

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XIV

ZESZYT 5

1963

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), Lubomir Gabła (Kraków),
Andrzej Kisiel (Kraków)

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 XIV, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1963

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1784 + 136 egz.	Rękopis dostarczony 12. VI. 1963
Ark. wyd. 7,5 ark. druk. 6 ³ / ₄	Podpisano do druku 21. X. 1963
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70×100	Druk ukończono w październiku 1963
Zamówienie 434/63.	Cena zł 15.— F-8

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

S. D. Drell

CERN, Genewa

Teoria procesów wysokiej energii *

Wstęp

Najważniejszym uzyskanym w ubiegłym roku osiągnięciem, które przyczyniło się do rozwoju naszego rozumienia zjawisk wysokiej energii jest zaobserwowanie w CERNie zjawiska zwięzania się piku dyfrakcyjnego w elastycznym rozpraszaniu $p-p$ wraz ze wzrostem energii [1]. Niezależnie od tej obserwacji teoretycy uzyskali całą gamę trajektorii Regge, które zostały obecnie silnie przez tę obserwację potwierdzone. Większość prac przedstawionych w tej sekcji odnosi się do biegunów Regge i ich trajektorii¹. Dlatego musimy tutaj zacząć od ich przedyskutowania.

Bieguny Regge są uogólnionymi stanami związanymi i rezonansami zespolonego krętu. Są one ważne dlatego, że określają zachowanie się asymptotyczne macierzy S , a ponadto z istnienia ich wynika logarytmiczne zwięzanie się maksimum dyfrakcyjnego ze wzrostem energii, co właśnie zostało zaobserwowane. Argumenty teoretyczne za ich pojawieniem się, oparte na analogii z teorią potencjalną zostały podane po raz pierwszy przez Gribova [2], Chew, Frautschiego i Mandelstama [3], Blankenbeclera i Goldbergera [4]. Pojawienie się biegunów Regge w modelu opartym na teorii pola i uwzględniającym rozpraszanie dyfrakcyjne zaobserwowali Amati, Fubini, Stanghellini i współpracownicy [5]. Bieguny Regge zostały również znalezione przez Lee i Sawyera [6] w amplitudzie rozpraszania Bethe-Salpetera w przybliżeniu drabinkowym. Startując z reprezentacji Mandelstama z założeniem elastycznej unitarności, istnienie biegunów Regge wykazali Gribow [7], Domokos [8] i Mandelstam [9], jak również Eden [10] przy nieco odmiennych założeniach. W ten sposób podstawy teoretyczne biegunów Regge stały się nieco mocniejsze, równocześnie zaś wzrosło ich zastosowanie do tłumaczenia faktów eksperymentalnych. Ten ostatni problem był szeroko

* Wykład podsumowujący, ogłoszony w czasie 11 Międzynarodowej Konferencji Wysokich Energii (CERN 1962). Tłumaczenia dokonano za uprzejmą zgodą Autora.

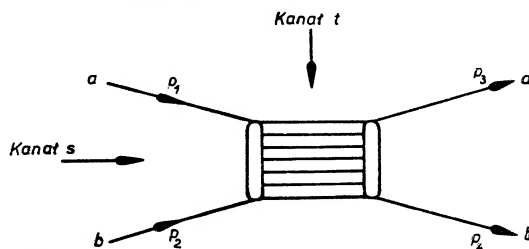
¹ Jakkolwiek w świetle ostatnich doświadczeń przeprowadzonych w Brookhaven i w CERNie zastosowanie teorii biegunów Regge do zjawisk wysokich energii stoi pod znakiem zapytania, to jednak odegrała ona tak znaczną rolę w ostatnich czasach, że Redakcja uznała za stosowne zaznaczyć z nią Czytelników (przyp. Red.).

studiowany przez Chew i Frautschiego [11], Frautschiego, Gell-Manna i Zachariasena [12], Gribowa i Pomeranczuka [13], Lovelace'a [14], Udgaonkara [15] i Domokosa [8].

Z powodu braku dowodu istnienia, jak również znajomości zachowania się biegunów Regge w pełnej relatywistycznej kwantowej teorii pola z uwzględnieniem produkcji cząstek, musimy opierać się na przypuszczeniach teoretycznych opartych na analogii z teorią rozpraszania potencjalnego, aby wprowadzić je do relatywistycznej teorii macierzy \mathcal{S} , za pomocą której analizujemy eksperymenty.

Poniższy referat ma dwa podstawowe cele: po pierwsze wyjaśnić, jakie są podstawy do wprowadzenia biegunów i po drugie wskazać decydujące eksperymenty, za pomocą których można by sprawdzić tę hipotezę.

