłożonego sinusoidalnego napięcia ma kształt pokazany wyżej na oscylogramie (rys. 12). Krzywe przedstawiające zależność emitowanego świecenia jako funkcję zmiany napięcia w czasie nazywamy falami jasności. Kształt fal jasności zależy od wielu czynników, takich jak: grubość warstwy elektroluminoforu, wielkość napięcia, rodzaj elektrod, temperatura, częstość przyłożonego napięcia. Badania zależności elektroluminescencji od częstości przyłożonego napięcia wykazały, że jasność wzrasta wolniej niż liniowo z częstością, osiągając nasycenie dla dużych częstości. Taką zależność wykazuje cały szereg elektroluminoforów. Zmiana częstości wpływa również na zmianę barwy emitowanego świecenia. Obserwuje się to dla tych elektroluminoforów, które posiadają kilka rodzajów centrów. Schemat poziomów w takich fosfo-

rach ilustruje rys. 13. Niektóre aktywatory, takie jak np. Cu mogą powodować powstanie centrów „niebieskich“ i „zielonych“ w ZnS w zależności od ilości koaktywatora, którym może być aluminium lub chlor. W procesie wzbudzenia opróżniane są centra obydwu rodzajów w różnym stopniu. Ze względu na to że elektrony dążą do zajęcia położenia o najmniejszej energii, puste nisko-energetyczne centra będą zapełniane przez elektrony z wyżej położonych zapełnio-



Rys. 13. Schemat wyjaśniający zależność barwy emitowanego światła od częstotliwości dla fosforu posiadającego dwa rodzaje centrów luminescencyjnych. V — pasmo wypełnione, C — pasmo przewodnictwa, B — centra „niebieskie“, G — centra „zielone“

nych centrów, jeżeli czas jest wystarczający do koniecznych przejść zanim nastąpi rekombinacja. Dla niskich częstotliwości za emisję odpowiedzialne są głównie wyżej położone centra zielone. W wyższych częstotliwościach jednakże czas jest niewystarczający do ponownego rozkładu elektronów w centrach i emisja będzie odpowiadała rozkładowi ustalonymu podczas wzbudzenia. Jeżeli stężenie centrów „niebieskich“ jest dużo większe od stężenia centrów „zielonych“, to dla dużych częstotliwości emitowane światło jest prawie wyłącznie krótkofalowe. Dla niskich częstotliwości dominujące są przejścia z centrów zielonych (rys. 14).

Wydajność elektroluminescencji w zależności od przykładanego napięcia rozpatrywał Lehman [30]. Według niego wydajność jako funkcja napięcia dana jest przez zależność:

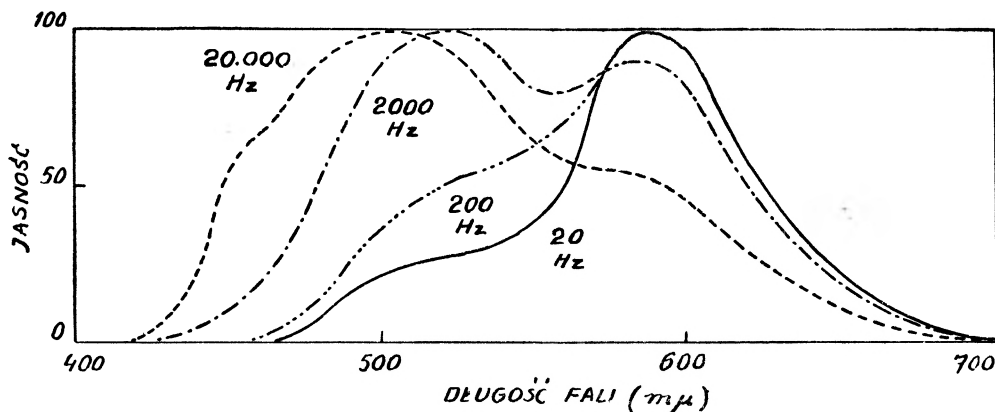
$$\eta = cB^{1/2}V^{-2}$$

c — stała.

Równanie to zgadza się z danymi doświadczalnymi. Dla niskich napięć η wzrasta szybko ze wzrostem V , ponieważ B wzrasta szybciej niż proporcjonalnie do V^2 . Dla średnich i wysokich napięć natomiast wzrost V powoduje wzrost η tak długo, jak długo B wzrasta szybciej aniżeli proporcjonalnie do V^2 . Wydajność osiąga wartość maksymalną, gdy $B \sim V^4$.

Dla wszystkich dobrze elektroluminesujących fosforów ZnS związek ten jest spełniony w szerokim zakresie częstości od około 20 do 20 000 Hz. Wyjątki zachodzą zwykle dla słabo elektroluminesujących fosforów. Przy bardzo wysokich napięciach obserwowana wydajność jest znacznie niższa od przewidywanej teoretycznie. Odchylenie to nie zostało dokładnie wyjaśnione.

Dotychczas mówiliśmy tylko o elektroluminescencji w zmiennym polu elektrycznym. Niektóre jednak fosfory wykazują świecenie przy wzbudzeniu napięciem stałym, np. ZnS-Mn-Cu, ZnSe-Cu-Cu₂Se [31].



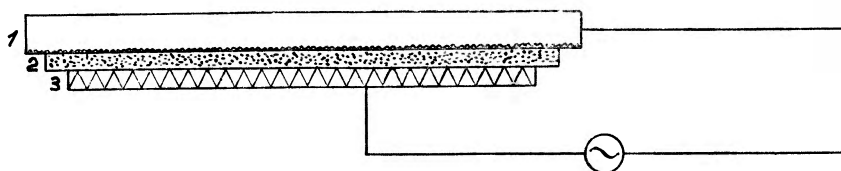
Rys. 14. Rozkład widmowy elektroluminescencji w różnych częstościach dla fosforu zawierającego trzy rodzaje centrów luminescencyjnych (wg Lehmana)

Badania nad półprzewodnikami doprowadziły do stwierdzenia, że szereg półprzewodników wykazuje zjawisko elektroluminescencji. W germanie i krzemie elektroluminescencja obserwowana jest na przejściach *p-n* w kierunku prostym lub zaporowym [32]. Emitowane światło powodują zarówno przejścia pasmo-pasmo, jak również przejścia związane z poziomami domieszek. Oprócz germanu i krzemu elektroluminescencję związaną z wstrzykiwaniem ładunków wykazuje cały szereg substancji, jak np. ZnO, ZnS, CdS, ZnSiO₄, GaP, InP, GaAs, BN, BaTiSO₄ (szczegółowe omówienie tego zagadnienia wymagałoby osobnego artykułu).

III

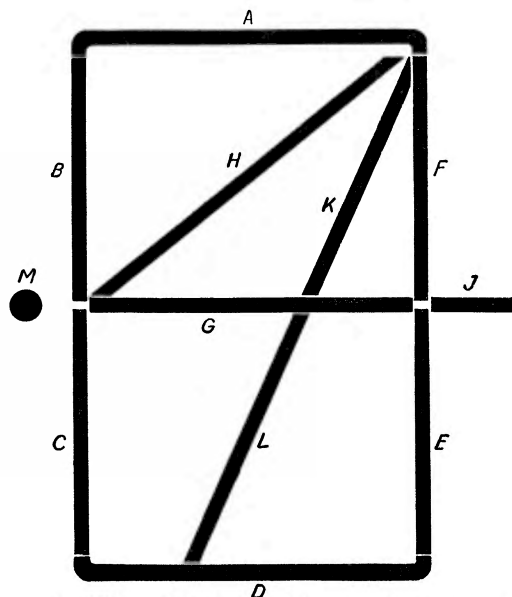
Zjawisko elektroluminescencji znajduje obecnie szereg interesujących zastosowań. Najprostszym zastosowaniem są lampy elektroluminescencyjne. Lampę taką stanowi elektroluminesujący kondensator, którego budowę przedstawia schematycznie rys. 15. Jedną elektrodę stanowi szkło półprzewodzące, drugą płytka metalowa. Między elektrodami umieszczony jest fosfor w postaci zawiesiny w dielektryku. Jako dielektryka używano początkowo substancji organicznych o dużej stałej dielektrycznej. Obecnie stosuje się dielektryki ceramiczne [33]. Używane dielektryki ceramiczne muszą posiadać dość niską

temperaturę zeszklenia oraz odpowiedni skład chemiczny, aby nie nastąpiło zepsucie fosforu. Elektroluminescujące lampy z dielektrykiem ceramicznym mogą emitować światło niebieskie, zielone, żółte, jak również przez odpowiednie połączenie elektroluminoforów można otrzymać światło białe.



Rys. 15. Schemat lampy elektroluminescencyjnej.

1 — płytka ze szkła półprzewodzącego, 2 — fosfor w dielektryku, 3 — elektroda metalowa

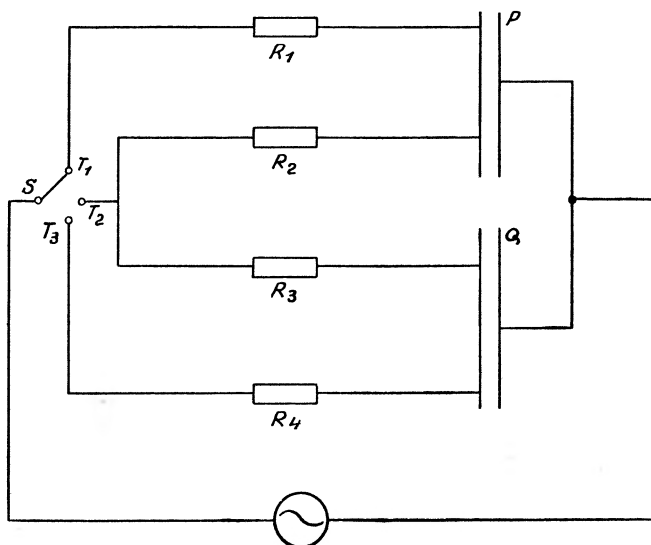


Rys. 16. Układ dziesięciu elektroluminescujących linii

Czas życia tych lamp jest rzędu 25 000 do 40 000 godzin przy ciągłym ich działaniu. Lampy elektroluminescencyjne stosuje się do oświetlania pomieszczeń (świecące sufity), w samochodach do oświetlania tablicy kierownicy oraz do oświetlania wnętrza samolotów itp. Inną możliwością zastosowania są wskaźniki zmiennego napięcia, wskaźniki częstości, wskaźniki strojenia radia [34]. Lampy elektroluminescencyjne można również wykorzystać do budowy numeratorów [35].

Numerator taki może być zbudowany w dwojaki sposób. Elektrody nieprzeźroczyste mogą być uformowane w kształcie cyfr od 0 do 9, przy czym poszczególne cyfry muszą znajdować się w elektrycznej izolacji jedna od drugiej. To prowadzi do bardzo skomplikowanej struktury elektrod z wieloma izolacyjnymi przerwami przy przecinaniu się jednej cyfry z innymi. Ujemną stroną tak zbudowanego numeratora jest fakt, że dawany obraz jest niewyraźny.

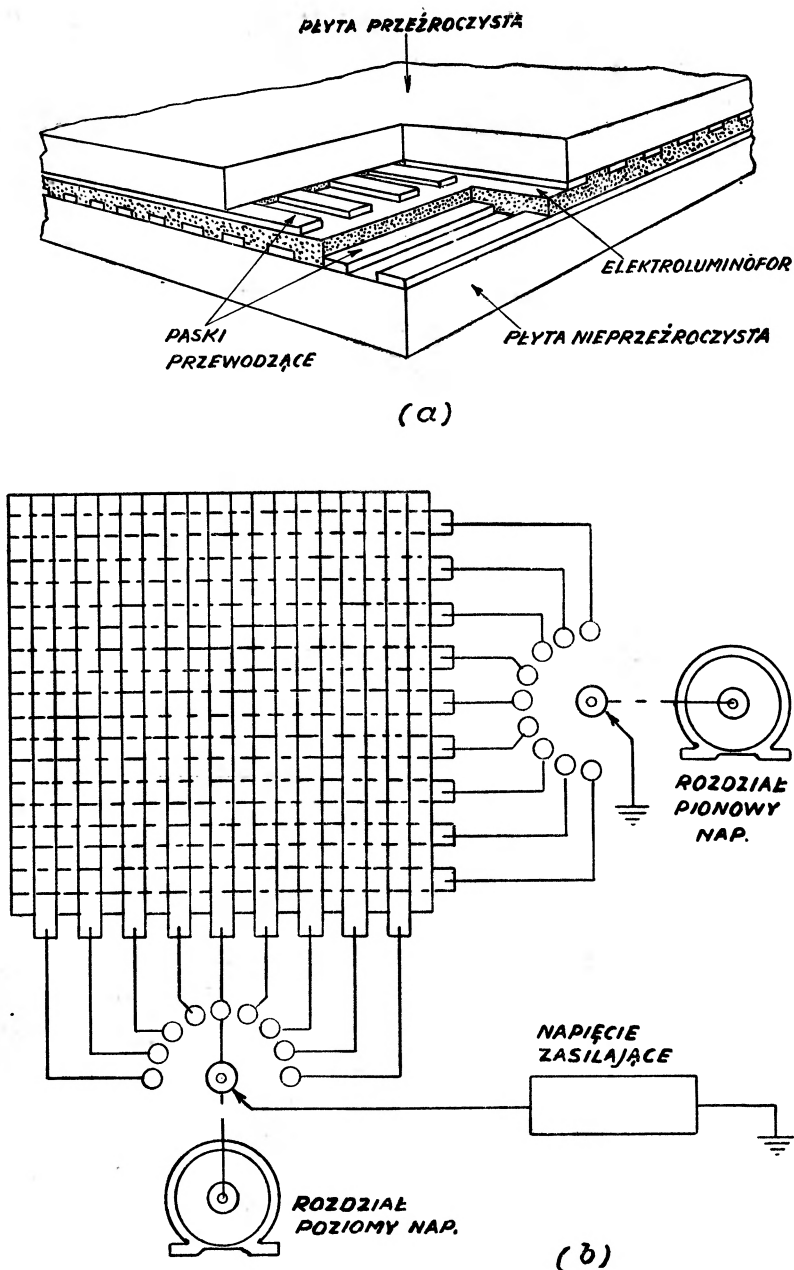
W drugiej metodzie stosuje się układ linii albo kropek (rys. 16). Z kombinacji tych linii można utworzyć 10 cyfr. Jak widać z rysunku, 16 w celu utworzenia poszczególnych cyfr konieczne jest łączenie niejednokrotnie tych samych elementów. Powoduje to konieczność stosowania specjalnych połączeń, które eliminują możliwość świecenia wszystkich elementów oprócz wybranych. Jednym ze sposobów jest zastosowanie tzw. *coding matrix*, której zasadę działania wyjaśnia rys. 17.



Rys. 17. Zasada działania *coding matrix*

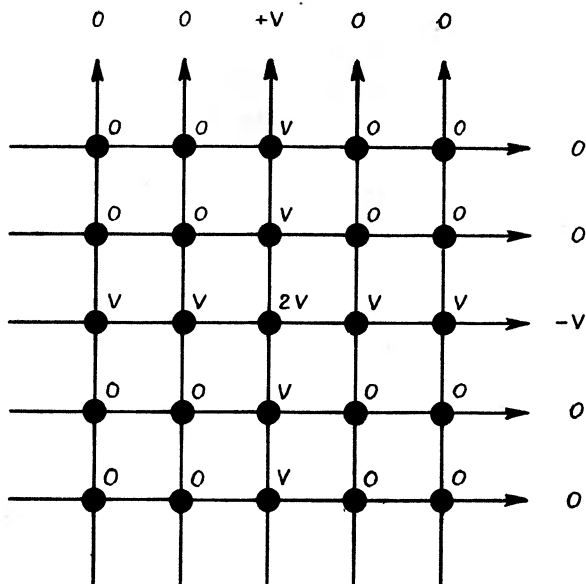
Widzimy tu dwa jednakowe elektrolumineszujące elementy P i Q , które mogą być włączane pojedynczo lub jednocześnie przy użyciu przełącznika S . Nieliniowe opory R_1, R_2, R_3 i R_4 są równe. Gdy przełącznik S ustawimy w położeniu T_2 , to elementy P i Q świecą jednakowo jasno, ponieważ na oporach R_2 i R_3 następuje jednakowy spadek napięcia. Gdy S znajdzie się w położeniu T_1 , wówczas świeci tylko element P . Natomiast element Q , który jest połączony przez opory R_1, R_2 i R_3 , praktycznie nie świeci ze względu na to, że napięcie spada na tych oporach i przyłożone napięcie do komórki jest niskie.

Zjawisko elektroluminescencji ma również zastosowanie w budowie urządzeń obrazowych. Najprostsze urządzenie tego typu przedstawia rys. 18. Elektrody komórki tworzą dwa prostopadłe układy równoległych pasków [36]. Przez przykładanie napięcia do elektrod poziomych i pionowych otrzymuje się świecenie wybranego punktu na ekranie. Jasność świecenia można regulować mechanicznie przez zmianę przykładanego napięcia. W praktyce mechaniczne zapalenie może być zastąpione przez układ elektronowy. Takie proste urządzenie ma jednak za małą jasność, aby mogło być zastosowane w praktyce, oraz niewystarczający stopień kontrastowości. Stopień kontrastowości jest niski ze względu na to, że przy wzbudzeniu wybranego elementu zostają wzbudzone, chociaż w mniejszym stopniu, również inne elementy (rys. 19).

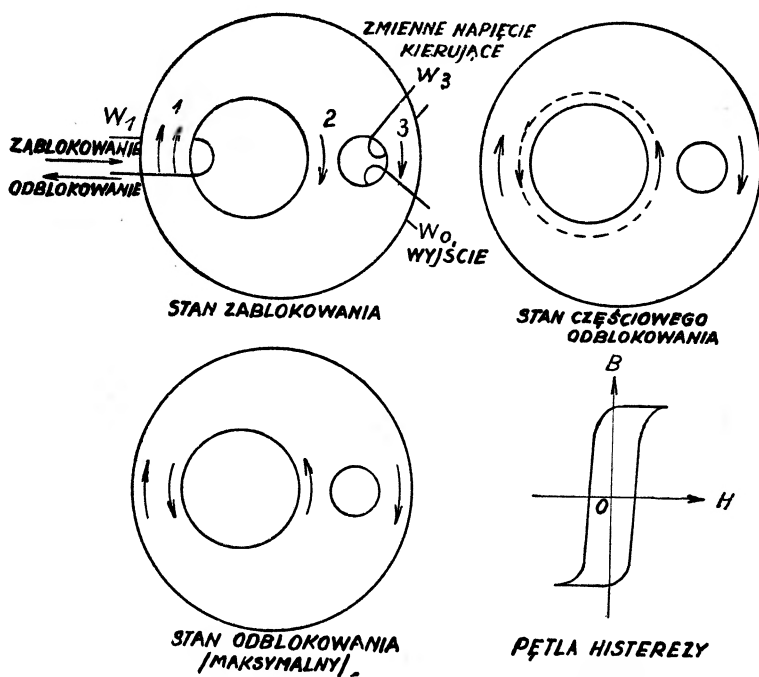


Rys. 18. (a) — Proste urządzenie obrazowe, (b) — schemat sposobu włączania poszczególnych elementów

W celu usunięcia wyżej wymienionych wad stosuje się elementy ferromagnetyczne, tzw. transfluksory [37] oraz kondensatory seignettoelektryczne [38]. Transfluksor wykonany jest z materiału magnetycznego odznaczającego się prawie prostokątną pętlą histerezy. W rdzeniu, na który nawi-



Rys. 19. Schemat wyjaśniający niski stopień kontrastu urządzenia obrazowego przedstawionego na rysunku 18a



Rys. 20. Zasada działania dwuotworowego transfluksora

nięte są uzwojenia, wycięte są otwory niejednakowej średnicy, tworzące odgałęzienia oznaczone 1, 2 i 3. Załóżmy, że pierwszy impuls prądu przechodzący przez uzwojenie W_1 (rys. 20) posiada wystarczająco duże natężenie, aby na-

sycie odgałęzienia 2 i 3 w kierunku oznaczonym jako stan zablokowania. Ze względu na prawie prostokątną pętlę histerezy odgałęzienia 2 i 3 będą pozostały w nasyceniu po przerwaniu impulsu. Niech do uzwojenia W_3 będzie przyłożone zmienne napięcie sinusoidalne. Ze względu na stan nasycenia w odgałęzieniach 2 i 3 indukowane w obwodzie wyjściowym W_0 napięcie będzie bardzo małe. Stan taki nazywamy stanem „zablokowania“. Jeżeli natomiast do uzwojenia W_1 przyłożymy impuls przeciwnej polarności w stosunku do impulsu blokującego, to układ będzie dążył do przemagnesowania. W zależności od wielkości impulsu odblokowującego zmienia się promień przemagnesowanej części, licząc od środka większego otworu. Wielkość impulsu można tak dobrać, że przemagnesowaniu ulegnie określona część szerokości odgałęzienia 2, podczas gdy pozostała część tego odgałęzienia, jak również dalej odległe odgałęzienie 3, pozostanie nasycone w pierwotnym kierunku. W tej sytuacji zmienne napięcie przyłożone do uzwojenia W_3 może zmieniać strumień magnetyczny w odgałęzieniach 2 i 3 i indukować w uzwojeniu wyjściowym W_0 napięcie proporcjonalne do wielkości impulsu „odblokowującego“.

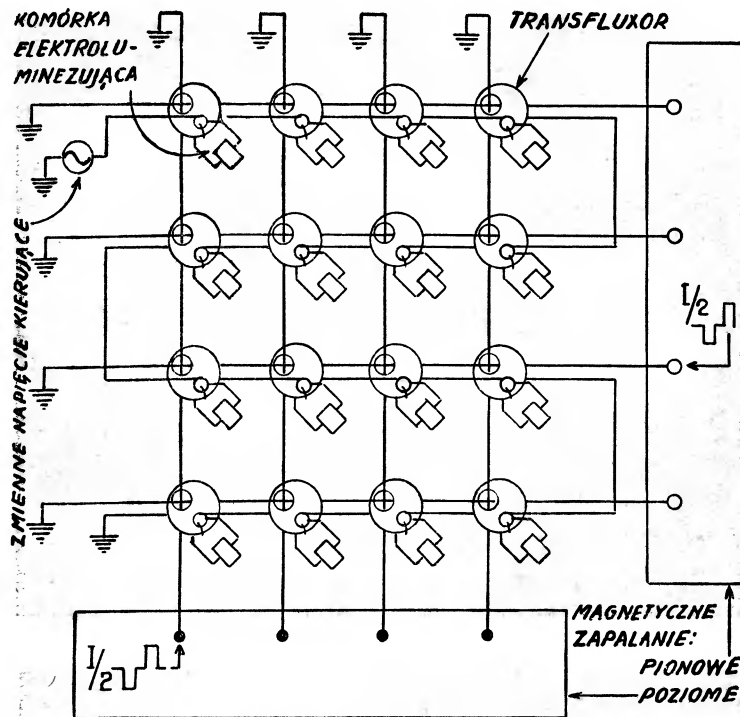
Najprostszą metodą zastosowania transfluksora do zasilania komórki elektroluminescencyjnej jest podłączenie tej ostatniej na wyjściu transfluksora W_0 . Uzwojenie wyjściowe musi posiadać odpowiednią ilość zwojów, aby otrzymać wystarczające napięcie do zasilania komórki elektroluminescencyjnej. Ważną własnością transfluksora jest możliwość włączenia go niezależnie od pozostałych, przez zastosowanie metody prądów w koincydencji. W związku z tym każdy transfluksor ma dwa uzwojenia włączające. Jedno uzwojenie transfluksora połączone jest w szereg i tworzy rząd, drugie natomiast tworzy kolumnę (rys. 21). Impulsy prądu przyłożonego do kolumn i rzędów będą powodowały włączenie jednego tylko transfluksora leżącego na przecięciu rzędu i kolumny.

Można to dokładnie wyjaśnić rozpatrując krzywą przedstawioną na rys. 22. W celu otrzymania przedstawionej charakterystyki transfluksora przed przyłożeniem każdego impulsu włączającego transfluksor zostaje zablokowany. Jeżeli wielkość przyłożonego impulsu będzie mniejsza od pewnej wartości progowej I_0 , to nie spowoduje odblokowania transfluksora.

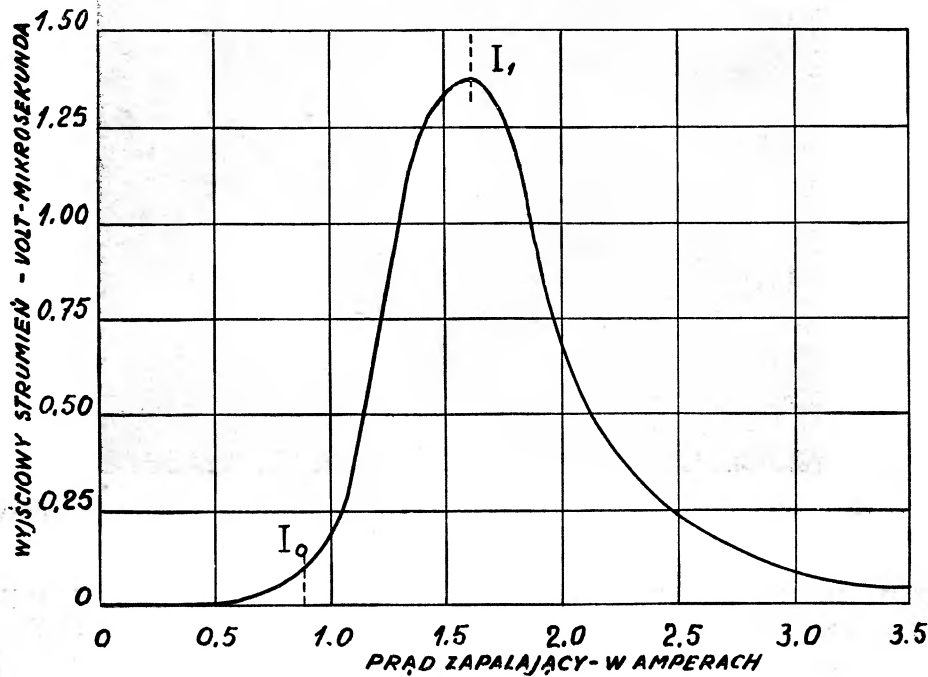
Po przekroczeniu wartości progowej odwrócony strumień wzrasta prawie liniowo z prądem osiągając maksymalną wartość dla prądu I_1 . Odpowiada to całkowitemu odwróceniu strumienia w odgałęzieniu 2. Wymiary geometryczne transfluksora można tak dobrać, że I_1 będzie mniejsze od $2I_0$. To pozwala zastosować metodę prądów w koincydencji do odblokowywania transfluksora.

Na zdjęciu (rys. 23) widoczny jest obraz otrzymany za pomocą urządzenia złożonego z 1200 elementów (transfluksor-komórka elektroluminescencyjna) połączonych w 30 rzędach po 40 elementów.

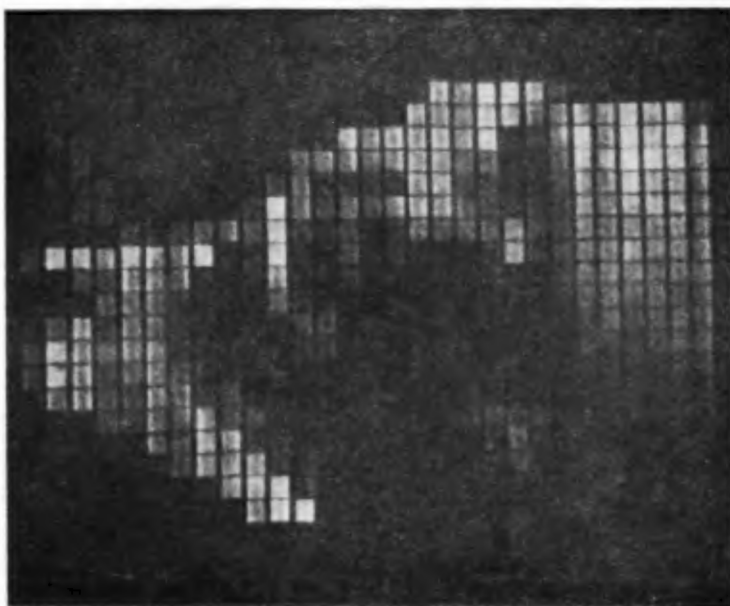
Układy takie mogą być więc używane do odtwarzania obrazów telewizyjnych na dużych ekranach, jednakże ze względu na skomplikowane urządzenie są one jeszcze bardzo kosztowne. Podobnego typu urządzenia można budować stosując kondensatory seignettoelektryczne [39]. Szerokie pole zastosowań



Rys. 21. Schemat urządzenia obrazowego zbudowanego z dwuotworowych transfluksorów zasilających komórki elektroluminescencyjne



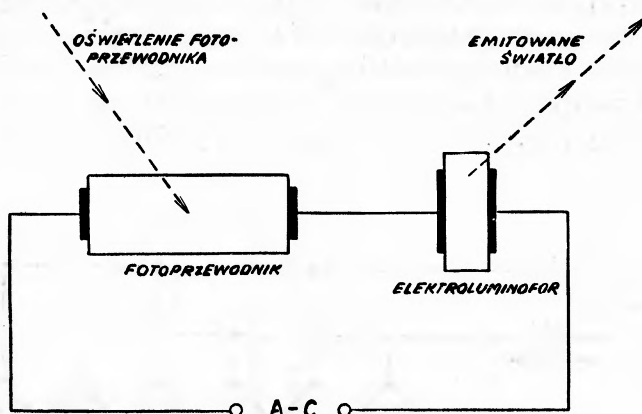
Rys. 22. Charakterystyka transfluksora



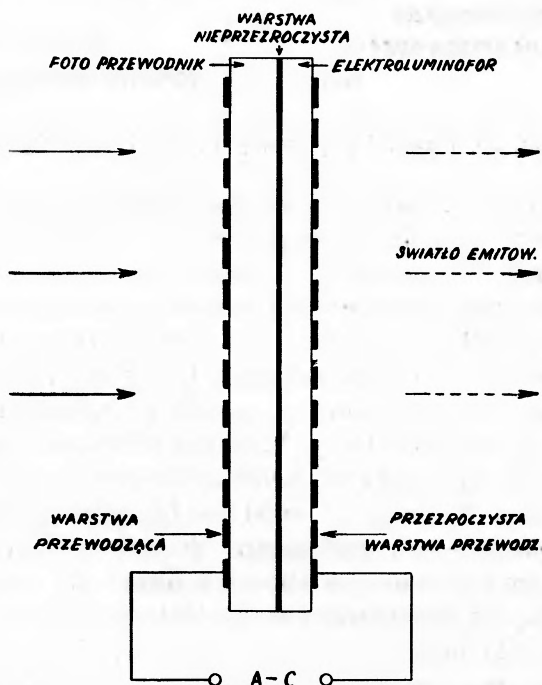
Rys. 23 Obraz otrzymany za pomocą urządzenia złożonego z 1200 elementów (transfluktor—
komórka elektroluminezująca)

znajdują urządzenia oparte na połączeniu komórki elektroluminescencyjnej z fotoprzewodnikiem. Te dwa materiały pełnią odwrotne funkcje. W fotoprzewodniku sygnał optyczny zostaje zamieniony na elektryczny, w komórce elektroluminescencyjnej zaś elektryczny na optyczny. Połączenie elektro-

luminoforu z fotoprzewodnikiem może mieć zastosowanie w budowie prze-
kazywników o całkowitej izolacji między wejściem i wyjściem.



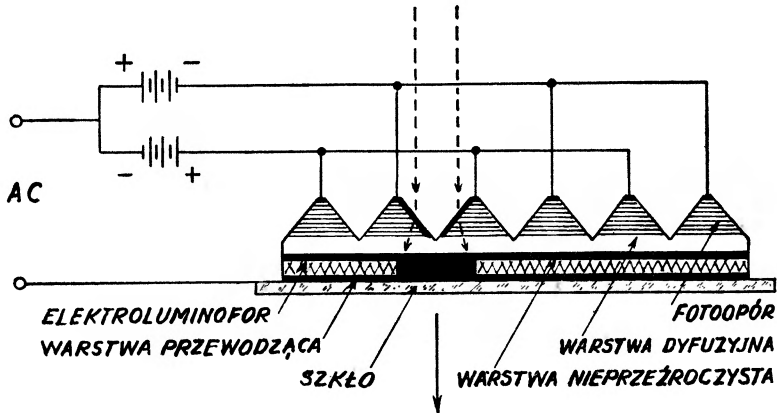
Rys. 24. Proste urządzenie wzmacniające światło



Rys. 25. Dwuwarstwowy wzmacniacz światła

Można również zbudować wzmacniacz światła wykorzystując połączenie fotoprzewodnika z komórką elektroluminescencyjną. Pierwsze urządzenie tego typu składało się z komórki elektroluminescencyjnej połączonej w szereg z fotoprzewodnikiem (monokryształ CdS), oraz generatora zmiennego napięcia (rys. 24).