Jeżeli główny przyczynek do amplitudy elastycznej przy wysokich energiach powyżej wszystkich rezonansów pochodzi z rozpraszania dyfrakcyjnego fali



Rys. 1.

cząstki padającej, stowarzyszonego z absorpcją do licznych silnie sprzężonych kanałów nieelastycznych, to będzie ona czysto urojona. Proces ten przedstawia rys. 1.

Korzystając z tego diagramu zdefiniujemy niezbędne wielkości kinematyczne. Rozpraszanie $a + b \rightarrow a + b$ zachodzi w kanale s . Mamy tam:

$$s \equiv (p_1 + p_2)^2 = (E_a^{\text{CM}} + E_b^{\text{CM}})^2 = m_a^2 + m_b^2 + 2m_b \omega_a^{\text{lab}}, \quad (1.1)$$

gdzie E_a^{CM} jest energią cząstki a w układzie środka mas dla reakcji s , a ω_a^{lab} jest energią cząstki padającej w układzie laboratoryjnym, w którym cząstka tarczy (b) spoczywa. Transfer pędu dla tej reakcji oznaczymy przez t . W obszarze fizycznym kanału s jest on ujemny:

$$t = (p_1 - p_3)^2 = -2p_{\text{CM}}^2(1 - \cos \theta_s) < 0. \quad (1.2)$$

Z powyższych wzorów wynika również:

$$\cos \theta_s = 1 + \frac{t}{2p_{\text{CM}}^2} = 1 + \frac{2t}{\frac{1}{s}(s - m_a^2 - m_b^2)^2 - \frac{4m_a^2 m_b^2}{s}}. \quad (1.2')$$

Podobnie dla reakcji skrzyżowanej $a + \bar{a} \rightarrow b + \bar{b}$, czyli reakcji zachodzącej w kanale $t, t > 0$ jest energią, $s < 0$ jest transferem pędu oraz

$$\cos \theta_t = \frac{s - m_a^2 - m_b^2 + t/2}{2\sqrt{t/4 - m_a^2}\sqrt{t/4 - m_b^2}} \quad (1.3)$$

jest cosinusem kąta rozpraszania w układzie środka mas reakcji t . Wreszcie mamy jeszcze skrzyżowany transfer pędu:

$$u = (p_z - p_z')^2 = 2m_a^2 + 2m_b^2 - t - s. \quad (1.4)$$

Naszym zerowym przybliżeniem jest więc:

$$A(s, t) = iA_i(s, t) \quad (1.5)$$

dla $s \gg m^2, t < 0$.

Na podstawie twierdzenia optycznego części urojonej amplitudy rozpraszania w przed, a zatem na podstawie (1.5) i różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne w przed, jest następująco związany z całkowitym przekrojem czynnym:

$$A_i(s, 0) = \frac{8\pi m_b}{s} \sigma_t(s)$$

$$\frac{d\sigma_{el}(s, 0)}{dt} = \frac{1}{16\pi} [\sigma_t(s)]_z. \quad (1.6)$$

Dla kątów rozpraszania różnych od zera możemy napisać:

$$\frac{d\sigma_{el}(s, t)}{dt} = \frac{1}{16\pi} [\sigma_t(s)]_z f(s, t)_z, \quad (1.7)$$

przy czym $f(s, 0) = i +$ (małe przybliżenie od części rzeczywistej). W dalszym ciągu skoncentrujemy się na badaniu formatora $f(s, t)$.

2. Doświadczalne uzasadnienie wprowadzenia biegunów Regge

Jżeli rozważamy klasycznie rozpraszanie na pochlaniającym dysku o promieniu R , wówczas całkowity przekrój czynny $\sigma_t(s)$ jest niezależny od energii, a funkcja $f(s, t)$ zależy tylko od t , tak że maksimum dyfrakcyjne ma stałą szerokość. Rezultat ten zawiera się również we wzorach (1.6) i (1.7), jeżeli przyjmie, że $A_i(s, t)$ zmierza do $sf(t)$, gdy $s \rightarrow \infty$. Gribov [2] wskazał po raz pierwszy na konformencję w Rochester w 1960 r., że takie zachowanie się $A_i(s, t)$ jest niezgodne z warunkami analityczności, jakie narzuca reprezentacja Mandelstama oraz z warunkiem unitarności. Jeszcze bardziej bezpośrednio sprzecznymś z tego rodzaju zachowaniem się $A_i(s, t)$ zostaje ustalone przez piękne doświadczenia nad rozpraszaniem $p-p$ przeprowadzone w OERNie w ciągu ostatniego roku. Pomiar wykazały, że całkowity przekrój czynny jest stały, $\sigma_t \approx 40$ mb w zakresie 10-28 GeV, natomiast maksimum dyfrakcyjne zwraca się