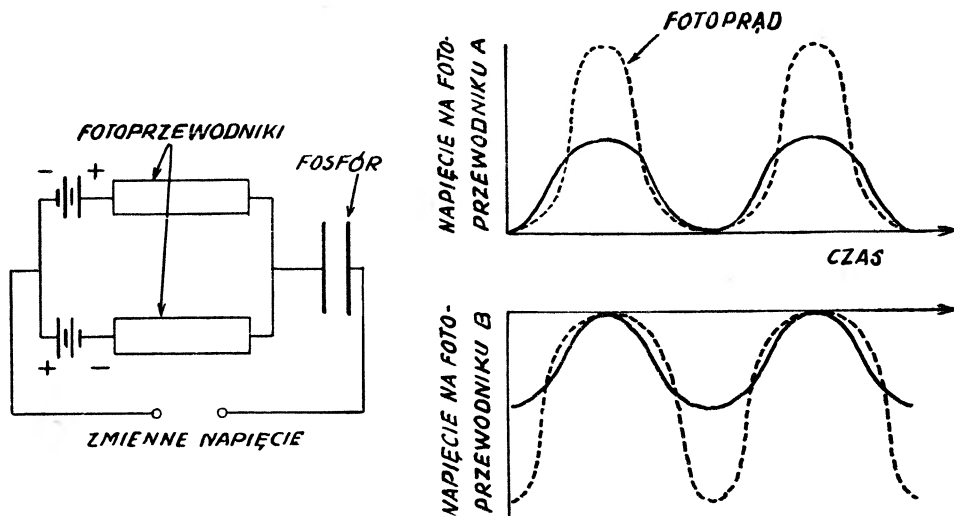
Zasada działania jest następująca: opór ciemny fotoprzewodnika jest duży i dlatego prawie całe napięcie z generatora spada na fotooporze i elektroluminofor nie świeci. Z chwilą oświetlenia fotoprzewodnika opór jego maleje i napięcie na komórce wzrasta powodując jej świecenie. Dzięki opracowaniu technologii otrzymywania fotoprzewodników proszkowych (CdS) zbudowano wzmacniacze o dużej powierzchni. Schemat pierwszego wzmacniacza warstwowego pokazany jest na rys. 25. Wzmacniacz tego typu posiadał szereg wad, w szczegól-



Rys. 26. Przekrój poprzeczny wzmacniacza światła

ności silne pochłanianie światła w warstwie fotoprzewodnika. Rysunek 26 przedstawia budowę wielowarstwowego wzmacniacza światła różniącą się znacznie od konstrukcji pierwotnej. Wzmacniacz składa się z następujących warstw licząc od szkła przewodzącego: 1) warstwa elektroluminoforu, 2) warstwa sadzy przykrywająca elektroluminofor, 3) warstwa dyfuzyjna z przewodzącego proszku CdS, 4) warstwa fotoprzewodnika CdS pokryta przewodzącą farbą srebrną. W warstwie fotoprzewodnika wraz z farbą srebrną wycinane były równoległe bruzdy w kształcie litery V. Dna tych bruzd sięgały do warstwy dyfuzyjnej, a grzbiety były pokryte cienkimi liniami (rzędu mikrona) przewodzącej farby srebrnej. Nacięcia w warstwie fotoprzewodzącej pozwalają na wykorzystanie większej ilości padającego światła na fotoprzewodnik oraz umożliwiają przepływ fotoprądu po zboczach bruzd. Ze względu na to, że na dnie bruzd fotoprądy są zgrupowane w wąskich liniach, bezpośredni kontakt fotoprzewodnika z elektroluminoforem powodowałby świecenie tego ostatniego na małej powierzchni przylegającej bezpośrednio do bruzd. Aby temu zapobiec wprowadza się wyżej wspomnianą warstwę dyfuzyjną przewodzącego CdS. Warstwa ta umożliwia rozmycie się fotoprądu na całą szerokość bruzdy, co z kolei zwiększa świecąca powierzchnię fosforu. Cienka warstwa nieprzeźroczysta między elektroluminoforem i fotoprzewodnikiem wprowadzona jest w celu uniknięcia optycznego sprzężenia zwrotnego. W pierwotnie budowanych wzmacniaczach przewodzące grzbiety fotoprzewodnika były łączone wspólnie i stanowiły jedną elektrodę (drugą było przewodzące szkło). Do elektrod przy-

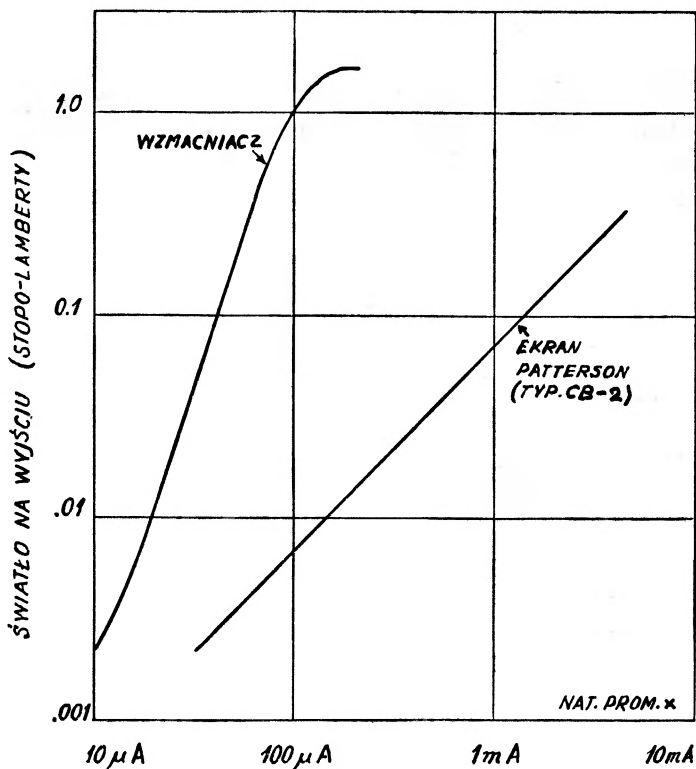
kładano zmienne napięcie. Okazało się jednak, że czułość fotoprzewodnika wzrasta nawet 10-krotnie, gdy poddany on jest działaniu napięcia stałego lub pulsującego [40]. Ze względu na to że, komórka elektroluminescencyjna musi być zasilana ze źródła napięcia zmiennego, stosuje się w praktyce połączenie przedstawione na rys. 27.



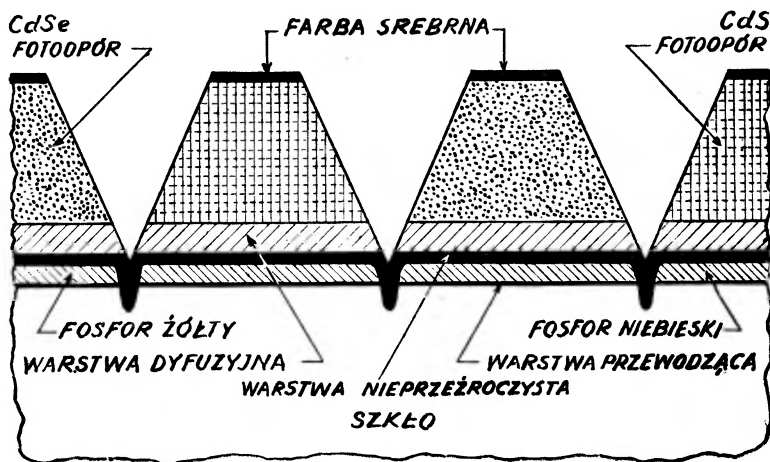
Rys. 27. Element wzmacniacza

Zamiast pojedynczego fotoprzewodnika łączy się dwa małe fotoprzewodniki, które są w przybliżeniu jednakowo oświetlone. Do fotoprzewodników dołączone są napięcia stałe (*dc*) przeciwnych polarności oraz napięcie zmienne. Ponieważ maksima napięć stałych są równe maksimum napięcia zmiennego, otrzymamy napięcie pulsujące (rys. 27).

Ze względu na to, że pulsujące prądy są przeciwnego znaku i fazy, elektroluminescujący kondensator będzie ładowany dodatnio podczas pierwszej połowy cyklu i ujemnie podczas następnej połowy. W ten sposób fosfor jest wzbudzany zmiennym napięciem, gdy tymczasem pulsujące napięcie przyłożone do fotoprzewodnika zwiększa jego czułość. Dla zwiększenia współczynnika wzmocnienia zbudowano wzmacniacze wykorzystujące optyczne sprzężenie zwrotne [41]. Przez odpowiednie dobranie współczynnika sprzężenia zwrotnego można budować wzmacniacze światła o większym wzmocnieniu oraz takie, które mogą długo „pamiętać” podany na wejście sygnał. Przez stosowanie przewodnika czułego na różnego rodzaju promieniowanie np. X, podczerwone, ultrafioletowe można budować przetworniki obrazów. Zastosowanie przetwornika obrazu z fotoprzewodnikiem czułym na promienie X w aparatach do prześwietlania pozwala na obniżenie około 10-krotne natężenia promieniowania rentgenowskiego. Rysunek 28 przedstawia zależność jaskrawości od natężenia promieniowania X dla zwykłego ekranu oraz dla wzmacniacza.



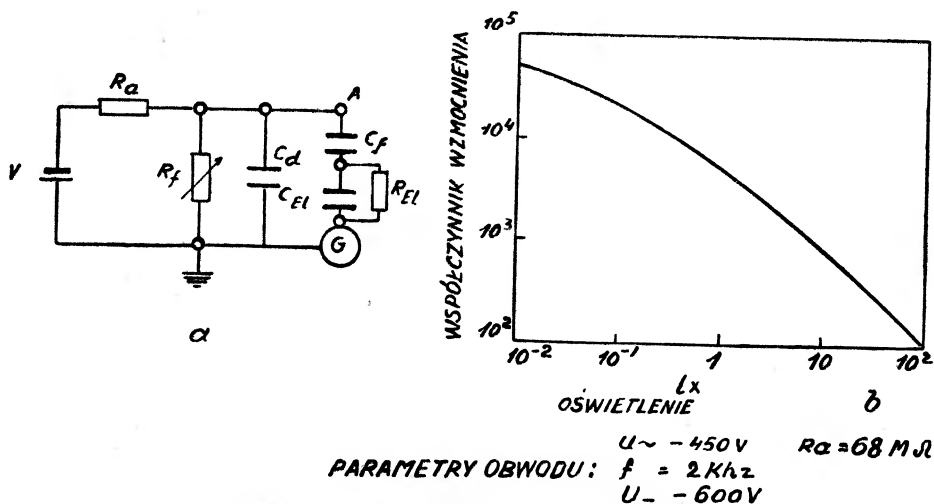
Rys. 28. Charakterystyka wejściowo-wyjściowa dla wzmacniacza promieni X oraz dla ekranu zwykłego



Rys. 29. Przekrój poprzeczny wzmacniacza światła dającego dwubarwny obraz na wyjściu

Dzięki postępowi w wytwarzaniu elektroluminoforów oraz fotoprzewodników czułych na różne zakresy promieniowania udało się ostatnio zbudować wzmacniacz światła, w którym otrzymuje się dwubarwny obraz na wyjściu [42]. Przekrój poprzeczny takiego wzmacniacza jest pokazany na rys. 29.

Jak już wspominaliśmy, we wzmacniaczach światła stosuje się kondensatory seignettoelektryczne [39]. Rysunek 30 przedstawia element wzmacniacza światła z zastosowaniem ferroelektryka. Fotoprzewodnik R_f włączony jest tu w obwód napięcia stałego V w celu podwyższenia czułości. W takim układzie nie ogranicza on wprowadzenia optymalnej częstotliwości napięcia wymaganej dla wzbudzenia elektroluminescencji. Symbole C_f i C_{EL} oznaczają odpowiednio kondensator ferroelektryczny i komórkę elektroluminescencyjną, C_d dodatkowy kondensator dla usunięcia wpływu napięcia zmiennego z generatora G na sygnał kierujący. Gdy fotoopór R_f jest nie oświetlony, potencjał punktu A



Rys. 30. (a) — Schemat elementu wzmacniacza światła z zastosowaniem ferroelektryka (b) — zależność współczynnika wzmocnienia światła od oświetlenia fotoprzewodnika dla jednego elementu wzmacniacza

jest maksymalny. Wówczas pojemność kondensatora seignettoelektrycznego jest minimalna i komórka elektroluminescencyjna nie świeci. Potencjał punktu A maleje w miarę wzrostu oświetlenia fotooporu, wzrasta pojemność kondensatora, a tym samym jasność świecenia komórki elektroluminescencyjnej.

Współczynnik wzmocnienia w wypadku oświetlenia fotoprzewodnika wynoszącego 0,01 luxa osiąga wartość 50 000.

Literatura

- [1] B. Gudden, R. W. Pohl, Z. Phys., 2, 192 (1920).
- [2] O. W. Łossiew, Telegrafja i Telefonja, 18, 61 (1923).
- [3] F. Schmidt, Ann. Phys. (Leipzig), 90, 161 (1923).
- [4] H. Hinderer, Ann. Phys. (Leipzig), 10, 265 (1931).
- [5] G. Destriau, J. Chim. phys., 33, 620 (1936); 34, 117 (1937).
- [6] N. Riehl, M. Schon, Z. Phys., 114, 682 (1939).
- [7] R. P. Johnson, J. Opt. Soc. Amer., 29, 283 (1939).

- [8] N. Y. Fan, *Reports on progress in physics*, **19**, 107 (1956).
- [9] A. Jabłoński, *Postępy Fizyki*, **1**, 249 (1950).
- [10] A. Wrzeńska, *Postępy Fizyki*, **7**, 183 (1956); **9**, 281 (1958).
- [11] C. M. Zener, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **145A**, 523 (1934).
- [12] W. Franz, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **11**, 17 (1952).
- [13] Frenkel, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **12**, 1292 (1938).
- [14] D. Curie, *J. Phys. Radium*, **13**, 317 (1952); **14**, 135 (1953); **14**, 510 (1953).
- [15] A. von Hippel, *Z. Phys.*, **67**, 707 (1931); *J. appl. Phys.*, **8**, 815 (1937).
- [16] H. Frohlich, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **160A**, 230 (1937).
- [17] F. Seitz, *Phys. Rev.*, **76**, 1376 (1949).
- [18] W. W. Piper, F. E. Williams, *Brit. J. appl. Phys.*, (1955) Suppl., No. 4, **39**. *Solid State Phys.*, **6**, 95 (1958) Academic Press. N. Y.
- [19] W. van Roosbroeck, W. Shockley, *Phys. Rev.*, **94**, 1558 (1954).
- [20] H. W. Leverenz, *An Introduction to Luminescence of Solids*, New York, John Wiley (1950).
- [21] G. Destriau, J. Saddy, *J. Phys. Radium*, **6**, 12 (1945).
- [22] P. Zalm, G. Diemer, H. A. Klasens, *Phil. Res. Rep.*, **9**, 81 (1954).
- [23] I. S. Andrejev, G. B. Arzumarjan, L. W. Żyrina, *Izw. AN SSSR, ser. fiz.*, **23**, 520 (1961).
- [24] K. W. Wagner, *Arch. Elektrotech. (Berlin)*, **2**, 371 (1914).
- [25] S. Roberts, *J. Opt. Soc. Amer.*, **42**, 850 (1952).
- [26] P. Zalm, G. Diemer, H. A. Klasens, *Philips. Res. Rep.*, **9**, 81 (1954).
- [27] J. F. Waymouth, F. Bitter, *Phys. Rev.*, **95**, 941 (1954).
- [28] B. T. Howard, H. F. Ivey, W. Lehmann, *Phys. Rev.*, **96**, 799 (1954).
- [29] J. B. Taylor, G. W. Alfrey, *Brit. J. appl. Phys. (1955) Suppl. No. 4*, **44**.
- [30] W. Lehmann, *Phys. Rev.*, **48**, 647 (1958).
- [31] H. Łożykowski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. sci. math. astr. phys.*, **6**, 595 (1958).
- [32] R. Newman, *Phys. Rev.*, **91**, 1313 (1953).
- [33] M. Rulon, *The Sylvania Technologist*, **7**, 45 (1955).
- [34] G. Diemer, H. J. M. Joorman, *U. S. Patent*, **2**, 755, 457 (1956).
- [35] D. H. Mash, *J. Sci. Instrum.*, **37**, 47 (1960).
- [36] A. Bramley, J. E. Rosenthal, *Rev. Sci. Instrum.*, **24**, 471 (1953). W. W. Piper, *U. S. Patent*, **2**, 698, 915 (1955) and *British Patent* 751 047 (1956).
- [37] J. A. Rajchman, G. R. Briggs, *Proc. Inst. Radio Engrs*, **46**, 1808 (1958).
- [38] E. A. Sack, *Proc. Inst. Radio Engrs*, **46**, 1694 (1958).
- [39] I. Ljamiczew, I. Orlov, G. Perszin, I. Taborko, *Izw. AN SSSR ser. fiz.*, **25**, 492 (1961).
- [40] B. Kazan, F. H. Nicoll, *Proc. Inst. Radio Engrs*, **43**, 1888 (1955), **45**, 1358 (1957).
- [41] B. Kazan, *Proc. Inst. Radio Engrs*, **47**, 12 (1959).
- [42] G. F. Nicoll, A. Sussman, *Proc. Inst. Radio Engrs*, **48**, 1842 (1960).

Andrzej Januszajtis

Gdańsk

Współczesne modele atmosfery

Wstęp

W związku z rozwojem techniki lotów na dużych wysokościach wyłoniła się potrzeba poznania parametrów stanu górnej atmosfery oraz przedstawienia ich pionowego rozkładu w formie możliwie prostych zależności matematycznych. Takie zależności stanowią model atmosfery. Oczywiście modele atmosfery nie odpowiadają dokładnie rzeczywistości. Obrazują one jedynie pewien umowny średni stan atmosfery rozciągnięty na obszar całej Ziemi przy pominięciu wahań związanych z szerokością geograficzną, porą roku i dnia.

Podstawowe zależności

Już Pascal stwierdził, że ciśnienie atmosferyczne maleje z wysokością. Zmiana ciśnienia w funkcji wysokości wyraża się wzorem:

$$dp = -\rho g dh. \quad (1)$$

Jeżeli atmosfera jest gazem doskonałym, to:

$$\rho = \frac{p\mu}{RT}. \quad (2)$$

Po podstawieniu do wzoru (1) otrzymamy równanie:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh,$$

albo:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{1}{H} dh, \quad (3)$$

gdzie $H = RT/\mu g$ nosi nazwę wysokości atmosfery jednorodnej, a g jest aktualną wartością przyspieszenia siły ciężkości na danej wysokości. Oczywiście:

$$g = g_0 \left(\frac{r_z}{r_z + h} \right)^2. \quad (4)$$

Indeks (0) odnosi się tutaj do wysokości $h = 0$, przyjętej za poziom odniesienia; r_z oznacza promień Ziemi.