Podobnie dla reakcji skrzyżowanej $a + \bar{a} \rightarrow b + \bar{b}$, czyli reakcji zachodzącej w kanale t , $t > 0$ jest energią, $s < 0$ jest transferem pędu oraz

$$\cos \theta_t = - \frac{s - m_a^2 - m_b^2 + t/2}{2\sqrt{t/4 - m_a^2}\sqrt{t/4 - m_b^2}} \quad (1.3)$$

jest cosinusem kąta rozpraszania w układzie środka mas reakcji t .

Wreszcie mamy jeszcze skrzyżowany transfer pędu:

$$u = (p_2 - p_3)^2 = 2m_a^2 + 2m_b^2 - t - s. \quad (1.4)$$

Naszym zerowym przybliżeniem jest więc:

$$A(s, t) = iA_i(s, t) \quad (1.5)$$

dla $s \gg m^2$, $t < 0$.

Na podstawie twierdzenia optycznego część urojona amplitudy rozpraszania w przód, a zatem na podstawie (1.5) i różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne w przód, jest następująco związany z całkowitym przekrojem czynnym:

$$\begin{aligned} A_i(s, 0) &= \frac{s}{8\pi m_b} \sigma_t(s) \\ \frac{d\sigma_{el}(s, 0)}{dt} &= \frac{1}{16\pi} [\sigma_t(s)]^2. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Dla kątów rozpraszania różnych od zera możemy napisać:

$$\frac{d\sigma_{el}(s, t)}{dt} = \frac{1}{16\pi} [\sigma_t(s)]^2 |f(s, t)|^2, \quad (1.7)$$

przy czym $f(s, 0) = i +$ (małe przyczynki od części rzeczywistej).

W dalszym ciągu skoncentrujemy się na badaniu formfaktora $f(s, t)$.

2. Doświadczalne uzasadnienie wprowadzenia biegunów Regge

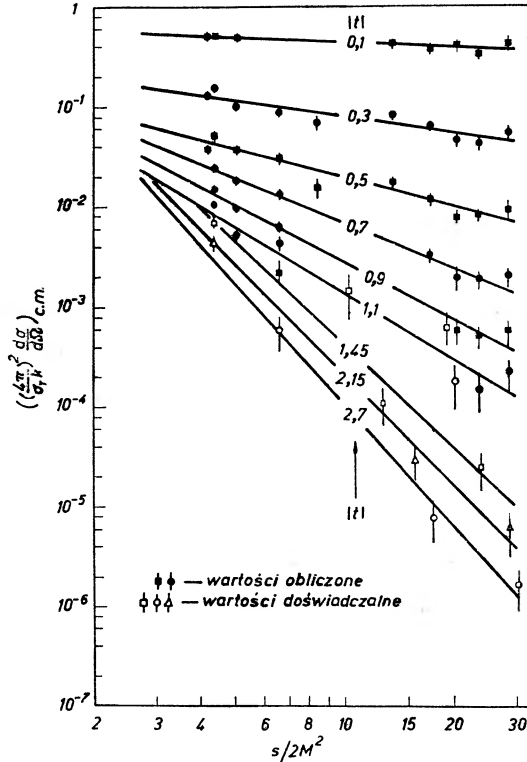
Jeżeli rozważamy klasycznie rozpraszanie na pochłaniającym dysku o promieniu R , wówczas całkowity przekrój czynny $\sigma_t(s)$ jest niezależny od energii, a funkcja $f(s, t)$ zależy tylko od t , tak że maksimum dyfrakcyjne ma stałą szerokość. Rezultat ten zawiera się również we wzorach (1.6) i (1.7), jeżeli przyjąć, że $A_i(s, t)$ zmierza do $sf(t)$, gdy $s \rightarrow \infty$. Gribow [2] wskazał po raz pierwszy na konferencji w Rochester w 1960 r., że takie zachowanie się $A_i(s, t)$ jest niezgodne z warunkami analityczności, jakie narzuca reprezentacja Mandelstama oraz z warunkiem unitarności. Jeszcze bardziej bezpośrednio sprzeczność z tego rodzaju zachowaniem się $A_i(s, t)$ została ustalona przez piękne doświadczenia nad rozpraszaniem $p-p$ przeprowadzone w CERNie w ciągu ostatniego roku. Pomiar wykazały, że całkowity przekrój czynny jest stały, $\sigma_t \approx 40$ mb w zakresie 10-28 GeV, natomiast maksimum dyfrakcyjne zwięza się