Na poziomie morza wysokość atmosfery jednorodnej wynosi ok. 7,9 km. Odpowiada to wysokości słupa powietrza, traktowanego jako gaz nieściśliwy, u którego podstawy panowałoby ciśnienie 760 mm Hg. Rozwiązaniem równania (3) będzie zależność:

$$p = p_0 \exp \left[- \int_0^h \frac{dh}{H} \right] \quad (5)$$

albo:

$$\varrho = \frac{\varrho_0 T_0}{T} \exp \left[- \int_0^h \frac{dh}{H} \right]. \quad (6)$$

Rozróżniamy następujące przypadki:

- 1) równowaga izotermiczna;
- 2) równowaga adiabatyczna.

Atmosfera znajduje się w równowadze izotermicznej, gdy nie oddziałują na nią żadne czynniki zewnętrzne i gaz pozostaje w spoczynku. Po dostatecznie długim czasie w całej jej objętości ustali się jednakowa temperatura. Wtedy dla i -tego składnika mieszaniny wzory (5) i (6) przyjmują postać:

$$\begin{aligned} p_i &= p_{0i} \exp \left[- \frac{\mu_i}{RT} g_0 \frac{hr_0}{h+r_0} \right] \\ \varrho_i &= \varrho_{0i} \exp \left[- \frac{\mu_i}{RT} g_0 \frac{hr_0}{h+r_0} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Stąd na wysokości h :

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \frac{\varrho_{01}}{\varrho_{02}} \exp \left[- \frac{\mu_1 - \mu_2}{RT} g_0 \frac{r_0 h}{r_0 + h} \right]. \quad (8)$$

Czyli ze wzrostem wysokości maleje stosunek zawartości gazów cięższych do lżejszych. Nazywamy to rozdzieleniem dyfuzyjnym.

Równowaga adiabatyczna występuje, gdy atmosfera jest doskonale wymieszana na skutek prądów konwekcyjnych. Ze względu na małe przewodnictwo i szybki ruch, wymiana ciepła między warstwami o różnej temperaturze nie następuje. Skład atmosfery pozostaje stały — niezależnie od wysokości. Taki stan panuje w przybliżeniu w troposferze.

Równanie adiabaty można przedstawić w postaci:

$$p = A \varrho^\kappa, \quad (9)$$

przy czym:

$$A = \frac{p_0}{\varrho_0^\kappa} = \text{const}.$$

Stąd, po podstawieniu do wzoru (1):

$$A \kappa \varrho^{\kappa-1} \frac{\partial \varrho}{\partial h} = - \varrho g. \quad (10)$$

Przy pominięciu zależności $g(h)$ otrzymamy:

$$\begin{aligned} \rho &= \left[\rho_0^{\kappa-1} - \frac{\kappa-1}{A\kappa} gh \right]^{1/\kappa-1} \\ p &= A \left[\rho_0^{\kappa-1} - \frac{\kappa-1}{A\kappa} gh \right]^{\kappa/\kappa-1} \end{aligned} \quad (11)$$

oraz:

$$T = \frac{A\mu}{R} \rho^{\kappa-1}$$

czyli:

$$T = \frac{A\mu}{R} \left[\rho_0^{\kappa-1} - \frac{\kappa-1}{A\kappa} gh \right]. \quad (12)$$

Atmosfera rzeczywista nie jest ani w równowadze izotermicznej, ani w równowadze adiabatycznej. Jednak przeciętny stan panujący w poszczególnych strefach można aproksymować omówionymi zależnościami. Trzeba w tym celu przyjąć szereg upraszczających założeń co do składu „chemicznego“, procesów fotodysocjacji i jonizacji cząsteczek, zachodzących reakcji chemicznych, bilansu cieplnego oraz górnej granicy atmosfery i poszczególnych jej warstw.

Model Jeansa — 1916

Jeans [1] opracował pierwszy model atmosfery oparty na gruntownej analizie danych. Założył on, że powyżej 20 km panuje równowaga izotermiczna, przy czym $T = 219^\circ \text{K}$. Dysocjacja cząsteczek nie występuje. Wynika stąd dyfuzyjne rozdzielanie gazów. Najwyższe warstwy atmosfery składają się głównie z wodoru lub helu.

Model Jeansa ma dziś znaczenie tylko historyczne. Nowsze obserwacje i pomiary wykazały brak helu i wodoru w górnej atmosferze. Dowodzi to, że panujące tam temperatury są rzędu 1000°K .

Model Gersona — 1951

Gerson [2] oparł swój model na wynikach badań jonosferycznych i spektroskopowych. Założył on, że atmosfera jest całkowicie wymieszana na wszystkich wysokościach. Tlen zaczyna dysocjować od wysokości 94 km i powyżej 100 km jest całkowicie zdysocjowany. Dysocjacja azotu zaczyna się powyżej 200 km. Ciśnienie wyznacza się z równania dla równowagi adiabatycznej uwzględniając zależność $g(h)$. Rozkład temperatur odpowiada górnej granicy podanych przez różnych badaczy wartości dla stycznia i sierpnia, odniesionej do szerokości geograficznej 45°N .

Model Rocket Panel — 1952 [3]

Od 1946 r. prowadzi się regularne badania górnej atmosfery za pomocą rakiet. Punktem wyjścia dla modelu opracowanego przez amerykańską komisję *Rocket Panel* były wyniki pomiarów ciśnień za pomocą manometrów umieszczonych na raketach. Na podstawie przyjętego składu atmosfery wyliczono stąd temperaturę i gęstość. Założono, że dysocjacja cząsteczek tlenu zaczyna się od 80 km i osiąga 100% na wysokości 120 km. Azot zaczyna dysocjować na 120 km i jest całkowicie zdysocjowany na 220 km.

Model *Rocket Panel* przyjęto z dużymi zastrzeżeniami. Wynikające z niego temperatury na dużych wysokościach były zbyt niskie i stały w sprzeczności z danymi opartymi na innych metodach. Jak się okazało później, pomiary ciśnienia przy użyciu rakiet obarczone były systematycznym błędem.

Model Nicoleta — 1954

Nicolet [1] uwzględnił wyniki pomiarów raketowych do wysokości 160 km. Założył on, że od tej wysokości zaczyna się rozdzielanie dyfuzyjne składników atmosfery. Tlen jest powyżej 160 km zdysocjowany całkowicie, a dysocjacja azotu zachodzi w nieznacznym stopniu.

Model Mitry — 1955

Mitra [2] przyjął następujące założenia:

- 1) Do wysokości 80 km pionowy rozkład temperatur jest zgodny z danymi sond i rakiet. N_2 i O_2 są całkowicie wymieszane.
- 2) Od 90 km temperatura rośnie liniowo z wysokością. Gradient wzrostu wynosi $4^\circ/\text{km}$.
- 3) Stopień dysocjacji tlenu rośnie liniowo z wysokością od 0% na 90 km do 100% na 130 km.
- 4) Azot nie dysocjuje.
- 5) Powyżej 130 km następuje dyfuzyjne rozdzielenie tlenu i azotu.
- 6) Egzosfera¹ zaczyna się na wysokości 300 do 700 km, a jej górna granica sięga 2000—2500 km.

Model Kallmann — 1956

Kallmann [1] oparła się na następujących założeniach:

- 1) Ciśnienie, gęstość i temperatura są zgodne z danymi rakiet do wysokości 100 km.

¹ Egzosferą nazywamy najdalszą od Ziemi warstwę atmosfery, w której cząsteczki gazu obiegają Ziemię po samodzielnych orbitach quasisatelitarnych.

- 2) Tlen zaczyna dysocjować na 90 km, przy czym na 130 km jest jeszcze około 30% O₂.
 - 3) Dysocjacja azotu występuje od 220 km.
 - 4) Spadek koncentracji cząsteczkowego tlenu i azotu z wysokością jest wykładniczy.
 - 5) Gradient temperatury w jonosferze (100—300 km) nie przekracza 5°/km.
 - 6) Na początku egzosfery, który przyjęto na wysokości 360 km, temperatura zawarta jest między 500° a 2000° K.
 - 7) W egzosferze panuje równowaga izotermiczna.
 - 8) Koncentracja cząsteczek w jonosferze jest zgodna z pomiarami jonosferycznymi i na wysokości 360 km jest nie mniejsza niż 10⁷ na cm³.
 - 9) Do wysokości 300 km nie następuje rozdział dyfuzyjny.
- Z przyjętych założeń wynika zależność:

$$\frac{T_0}{T} = \frac{p_0}{p} \left[\frac{\rho}{\rho_0} \frac{\mu_0}{\mu_i} - X_0 e^{-K_i(h-h_0)} \right], \quad (13)$$

w której μ_i odpowiada całkowicie zdysocjowanemu i -temu składnikowi mieszaniny gazów, a K_i jest współczynnikiem proporcjonalności w jego rozkładzie pionowym. Indeks (0) odpowiada dowolnie obranemu poziomowi odniesienia, a brak indeksu — wysokości h . Stała X_0 dana jest wzorem:

$$X_0 \equiv \frac{\mu_0}{\mu_i} - 1.$$

Dalej:

$$\frac{\mu_0}{\mu} = \frac{\mu_0}{\mu_i} - X_0 \frac{\rho_0}{\rho} e^{-K_i(h-h_0)}. \quad (14)$$

Jeżeli oznaczymy stopień dysocjacji przez f ($f = 0$, gdy $\mu = \mu_0$ oraz $f = 1$, gdy $\mu = \mu_i$), to:

$$\begin{aligned} \frac{\mu_0}{\mu} &= 1 + X_0 f \\ \frac{\mu_0}{\mu_i} &= 1 + X_0. \end{aligned} \quad (15)$$

Stąd, po podstawieniu:

$$f = 1 - \frac{\rho_0}{\rho} e^{-K_i(h-h_0)}. \quad (16)$$

Na wykresie zależności $\ln \rho(h)$ nachylenie stycznej do krzywej w punkcie, gdzie zaczyna się dysocjacja, będzie równe K_i . Daje to możliwość wykreślnego wyznaczania stopnia dysocjacji na podstawie kąta odchylenia krzywej od tej stycznej.

Temperaturę na wysokości h znajdziemy ze wzoru:

$$T = \frac{T_M}{1 + X_0 f}. \quad (17)$$

Tutaj T_M oznacza temperaturę molekularną, tzn. obliczoną przy założeniu braku dysocjacji i stałego składu atmosfery na wszystkich wysokościach.

Model ten opracowany został przez Minzera i Rippleya [4] dla potrzeb lotnictwa (*ARDC — Air Research and Development Command*). Ujmuje on w prosty i dokładny sposób wyniki badań rakietowych i próbuje ekstrapolować je na większe wysokości. Na podstawie pomiarów ciśnienia wyznaczono przebieg temperatury molekularnej w funkcji wysokości i aproksymowano go za pomocą linii łamanej. Jako zmienną niezależną przyjęto wysokość geopotencjalną z wyznaczoną z równania:

$$dp = -\rho g_0 dz, \quad (18)$$

czyli:

$$dz = \frac{g}{g_0} dh,$$

a po uwzględnieniu zależności $g(h)$:

$$z = \frac{r_0 h}{r_0 + h}. \quad (19)$$

Równanie stanu można napisać w postaci:

$$\rho = \frac{p_0 \mu_0}{R T_M}, \quad (20)$$

gdzie temperatura molekularna:

$$T_M = \frac{\mu_0}{\mu} T. \quad (21)$$

Indeks (0) odnosi się do poziomu morza.

Wartości temperatur molekularnych dla poszczególnych przedziałów wysokości geopotencjalnych obliczono według wzoru:

$$T_M = (T_M)_1 + \alpha(z - z_1). \quad (22)$$

Indeks (1) odnosi się do wysokości z_1 przyjętej dla każdego przedziału za punkt odniesienia. Wartości z_1 , α , i $(T_M)_1$, ujmuje tablica 1.]

Tablica 1

Strefa	z (km)	$(T_M)_1$ (°K)	α (°/km)	z_1 (km)
—1	—5 do 0	320,66	— 6,5	—5
0	0 „ 11	288,16	— 6,5	0
1	11 „ 25	216,66	0	11
2	25 „ 47	216,66	+ 3,0	25
3	47 „ 53	282,66	0	47
4	53 „ 75	282,66	— 3,9	53
5	75 „ 90	196,86	0	75
6	90 „ 126	196,86	+ 3,5	90
7	126 „ 175	322,86	+ 10,0	126
8	175 „ 500	812,86	+ 5,8	175
9 ^a	500 „ ∞	2697,86	+ 5,8	500

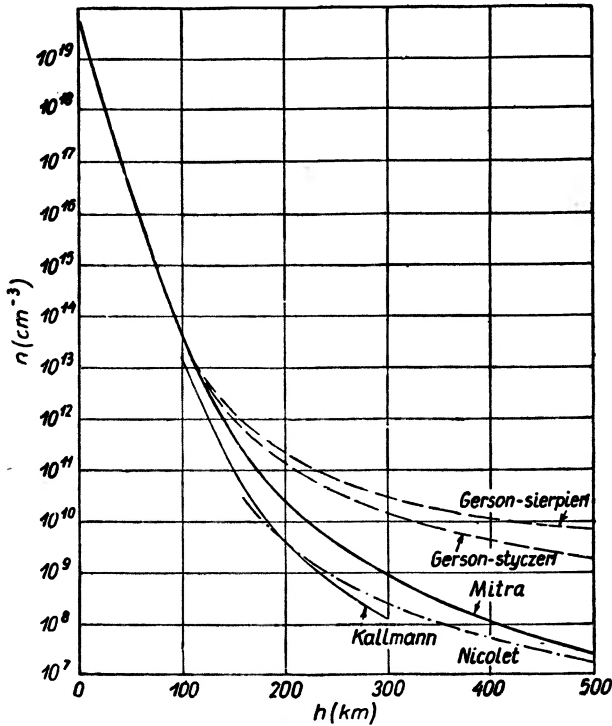
^a Uzupełnione przez Sterne'a

Gęstość i ciśnienie obliczono z wzorów:

$$\rho = \rho_1 \left[1 + \alpha \frac{z - z_1}{(T_M)_1} \right]^{-1 + \frac{g_0 \mu_0}{\alpha R}},$$

$$p = p_1 \left[1 + \alpha \frac{z - z_1}{(T_M)_1} \right]^{-\frac{g_0 \mu_0}{\alpha R}}.$$
(23)

Dla wysokości większych niż 100 km wszystkie dawniejsze modele opierały się na założeniach czysto spekulatywnych albo na skąpej ilości mało dokład-



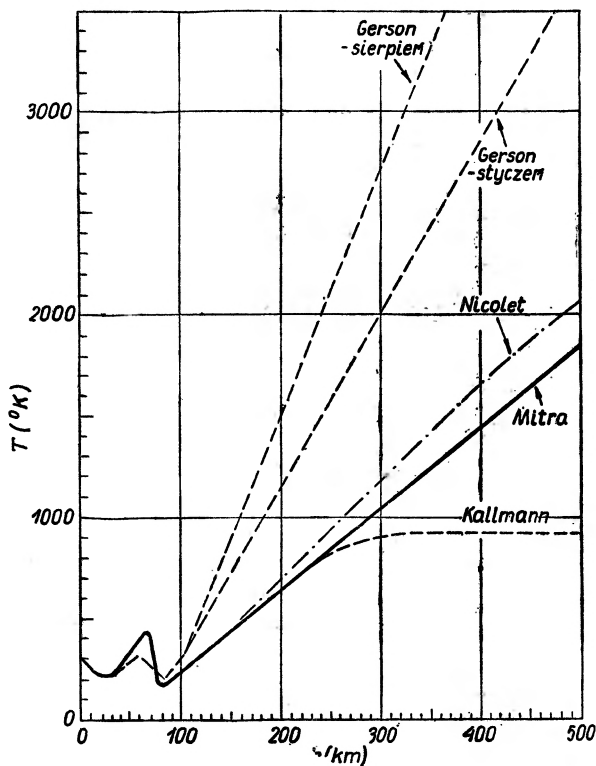
Rys. 1. Koncentracja cząsteczek w zależności od wysokości według dawniejszych modeli atmosfery

nych danych. Wynikają stąd znaczne rozbieżności między parametrami stanu górnej atmosfery podanymi przez różnych badaczy. Ilustrują to rysunki 1 i 2, na których zestawiono rozkłady pionowe koncentracji cząsteczek i przebiegi temperatur wynikające z omówionych modeli.

Wypuszczenie pierwszych sztucznych satelitów umożliwiło wyznaczenie gęstości i ciśnienia atmosfery na znacznie większych wysokościach. Najwięcej danych uzyskano z obserwacji wiekowych zmian orbit. Stopień hamowania satelity w atmosferze związany jest z parametrami stanu atmosfery następującą zależnością:

$$\frac{d\tau}{dt} \cong C \rho_p \sqrt{H_p}.$$
(24)

Indeks p odpowiada wysokości perigeum, a stała C (ujemna) zależy od kształtu i masy satelity oraz elementów orbity. Stąd, przy założeniu składu atmosfery i pionowego rozkładu temperatur wyznacza się gęstość i ciśnienie.



Rys. 2. Temperatura powietrza w zależności od wysokości według dawniejszych modeli atmosfery

Już pierwsze obserwacje sztucznych satelitów wykazały, że gęstość górnych warstw atmosfery jest znacznie wyższa, niż to wynikało z większości dotychczasowych modeli (np. [12], [13], [16]). Najnowsze modele uwzględniają wyniki tych obserwacji.

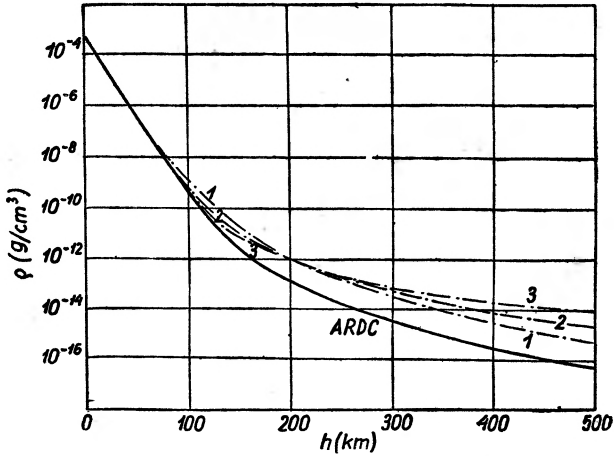
Modele Sterne'a — 1958

Sterne [5] oparł swoje modele na założeniach modelu ARDC. Dla każdego z trzech modeli przyjął inną dolną granicę, poniżej której zależności gęstości, ciśnienia i temperatury od wysokości są takie same jak w modelu ARDC.

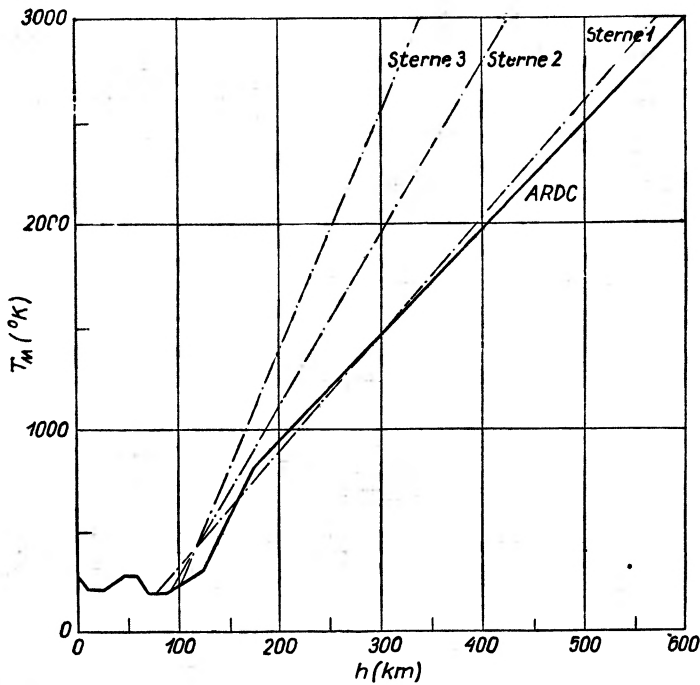
Gradient temperatury dla każdego modelu jest tak obliczony, żeby krzywa gęstości przeszła przez punkt $4,5 \cdot 10^{-13}$ g/cm³ na wysokości 230 km (wartość obliczona z obserwacji sztucznych satelitów). Przebieg temperatury molekularnej w rozpatrywanym przedziale jest prostoliniowy. Założenia modeli Sterne'a ujmuje tablica 2:

Tablica 2

Model	Dolna granica h_1 (km)	Gradient temperatury α ($^{\circ}$ /km)
1	80	6,160
2	90	9,017
3	100	12,820



Rys. 3. Porównanie gęstości atmosfery według trzech modeli Sterne'a z modelem ARDC



Rys. 4. Porównanie temperatury molekularnej według modeli Sterne'a z modelem ARDC

Modele Sterne'a podają parametry atmosfery tylko do wysokości 500 km. Model 1 jest najbardziej zbliżony do ARDC. Model 2 odpowiada danym z obserwacji satelitów zestawionym do wysokości 370 km przez Whipple'a [13]. Model 3 przedstawia stan skrajnego nagrzania atmosfery. Na rys. 3 i 4 zestawiono krzywe gęstości i temperatury molekularnej dla modeli Sterne'a i ARDC.

Model Batesa — 1958

Bates [6] oparł się na następujących założeniach:

- 1) wysokość odniesienia $h_0 = 120$ km;
- 2) różnicę wysokości $h - h_0$ zastąpiono przez odległość geopotencjalną

$$\zeta = \int_0^h \frac{g}{g_0} dh, \quad (25)$$

gdzie g_0 odpowiada wysokości h_0 .

Stąd:

$$h - h_0 = \frac{\zeta}{1 - \frac{\zeta}{r_s + h_0}};$$

tutaj r_s oznacza promień Ziemi.

3) W rozpatrywanym przedziale wysokości atmosfera jest w równowadze dyfuzyjnej, tzn. dla każdej wysokości występuje równowaga między liczbą cząsteczek opadających pod wpływem siły ciężkości a liczbą cząsteczek dyfundujących do góry. Powyżej tego obszaru atmosfera jest w równowadze izotermicznej, a poniżej — w adiabatycznej.

Założenia te prowadzą do zależności:

$$T = T_\infty(1 - ae^{-bt}), \quad (26)$$

przy czym:

$$a = 1 - \frac{T_0}{T_\infty},$$

$$b = \frac{1}{T_\infty - T} \left(\frac{dT}{dz} \right)_0;$$

T_∞ oznacza temperaturę w obszarze równowagi izotermicznej. Przy pominięciu dyfuzji termicznej koncentrację cząsteczek i -tego składnika obliczymy z wzoru:

$$n_i = n_{oi} \left[\frac{1 - a}{\exp(b\zeta - a)} \right]^{1+\nu} \cdot \exp(b\zeta), \quad (27)$$

w którym:

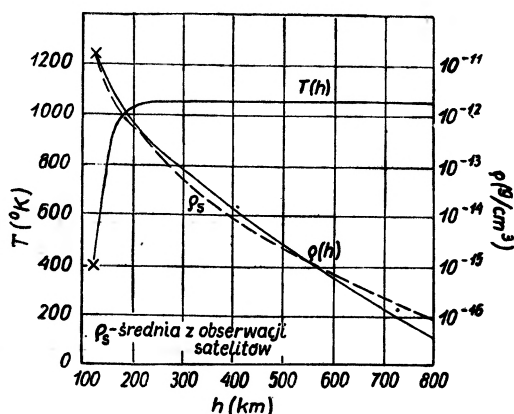
$$\gamma = \frac{1-a}{bH_{0i}};$$

H_{0i} oznacza wysokość atmosfery jednorodnej na poziomie h_0 dla składnika (i).
Stąd:

$$\rho = \sum \mu_i n_i. \quad (28)$$

4) Składnikami atmosfery są: tlen atomowy i cząsteczkowy oraz azot cząsteczkowy.

5) Przyjęto następujące założenia liczbowe dla wysokości 120 km:



Rys. 5. Model Batesa. Rozkład pionowy temperatur i gęstości atmosfery

$$n(O) = 1,8 \cdot 10^{11} / \text{cm}^3,$$

$$n(N_2) = 2,4 \cdot 10^{11} / \text{cm}^3,$$

$$n(O_2) = 3,95 \cdot 10^{10} / \text{cm}^3,$$

$$T_0 = 380^\circ \text{ K},$$

$$\left(\frac{dT}{dh} \right)_0 = 30^\circ / \text{km}$$

$$\text{oraz } T_\infty = 1050^\circ \text{ K}.$$

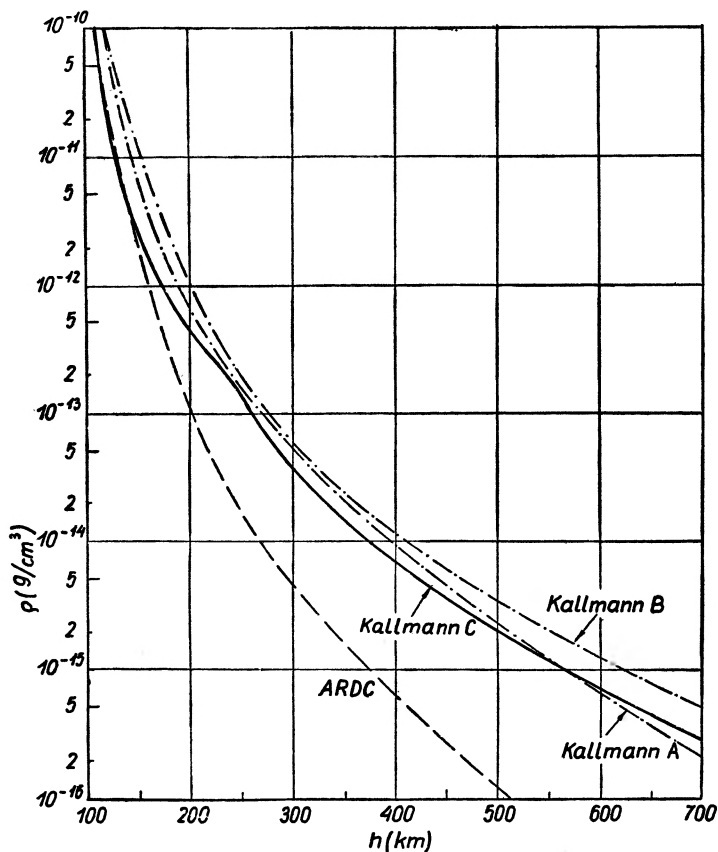
Uzyskano zadowalającą zgodność krzywej $\rho(h)$ z danymi z obserwacji satelitów (rys. 5).

Modele Kallmann — 1959

Punktem wyjścia dla nowych trzech modeli Kallmann [7] były wyniki uzyskane za pomocą rakiet i sztucznych satelitów.

Model A przebiega do wysokości 120 km zgodnie z modelem ARDC. Od 120 do 300 km założono gęstość atmosfery nieco wyższą niż górna granica danych rakietowych. Powyżej 200 km gęstość jest zgodna z obserwacjami satelity Vanguard 1.

Model *B* do 400 km odpowiada 2 modelowi Sterne'a. Dla większych wysokości przyjęto założenia Nicoleta [10] (z 1958 r. — rozdział dyfuzyjny powyżej 110 km i dogrzewanie górnej atmosfery zgodnie z teorią Chapmana [17]). Wynika stąd gęstość atmosfery trochę większa niż obliczona z obserwacji satelitów.



Rys. 6. Nowe modele Kallmann i model ARDC. Pionowy rozkład gęstości atmosfery

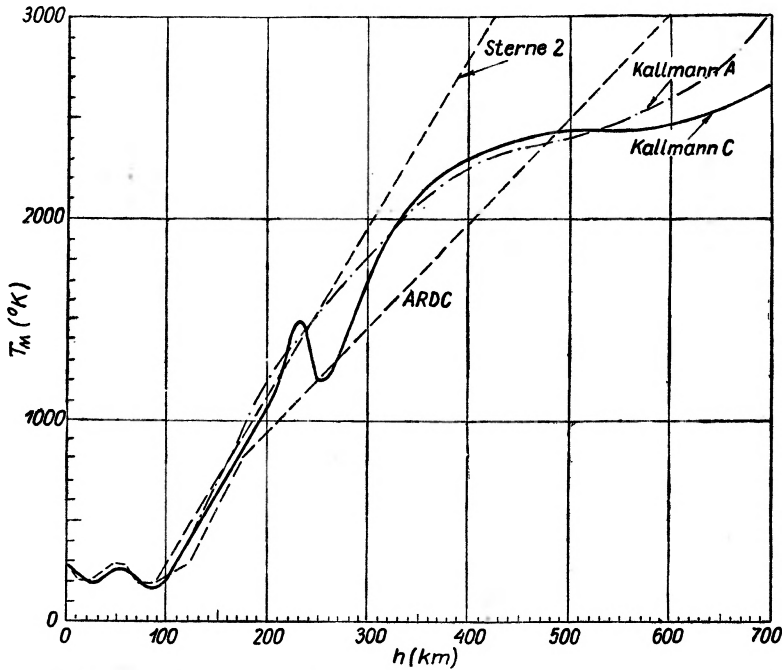
Model *C* odpowiada średniej z wyników badań rakiet do 150 km i dziesięciu sztucznych satelitów — powyżej tej wysokości. Krzywa $\rho(h)$ zmienia nachylenie w jonosferze między 200 a 250 km, co świadczy o występowaniu inwersji temperatur w tym obszarze. Do podobnego wniosku doszedł King-Hele na podstawie wyników obserwacji 15 sztucznych satelitów [8].

Modele *A* i *B* oparła Kallmann na następujących założeniach:

Za wysokość odniesienia dla obliczenia ciśnienia przyjęto $h_0 = 800$ km. Ciśnienie na dowolnej wysokości oblicza się z numerycznego całkowania równania hydrostatycznego w kierunku rosnących ciśnień:

$$p = p_0 + \int_h^{h_0} \rho g dh, \quad (29)$$

gdzie $\rho(h)$ zakłada się zgodnie z obserwacjami, a $p_0 = \rho_0 R \frac{T}{\mu}$. Aby obliczyć p_0 , trzeba zatem założyć wartość stosunku T/μ na wysokości 800 km. Z różnych źródeł wiadomo, że $2000^\circ < T_0 < 5000^\circ \text{ K}$. Z drugiej strony, jeżeli azot na tej wysokości jest całkowicie zdysocjowany, to $\mu_0 \geq 14,7$; a jeżeli dysocjacja nie zachodzi, to $\mu_0 \leq 24$ (tlen uważa się za całkowicie zdysocjowany).



Rys. 7. Temperatury molekularne według nowych modeli i modelu ARDC

Przyjęto trzy najbardziej prawdopodobne wartości stosunku T_0/μ_0 równe 100, 150 i 200. Otrzymane w ten sposób przebiegi ciśnień do wysokości 600 km mało się różnią.

Dla średniego stosunku $T_0/\mu_0 = 150$ otrzymujemy $T_0 = 3600^\circ \text{ K}$ przy $\mu_0 = 24$ i $T_0 = 2200^\circ \text{ K}$ przy $\mu_0 = 14,7$.

Dla wszystkich przypadków stosunek T/μ wzrasta z wysokością wbrew dawniejszym teoriom (por. model Batesa). Dowodzi to zwiększonego nagrzewania górnych warstw atmosfery. Istnieje wiele hipotez co do źródeł dopływającego ciepła. Krassowski [9] uważa, że jest ono wynikiem prądów elektrycznych indukowanych przez pole geomagnetyczne w plazmie międzyplanetarnej na skutek ruchu Ziemi. Chapman [11] na podstawie badań korony słonecznej doszedł do wniosku, że rozciąga się ona na bardzo duże odległości i że Ziemia otoczona jest przez gaz koronalny o temperaturze rzędu $100\,000^\circ \text{ K}$, który oddaje atmosferze ciepło przez przewodzenie. Źródłem ciepła mogą być również naładowane cząstki zewnętrznej strefy Van Allena. Rozkład pionowy gęstości dla modeli Kallmann przedstawiono na rys. 6, a temperatury

molekularnej — na rys. 7. Dla porównania wyrysowano również odpowiednie krzywe dla modelu *ARDC* i *Sterne 2* (na rys. 6 model *Sterne*'a pokrywa się z modelem *B*).

Poniżej podajemy wartości gęstości i wysokości atmosfery jednorodnej w funkcji wysokości dla modelu *A* oraz średnie wartości ρ i H obliczone przez King-Hele'a z obserwacji satelitów [8]. Ze względu na liczbę przeanalizowanych danych można uważać te wartości za najbardziej prawdopodobne. Błąd maksymalny nie przekracza 20%. Wahania rzeczywistej gęstości atmosfery w zależności od pory roku i dnia oraz szerokości geograficznej są rzędu $\pm 50\%$ (dla wszystkich czynników razem).