logarytmicznie ze wzrostem s , jak to stwierdził Cocconi i jak to widać na rys. 2. Rezultaty te można opisać wzorem:

$$\ln \left[\frac{16\pi}{[\sigma_t(s)]^2} \frac{d\sigma(s, t)}{dt} \right] = \gamma(t) + 2a(t) \ln s,$$

czyli

$$A_i(s, t) = \beta(t) s^{a(t)} = \beta(t) e^{a(t) \ln s}. \quad (2.1)$$



Rys. 2

Jeżeli we wzorze (2.1) postawimy $a(0) = 1$, wówczas otrzymujemy asymptotycznie dla wysokich energii stały przekrój czynny. Ponieważ maksimum dyfrakcyjne zwęża się logarytmicznie z energią, więc $da/dt > 0$ w obszarze fizycznym, gdzie $t < 0$. Ten ostatni fakt prowadzi dodatkowo do wniosku, że całkowity przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne zmniejsza się logarytmicznie z energią:

$$\sigma_{el} \propto \frac{1}{\ln s}.$$

Argumenty krytyczne Gribowa nie stosują się do powyżej przedstawionej formy zależności amplitudy rozpraszania od energii. Kształt ten jest również zgodny z kształtem amplitudy rozpraszania otrzymanym na podstawie hipo-

tezy, że w rozpraszaniu wysokoenergetycznym dominuje biegun Regge. Wzór (2.1) jest głównym punktem naszych rozważań. Przyjmijmy go jako założenie i będziemy badali, jakich argumentów za jego słusnością dostarcza nam teoria. Modelowo wzór ten odpowiada rozpraszaniu na szarym dysku, którego promień i przepuszczalność wzrastają logarytmicznie z energią [2].

Przedstawiając argumenty teoretyczne popierające wzór (2.1), wydaje się właściwym wspomnieć, że pierwsze propozycje teoretyczne wyprzedziły tym razem potwierdzenie doświadczalne tego wzoru.

3. Teoretyczne uzasadnienie wprowadzenia biegunów Regge

Wszystkie argumenty teoretyczne, przemawiające za powyżej omawianym typem zachowania się amplitudy rozpraszania dla wysokich energii, są niekompletne i jest kwestią gustu, który z nich przyjmie się za podstawowy. Piękna praca Regge [16], która dała początek wszystkim rozważaniom na ten temat, dotyczy nierelatywistycznego równania Schrödingera, ze statycznym potencjałem typu Yukawy. Droga od równania Schrödingera dla jednej cząstki w polu potencjalnym typu Yukawy do amplitud rozpraszania wysokich energii, dominowanych przez produkcję cząstek w licznych nieelastycznych kanałach, jest jednak bardzo daleka. Dlatego jest rzeczą niebezpieczną przenosić bezpośrednio własności analityczne z jednego przypadku do drugiego. Temu zagadnieniu poświęcono więc wiele trudu.

Główna myśl, która doprowadziła Regge do zaproponowania wzoru (2.1) przedstawia się następująco. Przez przejście do płaszczyzny zespolonego krętu skonstruował on przedłużenie analityczne rozkładu amplitudy rozpraszania na fale cząstkowe:

$$T(E, \cos \theta) = \sum_{l_0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) A(l, E) A(l, E) \propto \sin \delta_l(E) e^{i\delta_l(E)}. \quad (3.1)$$

Przedłużenie to jest słuszne dla $|\cos \theta| \gg 1$ i może ono być zapisane w postaci szeregu, którego wyrazy pochodzą od biegunów $A(l, E)$ — tj. od biegunów Regge pojawiających się w zespolonej płaszczyźnie krętu przy zmiennych zespolonych wartościach l , które będziemy oznaczyć $\alpha(E)$.