Tablica 3

h (km)	Model A. Kallmann		Dane King-Hele'a	
	ρ (g/cm ³)	H (km)	ρ (g/cm ³)	H (km)
180	$1,2 \cdot 10^{-12}$	32	$7,8 \cdot 10^{-13}$	27
200	$5,9 \cdot 10^{-13}$	38	$3,9 \cdot 10^{-13}$	35
220	$3,2 \cdot 10^{-13}$	42	$2,5 \cdot 10^{-13}$	52
240	$1,9 \cdot 10^{-13}$	46	$1,7 \cdot 10^{-13}$	46
260	$1,2 \cdot 10^{-13}$	50	$9,4 \cdot 10^{-14}$	32
280	$7,4 \cdot 10^{-14}$	54	$5,5 \cdot 10^{-14}$	47
300	$4,8 \cdot 10^{-14}$	58	$3,7 \cdot 10^{-14}$	57
320	$3,3 \cdot 10^{-14}$	62	$2,6 \cdot 10^{-14}$	62
340	$2,3 \cdot 10^{-14}$	66	$2,0 \cdot 10^{-14}$	68
360	$1,6 \cdot 10^{-14}$	70	$1,5 \cdot 10^{-14}$	75
380	$1,2 \cdot 10^{-14}$	72	$1,1 \cdot 10^{-14}$	77
400	$8,7 \cdot 10^{-15}$	74	$8,8 \cdot 10^{-15}$	79
500	$2,3 \cdot 10^{-15}$	82	$2,6 \cdot 10^{-15}$	86
600	$6,7 \cdot 10^{-16}$	91	$8,7 \cdot 10^{-16}$	90
700	$2,0 \cdot 10^{-16}$	110	$3,1 \cdot 10^{-16}$	99

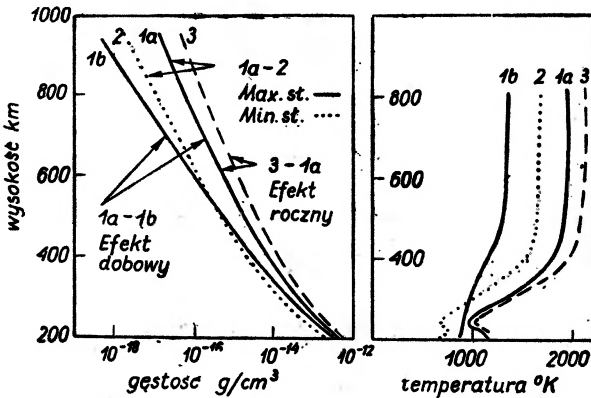
Należy jeszcze wspomnieć o opracowanym przez Pączkowskiego [15] modelu atmosfery uwzględniającym przeciętne warunki panujące nad Polską. Model ten podaje w postaci wzorów zmiany wilgotności powietrza, temperatury, gęstości i prędkości dźwięku z wysokością do 20 km. (Wzór na gęstość został niedawno rozszerzony do wysokości 700 km).

Atmosfera rzeczywista

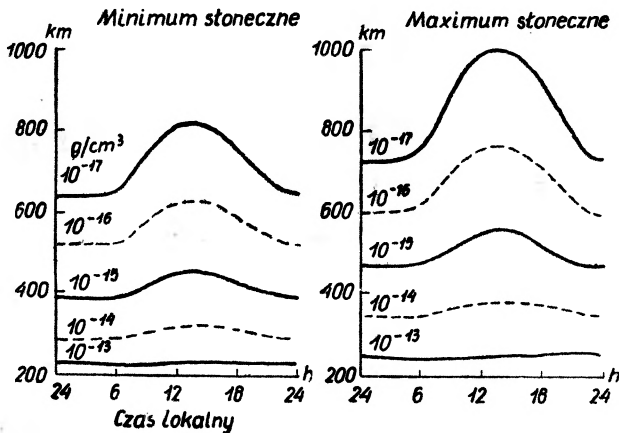
Dokładniejsza analiza [14] fluktuacji stopnia hamowania wielu sztucznych satelitów obejmująca cały okres, jaki upłynął od wypuszczenia Sputnika I wykazała, że w szerokościach geograficznych mniejszych niż 60° najważniejszymi czynnikami powodującymi wahania gęstości górnych warstw atmosfery są:

1) Efekt *W*, czyli dogrzewanie warstwy F_2 w jonosferze przez krótkofalowe promieniowanie Słońca (ultrafiolet i fale decymetrowe). Występuje przy tym bardzo silny efekt dobowy, pozostający w ścisłej korelacji ze wskaźni-

kiem plam słonecznych. Ilustrują ten efekt rysunki 8 i 9. Temperaturę na rys. 8 obliczono przy założeniu, że powyżej 300 km azot jest całkowicie zdysocjowany. Jak widać, w nocy temperatura spada prawie dwukrotnie. Znika przy tym inwersja w warstwie F_1 (170—230 km). Maksimum temperatury następuje z opóźnieniem około 2 godz. w stosunku do lokalnego południa. Nagrze-



Rys. 8. Wahania gęstości i temperatury w górnej atmosferze



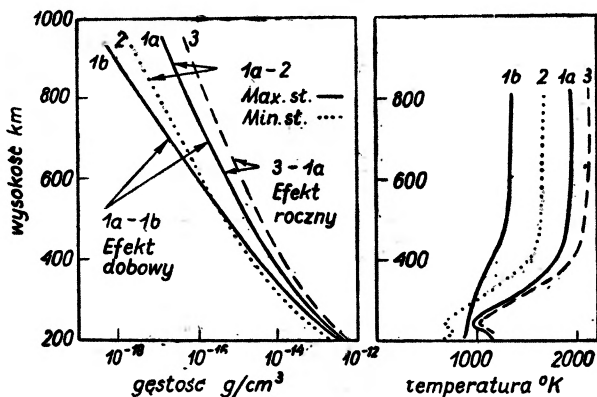
Rys. 9. Odształcenie powierzchni stałej gęstości w zależności od czasu lokalnego

wanie powoduje znaczne lokalne odchylenia przebiegu powierzchni stałej gęstości oraz silne pionowe i poziome prądy konwekcyjne (rys. 9). Amplituda fluktuacji dobowych zależy od wysokości. Ilustrują to następujące dane:

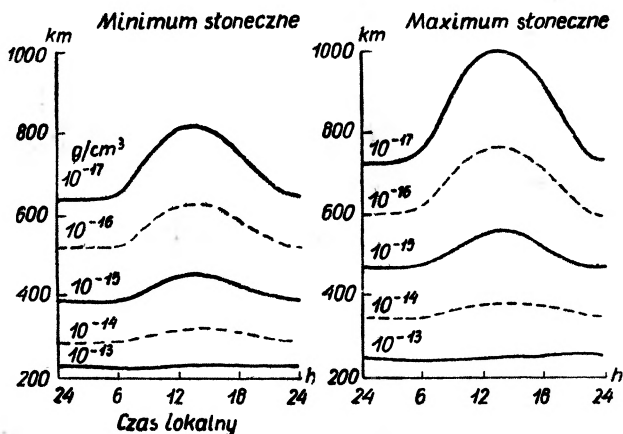
Tablica 4

Wysokość (km)	Względna amplituda
220	1,08
365	1,9
561	4,3
655	7,0

kiem plam słonecznych. Ilustrują ten efekt rysunki 8 i 9. Temperaturę na rys. 8 obliczono przy założeniu, że powyżej 300 km azot jest całkowicie zdysocjowany. Jak widać, w nocy temperatura spada prawie dwukrotnie. Znika przy tym inwersja w warstwie F_1 (170—230 km). Maksimum temperatury następuje z opóźnieniem około 2 godz. w stosunku do lokalnego południa. Nagrze-



Rys. 8. Wahania gęstości i temperatury w górnej atmosferze



Rys. 9. Odształcenie powierzchni stałej gęstości w zależności od czasu lokalnego

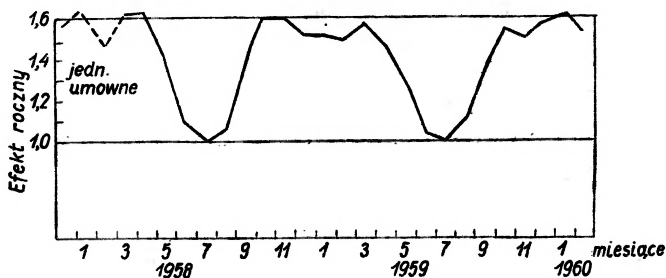
wanie powoduje znaczne lokalne odchylenia przebiegu powierzchni stałej gęstości oraz silne pionowe i poziome prądy konwekcyjne (rys. 9). Amplituda fluktuacji dobowych zależy od wysokości. Ilustrują to następujące dane:

Tablica 4

Wysokość (km)	Względna amplituda
220	1,08
365	1,9
561	4,3
655	7,0

Także skład górnej atmosfery musi się znacznie zmieniać w zależności od pory dnia i aktywności słonecznej.

2) Efekt *P*, czyli wpływ strumieni cząstek pochodzenia słonecznego. Podczas wielkiej burzy magnetycznej, która trwała od 31 marca do 2 kwietnia 1960 r. zaobserwowano wzrost stopnia hamowania Sputnika III świadczący o zwiększeniu o 20% gęstości powietrza na wysokości 170 km i szerokości geograficznej 30° N. Można to wytłumaczyć oddziaływaniem sił elektrodyna-



Rys. 10. Efekt roczny dla satelity 1958 α (Explorer 1)

micznych na warstwę *F*, która przesuwają się wyżej, pociągając za sobą w pewnym stopniu także cząsteczki obojętne. Prawdopodobnie występuje również efekt dogrzewania na skutek absorpcji fal hydromagnetycznych. Słabsze burze magnetyczne powodują wzrost gęstości rzędu 5% powyżej 200 km. Efekt *P* jest wyraźniejszy na większych szerokościach geomagnetycznych.

3) Fluktuacje roczne. Niezależnie od wszystkich wyżej omówionych zjawisk zaobserwowano periodyczne wahania gęstości atmosfery o bardzo regularnym przebiegu z okresem 1 roku. Stopień hamowania wszystkich satelitów osiąga ostre minimum w czerwcu każdego roku, a płaskie maksimum trwa od września do kwietnia (rys. 10). Amplituda tych wahań rośnie z wysokością zgodnie z poniższą tabliczką:

Tablica 5

Wysokość (km)	Względna amplituda
220	1,3
365	1,8
561	2,3
655	2,8

Poniżej 200 km efekt staje się niewidoczny. Nie znaleziono korelacji między tym zjawiskiem a fluktuacjami natężenia promieniowania słonecznego i wskaźnikiem plam. Efekt roczny został zupełnie niezależnie potwierdzony przez obserwację tzw. świstów (*whistlers*) atmosferycznych, które wykazują podobny przebieg zmian gęstości elektronów w zewnętrznej egzosferze. Przypuszcza się, że efekt roczny związany jest z istnieniem „wiatru” międzyplanetarnego, który

przesuwa ekscentrycznie plazmę w układzie słonecznym. Ziemia przecina co rok warstwy materii międzyplanetarnej o różnej gęstości. Minimum czerwcowe odpowiada położeniu Ziemi przed Słońcem w odniesieniu do jego ruchu w lokalnym systemie gwiazdowym. Plazma międzyplanetarna przekazuje ciepło egzosferze drogą przewodzenia albo przez rozproszenie fal hydromagnetycznych powstających na jej pograniczu z plazmą egzosferyczną.

Fluktuacje wywołane przez trzy wyżej omówione czynniki są znacznie większe niż wahania w zależności od pory roku i szerokości geograficznej.

Jak widać, górna atmosfera jest tworem niezwykle skomplikowanym, podlegającym bezustannym zmianom pod wpływem wielu czynników. Niewątpliwie dalsze badania przyniosą rozwiązanie niewyjaśnionych problemów i doprowadzą do zbudowania modelu odpowiadającego potrzebom praktyki. Współczesne modele atmosfery tylko w części spełniają ten warunek.

Oznaczenia

- p — ciśnienie
- ρ — gęstość
- h — wysokość
- μ — masa cząsteczkowa
- T — temperatura
- g — przyspieszenie siły ciężkości
- R — stała gazowa
- H — wysokość atmosfery jednorodnej
- r_z — promień Ziemi
- κ — stosunek C_p/C_v
- f — stopień dysocjacji
- T_M — temperatura molekularna
- z — wysokość geopotencjalna
- a — gradient temperatury
- τ — okres obiegu
- ζ — odległość geopotencjalna
- n — koncentracja cząsteczek.

Literatura

- [1] *Uspiechi Fizycznych Nauk*, **63**, 205 (1957).
- [2] Mitra, *Wierchnaja atmosfera*, 1955.
- [3] Burgess, *Na progu przestrzeni kosmicznej*, 1957, s. 94.
- [4] *Annals of IGY*, t. VI (1958).
- [5] *Ekspress-Informacija. Raketnaja Tiechnika*, **31**, R. 91 (1959).
- [6] *Proceedings of the Royal Society*, **253**, 451 (1959).
- [7] *Ekspress-Informacija. Raketnaja Tiechnika*, **41**, R. 121 (1959).

- [8] *Nature*, **184**, 1267 (1959).
- [9] *Planetary and Space Science I*, str. 14 (1958).
- [10] *Science*, **127**, 1317 (1958).
- [11] *Proceedings of the Royal Society*, **253**, 462 (1959).
- [12] *Science*, **127**, 471 (1958).
- [13] *Science*, **128**, 124 (1958).
- [14] *Astronautica Acta*, **6**, 373 (1960).
- [15] *Technika Rakietowa* nr 9 i 10 (1961).
- [16] *Astronautyka* nr 3 i 4 (1960).

N. F. MOTT, Podstawy mechaniki kwantowej

Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1961, 195 str.
(z angielskiego tłumaczył Bogdan Fechner)

Autor referowanej książeczki jest światowej sławy specjalistą w dziedzinie mechaniki kwantowej i interesuje się przede wszystkim jej zastosowaniami, co predestynuje go szczególnie do napisania tego rodzaju półpopularnego wprowadzenia. Może się on poszczycić trzema świetnymi podręcznikami, należącymi bezsprzecznie do najlepszych w swoich dziedzinach. Są to: Mott i Massey, *Theory of Atomic Collisions (Teoria zderzeń atomowych, Oxford 1933*, 2. wyd. 1949), Mott i Gurney, *Electronic Processes in Ionic Crystals (Oxford 1940* — wydanie polskie: *Zjawiska elektronowe w kryształach jonowych*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1956) oraz Mott i Sneddon, *Wave Mechanics and its Applications (Mechanika falowa i jej zastosowania — Oxford 1948)*.

Możliwe, że referowany tu, bardziej popularny podręcznik nie całkiem dorównuje swoim poprzednikom, ale posiada on również swoje specyficzne walory. Co prawda, żadne pojęcie nie zostało w nim ściśle określone, ani żadne wyprowadzenie szczegółowo przeprowadzone, ale wszystko jest napisane tak interesująco, podręcznik porusza tyle ciekawych zagadnień, omawia tyle różnorodnych zastosowań, słowem, zawiera tyle skondensowanej treści, że jako pierwsze wprowadzenie, pierwsze zapoznanie się z myślami przewodnimi i najważniejszymi zastosowaniami mechaniki kwantowej do konkretnych zagadnień fizycznych zasługuje on na najwyższe wyrazy uznania.

Jeżeli w przedmowie autor pisze, że „Niniejsza książka... przeznaczona jest dla słuchaczy ostatniego roku fizyki doświadczalnej, a równocześnie służyć może jako wprowadzenie do trudniejszych podręczników dla tych, którzy mają zamiar specjalizować się w tym przedmiocie“, to ma on w zupełności rację, ale od siebie dodałbym, że może ona również przydać się tym, którzy znają już podstawy i niektóre zastosowania mechaniki kwantowej a chcieliby zorientować się w ich calokształcie. Jak szeroki jest wachlarz zastosowań fizycznych poruszonych przez Motta, niechaj o tym świadczy chociażby następujący krótki ich spis: dyspersja światła, ugięcie elektronów, zjawisko tunelowe, polaryzowalność atomów, zjawisko Starka, własności atomu wodoru i drobin dwuatomowych, zasada Francka-Condon, atom helu, siły międzyatomowe i budowa drobin, siły kowalენტne, teoria ciała stałego: pasma przewodnictwa, półprzewodniki, metale, następnie prawdopodobieństwa przejść, zjawisko fotoelektryczne, zjawisko Augera, rozpraszanie elektronów przez środek sił i już całkiem krótko teoria pozytonu i teorie promieniotwórczego rozpadu α i rozpadu β .

Jan Weysenhoff

J. KALISZ, M. MASSALSKA, J. M. MASSALSKI
Zbiór zadań z fizyki z rozwiązaniami, PWN, Warszawa 1961

Recenzowany zbiór zadań jest przeznaczony przede wszystkim dla studentów wyższych szkół technicznych. Poprzedzony jest on przez wstęp ogólny zawierający szereg cennych uwag dla studenta rozpoczynającego kurs fizyki doświadczalnej. Uwagi te mają charakter przede wszystkim metodyczny. Wyjaśniają one konieczność postępowania się przy rozwiązywaniu zadań pewnym konkretnym, określonym i jednym układem jednostek fizycznych.

Ponadto autorzy w tym samym wstępie uprzystępniają początkującemu studentowi zagadnienie sposobów przeliczania jednostek przy zmianie układów jednostek.

Dalej autorzy zwracają uwagę na ważność właściwego sposobu zapisywania wzorów, tzn. kolejność i odpowiednie grupowanie symbolów wielkości fizycznych wchodzących do wzoru. Podają przykłady sugestywnej formy zapisu wzorów ułatwiającej pamięciowe i logiczne przyswojenie. Wyszukiwanie ewentualnych błędów przy rozwiązywaniu zadań jest znacznie uproszczone przy zastosowaniu rachunku kontrolnego wymiarów.

Stosowanie się do powyższych wskazówek powinno studentowi przynieść znaczne korzyści i ułatwić rozwiązywanie zadań w sposób celowy i konsekwentny.

Zadania dostosowane są do elementarnego kursu fizyki doświadczalnej dla wyższych szkół technicznych. Są to zadania z mechaniki (ciał sztywnych i sprężystych), hydromechaniki, nauki o ciepłe, elektryczności i magnetyzmu. Akustyka i optyka zestawione są obok siebie w jednym dziale ze względu na ich pokrewieństwo falowe. Zbiór zadań zamknięty jest działem zawierającym kilkanaście zadań z fizyki atomowej wraz z elektroniką.

Tablice. Tablice zawierają zestawienie jednostek stosowanych w mechanice i nauce o elektryczności i magnetyzmie.

W mechanice autorzy stosują układy C.G.S., M.K.S. i ciężarowy i załączają tablice podające związek między jednostkami tych układów.

Dalej podane są w tablicach zestawienia analogicznych wzorów dla ruchu postępowego i odpowiadających im wzorów ruchu obrotowego.

W tablicach dotyczących elektromagnetyki autorzy posługują się układem wzorów C.G.S., nie racjonalizowanym ze swoimi jednostkami, odpowiednio elektrostatycznymi i magnetycznymi (np. prawo Coulomba zapisują w postaci: $F = q_1 q_2 / \epsilon r^2$).

Natomiast przy stosowaniu jednostek układu M.K.S.A. autorzy piszą wzory w systemie racjonalizowanym (np. prawo Coulomba piszą w postaci: $F = q_1 q_2 / 4\pi \epsilon r^2$).

Oczywiście, załączone są tablice podające związki między jednostkami C.G.S.E., C.G.S.M. i M.K.S.A. Jest to więc etap pośredni na drodze ku całkowitej racjonalizacji systemu zapisu wzorów. Przyzwyczajenie czytelnika do obydwu systemów, obecnie równouprawnionych, wydaje się bardzo pożyteczne.

Przy końcu tablic podany jest wykaz stałych powszechnych i stałych od nich pochodnych.

Z przeglądu tego widać, że nie zamieszczono właściwych tablic fizycznych z różnymi stałymi materiałowymi, zalecając studentom posługiwanie się podstawowym podręcznikiem M. Jeżewskiego, *Fizyka* oraz M. Jeżewskiego, J. Kalisza, *Tablice wielkości fizycznych oraz pomocnicze tablice matematyczne*.

Zadania. Zadania zgrupowane są w pięciu wielkich działach: mechanika, ciepło, elektryczność i magnetyzm, akustyka i optyka, fizyka atomowa i elektronika.

Na początku każdego działu zamieszczony jest wstęp przypominający w skrócie najważniejsze dane ogólne z fizyki, a więc wiadomości teoretyczne oraz wzory. Zwykle autorzy wskazują cel, jaki powinien osiągnąć student po przerobieniu zadań danego działu. Wstęp ten nie jest suchym zestawieniem wzorów. Wzory poprowadzone są komentarzem podającym istotę zjawiska ujmowanego ilościowo przez dany wzór.

Treść zadań jest urozmaicona. Są to zadania zarówno obliczeniowe, w których podane są konkretne dane liczbowe początkowe, jak i zadania o charakterze jakościowym. W tych ostatnich student ma przewidzieć wynik jakościowy jakiegoś procesu fizycznego lub kierunek zmian jakiegoś parametru fizycznego przy zmianie innego. Jest to więc typ zadań uczący korzystania z wzorów fizyki w sposób czynny, dynamiczny.

Wszystkie zadania posiadają podane w zbiorze rozwiązania. Rozwiązania te są dość obszernie i na ogół posiadają tekst słowny, objaśniający istotę stosowanej metody rozwiązywania. Na szczególne podkreślenie zasługuje fakt, że rozwiązania zadań zaopatrywane są w szczegółowe rysunki schematyczne, ilustrujące rozważane zagadnienie.

W sumie zbiór zadań posiada wszelkie dane wskazujące na to, że spełni dobrze swój cel w nauczaniu fizyki doświadczalnej. Nadaje się wybitnie dobrze nie tylko dla studentów wyższych szkół technicznych, lecz również dla celów samokształcenia.

Jerzy Pietruszka

Nagroda Nobla

Nagrodę Nobla z fizyki za rok 1961 otrzymali H. Mössbauer (Heidelberg) i R. Hofstadter (Stanford).

Nagrodzone prace Mössbauera polegają na wprowadzeniu nowej metody uzyskania pochłaniania rezonansowego promieniowania γ . W zwykłych warunkach zjawisko to nie zachodzi, gdyż różnica energii między stanem wzbudzonym a stanem normalnym jądra jest nieco większa od energii emitowanego fotonu ze względu na odrzut jądra. W akcie pochłaniania drobna część energii fotonu zostaje znowu zużyta na zmianę energii kinetycznej jądra pochłaniającego, tak że na wzbudzenie jądra pochłaniającego pozostaje do dyspozycji mniejsza ilość energii niż odpowiadająca różnicy stanów w jądrze emitującym. Wobec tego, że szerokość linii γ jest bardzo mała, zjawiska nie obserwuje się. Jak wiadomo, analogiczne zjawisko optyczne jest łatwe do otrzymania ze względu na to, że odrzut atomu jest do zaniedbania, a szerokość linii stosunkowo duża.

Mössbauer oparł swoją metodę na spostrzeżeniu, że w ciałach stałych, których temperatura jest niska w stosunku do ich temperatury Debye'a mały impuls pochodzący od odrzutu przy emisji fotonu γ nie może być przyjęty przez indywidualny atom lub jon, ale będzie odebrany przez sieć krystaliczną jako całość, co oczywiście oznacza, że energia odrzutu będzie zupełnie znikoma. Poza wymienionym warunkiem temperaturowym do otrzymania zjawiska konieczne jest, aby jądro emitujące było dość ciężkie, a foton γ posiadał niezbyt wielką energię.

Pochłanianie rezonansowe ustaje, jeżeli absorbent jest przesuwany w stosunku do źródła promieniowania z prędkością rzędu centymetrów na sekundę ze względu na przesunięcie dopplerowskie. Daje to podstawę do badania kształtu linii γ . Przy po-

mocy metody Mössbauera dokonano już ważnych odkryć, a przede wszystkim stwierdzono rozszczepienie zeemanowskie linii γ , a odkryto również doświadczalnie przewidziany przez ogólną teorię względności wpływ pola grawitacyjnego na biegnące w nim fotony.

R. Hofstadter systematycznie realizuje podjęty przed kilku laty program badania struktury nukleonów przy pomocy rozproszenia elektronów wysokiej energii na protonach i również na deuteronach (aby z danych otrzymanych dla deuteronów i dla protonów uzyskać informacje o rozpraszaniu elektronów przez neutrony). Na podstawie wyników swoich pomiarów Hofstadter mógł osiągnąć ogromnie interesujące i doniosłe wiadomości o strukturze protonów i neutronów, to znaczy o tym, jaki jest w nich rozkład gęstości naboju elektrycznego i momentu magnetycznego.

Medal Wawilowa

Prezydium Akademii Nauk ZSRR nadało Złoty Medal im. S. I. Wawilowa za rok 1961 profesorowi E. W. Szpolskiemu za badania widm liniowych luminescencji roztworów.

Szpolski odkrył nowe zjawisko — subtelną strukturę widm liniowych luminescencji i pochłaniania związków organicznych.

Nagroda Fermiego

A amerykańska Komisja Energii Atomowej przyznała Nagrodę Enrico Fermiego (medal i 50 000 \$) za rok 1961 Hansowi A. Bethemu, profesorowi Cornell University, za „wkład do fizyki jądrowej i teoretycznej, do pokojowych zastosowań energii jądrowej i do bezpieczeństwa Stanów Zjednoczonych“.

Order dla Weizsäckera

C. F. Freiherr von Weizsäcker (Hamburg) został wybrany na miejsce zmarłego w r. 1960 Maxa von Laue członkiem Orderu Pour la Mérite.

Bohr profesorem Uniwersytetu Moskiewskiego

Niels Bohr został wybrany przez moskiewski Uniwersytet im. Łomonosowa na profesora honorowego.

Instytut im. Joffego

Prezydium Akademii Nauk ZSRR postanowiło uczcić pamięć Joffego przemianowując Instytut Fizyko-techniczny Akademii Nauk ZSRR na Fizyko-techniczny Instytut im. A. F. Joffego Akademii Nauk ZSRR.

Pierwszy zarząd połączonych Institute of Physics i Physical Society

4 lipca 1961 odbyło się pierwsze walne zgromadzenie połączonych (w lipcu 1960) dwóch brytyjskich organizacji fizycznych: Institute of Physics i Physical Society. Na przewodniczącego IPPS wybrano Sir Johna Cockcrofta, wiceprzewodniczącymi zostali: V. E. Cosslett, R. W. Ditchburn, W. H. Taylor i J. Topping.

Nowi członkowie zagraniczni Amerykańskiej Akademii Sztuk i Nauk

Amerykańska Akademia Sztuk i Nauk na 181. dorocznym zebraniu w Bostonie wybrała nowych członków zagranicznych, wśród nich następujących fizyków: Igora E. Tamma (Moskwa), Hideki Yukawę (Kyoto), P. M. S. Blacketta (Londyn) i Pierre Aigrain (Paryż — Ecoles Normales).

National Academy of Science

Na 98 dorocznym zebraniu w Waszyngtonie amerykańska Narodowa Akademia Nauk dokonała wyboru nowych członków. Między innymi na członków zwyczajnych zostali

wybrani: O. Baker (Bell Telephone Laboratories), M. G. Inghram (Chicago) i Leo Szillard (Chicago), a na członka zagranicznego Werner K. Heisenberg (Monachium).

Wymiana amerykańsko-radziecka

Podpisana została umowa amerykańsko-radziecka o współpracy uniwersyteckiej. Obejmuje ona wymianę zarówno studentów starszych lat studiów, jak i doktorantów i samodzielnych pracowników nauki.

UIPPA

W dniach 3 i 4 października 1960 r. odbyło się w Wiedniu zebranie Komitetu Wykonawczego Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. W pierwszym dniu obradom przewodniczył prof. E. Amaldi (poprzedni prezydent Unii), a w drugim dniu — prof. H. J. Bhabha (obecny prezydent). Poza członkami Komitetu Wykonawczego na posiedzeniach obecni również byli zaproszeni goście: prof. E. Schmidt (Wiedeń), prof. Fujioka (Tokio) oraz dwóch przedstawicieli Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej — doc. B. Buras i dr Mac Reynolds.

Na wstępie Komitet Wykonawczy uczcił pamięć dawnego wiceprezydenta Unii prof. A. F. Joffego.

Sekretarz Generalny prof. P. Fleury oraz niektórzy członkowie Komitetu poinformowali zebranych o przebiegu prac poszczególnych Komisji i o kolokwiach, które odbyły się w r. 1961 pod patronatem UIPPA. Zdaniem zebranych na kolokwiach należy poświęcić więcej czasu na ogólne zbiorecze przeglądy poszczególnych problemów przedstawiane przez zaproszonych referentów.

Komitet Wykonawczy wyznaczył B. M. Wuła do Komisji Półprzewodników na miejsce zmarłego A. F. Joffego, N. A. Dobrotina na sekretarza Komisji Promieniowania Kosmicznego na miejsce ustępującego D. W. Skobielcyna, E. R. Cohena na członka korespondenta Komisji Mas Jądrowych.

Ponownie stwierdzono, że fizycy Chińskiej Republiki Ludowej będą natychmiast przyjęci do UIPPA, gdy tylko ich Komitet Narodowy wyrazi takie życzenie.

Ustalono listę konferencji na r. 1962, nad którymi UIPPA obejmie patronat.

Następne zebranie Komitetu Wykonawczego odbędzie się w styczniu 1963 r. w Bombaju, a następne Walne Zgromadzenie Unii w październiku 1963 r. w Warszawie.

Konferencje naukowe w r. 1962

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej objęła patronat nad następującymi konferencjami, które mają się odbyć w 1962 r.:

Fizyka promieniowania nadfioletu próżniowego, Los Angeles, 16—19 kwietnia, organizator: prof. G. L. Weissler (University of Southern California, Los Angeles).

Ogniskowanie wiązki w cyklotronach, 17—20 kwietnia, Los Angeles, organizator: prof. B. T. Wright (Department of Physics, Los Angeles),

Mechanika statystyczna przemian nieodwracalnych, New York, wiosna, organizator: Prof. E. Montroll (IBM Research Lab. Yorktown, Heights, N. Y.),

Rezonans magnetyczny i elektryczny, Eindhoven, 2—7 lipca, organizator: dr D. J. Kroon (Philips Research Lab., Eindhoven),

Fizyka wysokich energii, Genewa 4—11 lipca, organizator: CERN, Genewa,

Półprzewodniki, Exeter (Anglia), 16—20 lipca, organizator: The Institute of Physics, London,

Rezonans paramagnetyczny, Jerozolima, 16—20 lipca, organizator: prof. W. Low (Uniwersytet Hebrajski, Jerozolima),

Teorie relatywistyczne i grawitacja, Warszawa, 25—31 lipca, organizator: prof. L. Infeld (Instytut Fizyki Teoretycznej, Warszawa),

Tworzenie obrazów i widzenie, Monachium, 19—26 sierpnia, organizator: prof. H. Schober (Monachium),

Akustyka, Kopenhaga, 21—28 sierpnia, organizator: prof. F. Ingerslev (Kopenhaga),

Defekty sieci krystalicznej, Kioto, 7—12 września, organizator: prof. R. R. Hasi-guti (Tokio),

Najniższe temperatury, Londyn, 16—22 września, organizator: prof. G. O. Jones (Queen Mary College, Londyn),

Fizyka jądrowa niskich energii, Włochy, ?, organizator: ?.

MAEA

9 października 1960 r. odbyło się w Wiedniu zebranie Rady Gubernatorów Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej (MAEA). W obecnej Radzie Gubernatorów reprezentowane są następujące państwa członkowskie: Argentyna, Austria, Brazylia, Czechosłowacja, El Salvador, Francja, Grecja, Indie, Irak, Japonia, Kanada, Kolumbia, Niemiecka Republika Federalna, Pakistan, Portugalia, Południowa Afryka, Szwecja, Syjam, Stany Zjednoczone, Wielka Brytania, Węgry i Związek Radziecki.

Rada wybrała jednomyślnie na swego przewodniczącego dra Baquir Husain Hasani (Irak). Na wiceprzewodniczących zostali wybrani prof. Janos Janossy (Węgry) i dr I. H. Usmani (Pakistan).

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej pragnie zorganizować w najbliższych latach następujące konferencje:

1962 — 7—11 maja w Wiedniu — symposium na temat wpływu promieniowania na ciała stałe i materiały reaktorowe,

1962 — wrzesień w Chalk River — niesprężyste rozpraszanie neutronów w ciałach stałych i cieczach,

1963 — zastosowanie ciał stałych w dozimetrii,

1963/4 — bezpośrednia konwersja energii (konferencja będzie prawdopodobnie zorganizowana wspólnie z Międzynarodową Unią Fizyki Czystej i Stosowanej).

1963 — Międzynarodowa Konferencja Genewska na temat pokojowego wykorzystania energii jądrowej (jeszcze nie ustalone).

Rok spokojnego Słońca

Prace Międzynarodowego Roku Geofizycznego 1957—58 przypadły na okres maxi-

nam natężenia plam słonecznych i szczególnie wzmózonej aktywności Słońca. Międzynarodowy Komitet Geofizyczny doszedł do wniosku, że materiał zebrany w Międzynarodowym Roku Geofizycznym należy uzupełnić danymi z okresu stosunkowo słabej aktywności Słońca i zaproponował zorganizowanie Międzynarodowego Roku Spokojnego Słońca: 1964—65 (International Year of the Quiet Sun — IQSY).

Najważniejszym może odkryciem Międzynarodowego Roku Geofizycznego było stwierdzenie istnienia wokół Ziemi co najmniej dwóch pasów o bardzo wielkim natężeniu promieniowania kosmicznego, przy czym pas wewnętrzny jest raczej spokojny, natomiast zewnętrzny jest bardzo czuły na zmiany aktywności Słońca. Wydaje się, że poprzez dokładne poznanie pola magnetycznego tego pasa można będzie wyjaśnić powstawanie burz magnetycznych, zórz polarnych itp. zjawisk. Dotychczasowe dane zostały jednak zebrane w czasie maksimum plam słonecznych i wymagają uzupełnienia pomiarami przeprowadzanymi w czasie całego cyklu aktywności Słońca.

Nocne świecenie nieba, zaobserwowane na dużej skale po raz pierwszy w czasie Międzynarodowego Roku Geofizycznego, a wywołane reakcjami fotochemicznymi w górnych warstwach atmosfery, może zupełnie inaczej przebiegać w okresie spokojnego Słońca niż w czasie wzmózonej jego aktywności.

Bardzo ważnym punktem programu IQSY będzie zebranie nowych danych o stanie jonosfery nad obszarami polarnymi.

Półprzewodniki organiczne

W kwietniu 1961 r. odbyła się w Chicago konferencja poświęcona badaniom półprzewodników organicznych.

Półprzewodnik organiczny można by zdefiniować jako ciało stałe, zawierające znaczną liczbę wiązań węgiel-węgiel i mogące przewodzić prąd elektryczny. Badania półprzewodników organicznych są dziedziną stosunkowo nową. Przeważająca część dotychczas wykonanych prac zmierza do wyjaśnienia mechanizmu przewodnictwa elektronowego w tych materiałach i powiązania

go z ich budową fizyko-chemiczną. Zachęcające są tu perspektywy możliwości narzucania związkom organicznym żądanych właściwości elektrycznych, podobnie do opracowanych już w szerokim zakresie metod narzucania im właściwości mechanicznych poprzez wytwarzanie odpowiednich struktur cząsteczkowych.

Półprzewodniki organiczne dzielą się w zasadzie na 2 kategorie: kryształy molekularne i polimery. Klasycznym przykładem kryształu molekularnego jest antracen, obecnie najdokładniej zbadany półprzewodnik organiczny. W pojedynczych kryształach antracenu, oczyszczonych strefowo, ruchliwość dziur i elektronów jest rzędu jednego $\text{cm}^2/\text{V sek}$, w ciemności kryształ jest izolatorem, nośniki prądu wytwarzane są tylko na powierzchni lub przy elektrodach przez fale pobudzające (ekscytyny?), generowane w punkcie absorpcji fotonu.

Dla badań podstawowych właściwości kryształów organicznych konieczne jest oczyszczanie tych kryształów, co najmniej równie staranne jak kryształów nieorganicznych.

Duże przewodnictwa (rzędu $100 \Omega^{-1} \text{cm}$) można uzyskać w innych kryształach molekularnych, w których kompleksy molekularne składające się z grup chemicznych będących akceptorami kombinuje się z grupami służącymi jako donory. Wymiana elektronów między takimi grupami daje w efekcie dużą liczbę prawie swobodnych nośników prądu, co wywołuje duże przewodnictwo kryształu nawet przy małych ruchliwościach rzędu $10^{-2} \text{cm}^2/\text{V sek}$.

Właściwości półprzewodnikowe polimerów są dotychczas o wiele mniej zbadane. Substancje te są zwykle izolatorami, ale drogą pewnych procesów fizyko-chemicznych można wywołać w nich przewodnictwo. Zbadano już około 100 różnych polimerów i stwierdzono przewodnictwa od 0 do $10 \Omega^{-1} \text{cm}$, ruchliwość nośników jest na ogół bardzo mała, większość tych materiałów okazała się typu *p*.

Badania półprzewodników organicznych natrafiają na duże trudności ze względu na fakt, że wiele z tych materiałów można otrzymać jedynie w formie proszkowej. Przy pomiarach przewodnictwa sprasowanych

proszków należy się liczyć z dużymi efektami granulacji.

Spektroskopia jądrowa i reakcje jądrowe

W dniach od 6 do 9 grudnia 1960 r. odbyło się w Instytucie Fizyki Jądrowej w Bronowicach Seminarium ze Spektroskopii Jądrowej i Reakcji Jądrowych, urządzone wspólnie z Centralnym Instytutem Fizyki Jądrowej w Rossendorfie (NRD), zgodnie z porozumieniem o współpracy naukowej, zawartym między tymi dwoma Instytutami. Organizatorem seminarium był prof. H. Niwodniczański. W konferencji poza fizykami z Krakowa, Warszawy i Łodzi wzięła również udział duża grupa fizyków z NRD oraz kilku fizyków węgierskich, rumuńskich i czeskich.

Przedmiotem referatów były bieżące doświadczenia i teoretyczne prace z reakcji jądrowych i spektroskopii jądrowej, w szczególności metody pomiarowe czasów rzędu nanosekund, badania korelacji kątowych i polaryzacyjnych promieniowania γ , urządzenia do otrzymywania efektu Mössbauera, zastosowanie metody czasu przelotu, potrójne rozszczepienie ciężkich jąder i wiele innych. Dużo czasu poświęcono na zwiedzanie pracowni Instytutu Fizyki Jądrowej i nieoficjalne dyskusje przy aparaturach badawczych.

Uczestnicy seminarium obecni byli na przedstawieniu „Zbójców“ Fryderyka Schillera w Teatrze Słowackiego. Na zakończenie seminarium odbyła się wspólna kolacja, a następnego dnia wycieczka autokarem do Zakopanego.

Zastosowania promieni X do badań struktury materiałów

W dniach od 19 do 25 czerwca 1961 r. odbyła się w Leningradzie VII wszechzwiązkowa konferencja poświęcona zastosowaniu promieniowania X w badaniach struktury materiałów. Na posiedzeniach plenarnych i sekcyjnych wygłoszono około 400 referatów przedstawiających aktualny stan rentgenografii, elektronografii i neutronografii.

Jednym z głównych tematów była struktura kryształów realnych oraz jej zmiany pod wpływem promieniowań.

N. W. Bielów przedstawił obecny stan badań struktury atomowej krzemianów, a B. K. Wajnsztajn — struktury białek.

M. A. Poraj-Koszyk wskazał na rosnącą konieczność stosowania w analizie rentgenowskiej szybko liczących maszyn matematycznych.

Ostatnie postępy elektronografii strukturalnej przedstawił Z. G. Pinsker. Duże zainteresowanie wzbudziły referaty w sekcji neutronografii strukturalnej, przede wszystkim dotyczące badania struktur stałego wodoru i deuteru.

W sekcji rentgenowskiej analizy widmowej I. B. Borowski omówił subtelną strukturę widm rentgenowskich roztworów stałych i związków międzymetalicznych.

B. M. Rowiński i W. G. Lutezau przedstawili zastosowania mikroskopii rentgenowskiej do badania metali, minerałów a również obiektów biologicznych.

Wiele czasu poświęcono omawianiu zagadnień metodyki i aparatury rentgenowskiej i elektronograficznej. W czasie konferencji otwarta była wystawa nowości aparaturowych.

Reaktory do napędu satelitów

W Stanach Zjednoczonych opracowuje się „miniaturowe“ reaktory jądrowe do napędu satelitów, nazywane kryptonimem SNAP (Systems for Nuclear Auxiliary Power).

Jeden z pierwszych zrealizowanych reaktorów — SNAP-2 waży około 100 kg, ma objętość 20 litrów. Wydzielane w nim ciepło ogrzewa rtęć, której strumień pary napędza turbinę o mocy 3 kW. Całe urządzenie waży około 600 kg. Prototyp SNAP-2 przetestował wiosną 1960 r. nieprzerwanie 1000 godzin. Dotychczasowe koszty badań reaktorów typu SNAP-2 wyniosły 7 milionów dolarów.

W opracowaniu są już większe modele SNAP-8 o mocy 35 kW i SNAP-10, w którym energia cieplna wydzielana w reaktorze ma być zamieniana na energię elektryczną przy pomocy ogniów termoelektrycznych.

Jak wykładać

Brytyjska Royal Institution wydała dziesięciostronicową broszurkę zatytułowaną *Advice to a Lecturer* (Porady dla wykładowcy), składającą się z wyjątków z listów i notatek Faradaya. Zawiera ona uwagi na takie tematy jak kompozycja wykładu, dykcja, korzystanie z notatek, czas trwania wykładu (nie więcej jak godzinę!), pokazy wykładowe itp.

Tłumaczenia amerykańskie z rosyjskiego

Biuro Konsultantów miasta Nowy York podpisało umowę na najbliższe 6 lat z wydawnictwem Międzynarodowa Księga, zgodnie z którą Biuro Konsultantów ma wyłączne prawa do tłumaczeń na język angielski radzieckich monografii naukowych i sprawozdań z konferencji. Tłumaczenia książek będą wydawane przez Biuro Konsultantów w ciągu 6 miesięcy od daty opublikowania książki w ZSRR, a sprawozdania z najważniejszych konferencji będą się ukazywać jednocześnie w ZSRR i Stanach Zjednoczonych.

W roku 1960 Biuro Konsultantów podpisało podobną umowę uzyskując wyłączne prawa do tłumaczenia 23 czasopism radzieckich z dziedziny fizyki, chemii, biologii i medycyny.

Infrared Physics

Firma Pergamon Press przystąpiła do wydawania międzynarodowego czasopisma poświęconego fizyce podczerwieni i jej zastosowaniom — „*Infrared Physics*”. Redaktorem naczelnym nowego czasopisma jest W. K. Weihe. Artykuły drukowane są w języku angielskim, francuskim lub niemieckim.

Przyrządy i pomiary

W czerwcu ubiegłego roku ukazało się, wydane przez Academic Press Publishers, dwutomowe sprawozdanie z piątej międzynarodowej konferencji poświęconej przyrządom i pomiarom. Konferencja zorganizowa-

wana była przez Szwedzką Królewską Akademię Techniczną i Szwedzkie Stowarzyszenie Fizyków Technicznych.

Projektowanie budynków dla fizyki

Amerykański Instytut Fizyki przy współudziale Amerykańskiego Związku Nauczycieli Fizyki wydał książkę *Modern Physics Buildings, Design and Function*, której zadaniem jest ułatwić właściwe projektowanie budynków dla instytutów fizycznych. Poza ogólnymi wytycznymi podano przykłady projektów sal wykładowych, pracowni studenckich, pracowni naukowych różnego typu, warsztatów i pomieszczeń pomocniczych. Omówiono również zagadnienie powiększania i adaptacji budynków w miarę rozwoju fizyki.

Książka wyszła nakładem Reinhold Publishing Corporation w New Yorku.

Odpowietrzanie piwa ultradźwiękami

Trwałość, klarowność i aromat butelkowanego piwa zależy w dużym stopniu od zawartości w nim tlenu. W czasie napełniania butelek zachodzi zawsze niebezpieczeństwo, że do piwa dostanie się zbyt duża ilość powietrza (szczególnie w maszynach pracujących z dużymi prędkościami — powyżej 350 butelek na minutę). Aby temu zapobiec jedna z firm amerykańskich zastosowała ultradźwięki z generatora o częstotści 24 kHz, które wywołują spienienie piwa w butelkach. Wydzielający się CO_2 usuwa powietrze nie tylko z górnej części butelki, ale również powietrze rozpuszczone w piwie.

Fizycy a automobilizm

W. Nernst (odkrywca III zasady termodynamiki, znany również z wielu innych prac naukowych, między innymi z wynalazku lampy służącej jako dogodne źródło podczerwieni) był zapewne jednym z pierwszych fizyków posługujących się na większą skalę samochodem. Przenosząc się w r. 1905 z Getyngi do Berlina, gdzie miał objąć katedrę, odbył podróż swoim samochodem typu „Leporello”, marki *Opel*.

W ciągu ubiegłego półwiecza wielu innych fizyków zainteresowało się tą metodą lokomocji. Aby się o tym przekonać, wystarczy spróbować znaleźć wolne miejsce do zaparkowania samochodu na podwórzu Instytutu Fizyki na Hożej.

Goście zagraniczni

W listopadzie 1960 r. bawił w Polsce, na zaproszenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego, wybitny francuski specjalista z dziedziny spektroskopii — Paul Jacquinet, profesor Sorbony, kierownik laboratorium spektroskopii Narodowego Centrum Badań Naukowych w Bellevue pod Paryżem.

Prof. Jacquinet zwiedził zakłady optyki Uniwersytetu Warszawskiego, Jagiellońskiego i Toruńskiego, odbył z polskimi optykami liczne dyskusje i konsultacje oraz wygłosił następujące referaty na konwersatoriach w tych trzech ośrodkach: „Metody transformacji fourierowskiej w spektroskopii“, „Nowoczesne metody spektroskopii o najwyższych zdolnościach rozdzielczych“ oraz „Rozkład linii widmowych przez modulację wysokiej częstotliwości“.

Również w listopadzie przyjechali na tydzień do Warszawy, zaproszeni przez Instytut Badań Jądrowych dwaj fizycy czechosłowaccy, specjaliści w dziedzinie rentgenografii — prof. A. Kochanovská i dr V. Syneček. Prof. Kochanovská zajmuje się ostatnio anomalną absorpcją promieniowania X w monokryształach, a dr Syneček — niskokątowym rozpraszaniem promieniowania X.

Goście czescy zwiedzili Zakład I-B Instytutu Badań Jądrowych w Świerku, pracownie rentgenowskie i elektronograficzne Uniwersytetu Warszawskiego i Instytutu Fizyki PAN oraz wygłosili referaty na temat nowoczesnych metod rentgenowskich badania sieci krystalicznej.

K. S. Krishnan (1898—1961)

W nocy z 13 na 14 czerwca 1961 r. zmarł na atak serca wybitny fizyk indyjski Sir Kariamanikkam Srinivasa Krishnan, dyrektor Narodowego Laboratorium Fizycznego Indii.

Kirshnan urodził się 3 grudnia 1898 r.

w południowych Indiach. Studiował w *Christian College* w Madras, W latach 1923—1928 pracował pod kierunkiem Sir C. V. Ramana w Kalkucie nad rozpraszaniem światła w cieczach. Jak wiadomo, badania te doprowadziły w r. 1928 do odkrycia tak zwanego zjawiska Ramana.

Od r. 1929 do 1933 Krishnan był wykładowcą fizyki na Uniwersytecie w Dacca (profesorem fizyki był tam wówczas S. N. Bose). Opracował tam bardzo efektywną metodę dokładnego pomiaru słabych przenikliwości magnetycznych i anizotropii w małych kryształach. W r. 1933 Krishnan został mianowany profesorem fizyki w Indyjskim Stowarzyszeniu Krzewienia Wiedzy w Kalkucie, gdzie kontynuował swoje badania magnetycznych i optycznych właściwości kryształów. W latach 1942—1947 był profesorem i kierownikiem katedry fizyki uniwersytetu w Allahabad, gdzie prowadził prace nad klasycznym rozpraszaniem światła oraz rozpraszaniem powolnych elektronów na ciekłych metalach i stopach.

Gdy w r. 1947 Indie uzyskały niepodległość i postanowiono utworzyć Narodowe Laboratorium Fizyczne w Delhi, Krishnan został powołany na dyrektora. Mimo ogromnego obciążenia zajęciami organizacyjnymi nie porzucił czynnej pracy naukowej. Jego badania z ostatniego okresu dotyczyły głównie emisji termojonowej.

Krishnan był członkiem wielu stowarzyszeń naukowych zarówno indyjskich jak i zagranicznych. W r. 1946 został mu nadany tytuł rycerski. W latach 1951—1957 był wiceprezydentem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, w latach 1955—1958 wiceprzewodniczącym Międzynarodowej Rady Stowarzyszeń Naukowych, w r. 1955 przewodniczącym Naukowego Komitetu Doradczego UNESCO. Szereg Uniwersytetów nadało Krishnanowi doktoraty *honoris causa*.

Arthur Holly Compton

W marcu b.r. zmarł w Berkeley, w Kalifornii, na udar apoplektyczny w wieku lat 69 Arthur Holly Compton, jeden z najznakomitszych pionierów fizyki współczesnej.

Urodzony w r. 1892 w stanie Ohio, A. H. Compton należał do jednej z najbardziej zasłużonych rodzin w życiu intelektualnym Ameryki. (Wśród nich, Arthur Compton i jego bracia Wilson i zmarły przed kilku laty Karol, również też znakomity fizyk, uzyskali wspólnie 67 stopni naukowych, zajmowali w różnych czasach 12 katedr uniwersyteckich i byli prezydentami trzech kolegiów naukowych.) A. H. Compton od r. 1916 był docentem Uniwersytetu stanu Minnesota w Minneapolis, od r. 1920 profesorem Uniwersytetu Washingtona w Louis, w latach 1923—1945 profesorem University of Chicago i dyrektorem Laboratorium Fizycznego tego Uniwersytetu. W latach II Wojny Światowej A. H. Compton był dyrektorem Laboratorium Metalurgicznego Uniwersytetu Chicagowskiego, pod którego nazwą

ukryty był pierwszy w świecie ośrodek, w którym zbudowany był pierwszy reaktor jądrowy i w którym rozpoczęto pierwsze prace nad wytworzeniem bomby atomowej. W latach 1945—1953 A. H. Compton był kanclerzem Washington University w St. Louis. Odkrycie przez A. H. Comptona w r. 1922 słynnego „*efektu Comptona*“ potwierdziło w sposób najbardziej bezpośredni korpuskularną naturę promieniowania świetlnego. Za to wielkie odkrycie A. H. Compton uzyskał w r. 1927 nagrodę Nobla (wspólnie z fizykiem brytyjskim C. T. R. Wilsonem). Znakomity badacz promieni X, Compton odznaczał się także głęboką wiarą religijną wygłaszając systematycznie kazania w kościołach presbyteriańskich.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Prof. dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI

Skarbnik

Dr HALINA CHĘCIŃSKA

Członek Zarządu

Doc. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ
Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ
Szczecin — Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń — Doc. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
Warszawa — Prof. dr WITOLD ŁANIECKI
Wrocław — Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

TREŚĆ

G. Białkowski — Oddziaływania $\pi-\pi$	117
J. Massalski — Współczynnik nieelastyczności w zderzeniach jądrowych bardzo wysokiej energii	137
J. Szpilecki — Generator spinowy	155
Z. Polacki — Dozymetry termoluminescencyjne	165
H. Łożykowski, H. Męczyńska — Elektroluminescencja i jej zastosowanie.	177
A. Januszajtis — Współczesne modele atmosfery	207

RECENZJE

N. F. Mott — Podstawy mechaniki kwantowej (<i>J. Weysenhoff</i>)	225
J. Kalisz, M. Massalska, J. M. Massalski — Zbiór zadań z fizyki z rozwiązaniami (<i>J. Pietruszka</i>)	225

KRONIKA.	227
------------------	-----

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł. 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki“.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienie dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.