Jego praca i jej uogólnienie podane przez Mandelstama [17] wykazały, że te bieguny, których położenie zależy od energii jak również od siły potencjału interakcji są jedynymi osobliwościami w płaszczyźnie zmiennej l . To pozwala mu napisać, po zastosowaniu metody całkowania po konturze:

$$T(E, \cos \theta) = \sum_n \frac{\beta_n(E) P_{\alpha_n(E)}(-\cos \theta)}{\sin \pi \alpha_n(E)} \left\{ \frac{1 \pm e^{-i\pi \alpha_n(E)}}{2} \right\}. \quad (3.2)$$

Ostatni czynnik, zwany także czynnikiem sygnaturowym, jest dodany z tego powodu, że bieguny amplitud parzystych względnie nieparzystych w $\cos \theta$ przebiegają różne trajektorie, jeżeli uwzględnimy potencjał wymienny. Powyższa

forma pozostaje słuszna dla dużych (niefizycznych) wartości $|\cos \theta| \gg 1$ i to pozwala nam uzyskać asymptotyczną postać T , jeżeli skorzystamy z zależności:

$$P_a(x) \sim x^a \sim t^a \quad \text{dla} \quad x \gg 1. \quad (3.3)$$

Druga część tego wzoru wynika z wzoru (1.2). Mamy więc:

$$T(E, \cos \theta) \xrightarrow{|t| \rightarrow \infty} \frac{\beta_1(E) t^{\alpha_1(E)}}{\sin \pi \alpha_1(E)} \left\{ \frac{1 \pm e^{-i\pi \alpha_1(E)}}{2} \right\}, \quad (3.4)$$

gdzie $\alpha_1(E)$ jest biegunem pojawiającym się najdalej na prawo w płaszczyźnie zespolonej l , tzn. z największą wartością $\text{Re} \alpha(E)$.

Aby związać wzór (3.4), który stosuje się dla małych energii i dużych transferów pędu z wzorem (2.1), który stosuje się dla dużych energii i małych transferów pędu, musimy skorzystać z symetrii *crossing*. W relatywistycznej teorii pola symetria *crossing* wiąże oddziaływanie w kanale s z oddziaływaniem w kanale t . Okazuje się, że ta sama funkcja analityczna zmiennych (s, t) opisuje oba procesy. W teorii nierelatywistycznej nie ma symetrii *crossing*, która wiązałaby amplitudę przy dużym t z przekrojem czynnym dla wysokich energii, jeżeli jednak założymy, że wzór (3.4) jest słuszny w teorii relatywistycznej z symetrią *crossing*, wówczas otrzymamy rezultat, że człony typu:

$$\frac{\beta(t) s^{\alpha(t)} 1 \pm e^{-i\pi \alpha(t)}}{\sin \pi \alpha(t) 2} \quad (3.5)$$

dominują w amplitudzie rozpraszania w granicy dużych s i małych t .

Zobaczymy teraz co się dzieje, jeżeli α staje się całkowite dla pewnej energii, tak że T ma biegun. Aby zbadać tę możliwość wracamy do teorii Schrödingera i korzystamy z własności udowodnionych w teorii potencjalnej dla trajektorii zmiennego krętu $\alpha(E)$ jako funkcji E . To prowadzi do pięknego obrazu fizycznego, który może być użyty dla przystosowania wzoru (3.2) do teorii relatywistycznej. Mianowicie $\alpha(E)$ są rzeczywiste dla energii ujemnych poniżej progu² reakcji [16] i wzrastają z energią, gdy zbliżamy się do progu. Jeżeli sprzężenie jest dostatecznie silne, jedna z wartości α może przyjąć wartość zero dla energii $E = E_B < 0$, która odpowiada rzeczywistemu stanowi związanemu s . W pobliżu $E = E_B$ odpowiedni człon Regge w (3.2) daje:

$$\frac{\beta_1(E_B) P_0(-\cos \theta)}{\pi \alpha'(E_B) (E - E_B)}. \quad (3.6)$$

Na tej samej trajektorii mogą również leżeć inne stany związane, jeżeli tylko przecina ona $l = 1, 2, 3, \dots$. Wszystkie człony jednej rodziny mają tę samą ilość węzłów w funkcji radialnej. Jak zauważył Mandelstam trajektoria ta powinna się właściwie nazywać trajektorią Bohra. Powyżej progu reakcji α uzyskuje dodatnią część urojoną i jeżeli potencjał jest dostatecznie silny, to α wzrasta w dalszym ciągu. Jeżeli α przechodzi przez wartość całkowitą

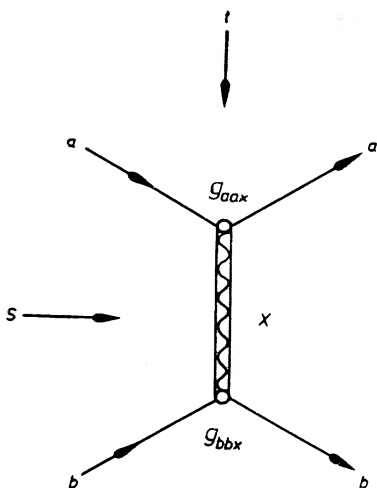
² Dokładniej, jeżeli $\text{Re} \alpha \geq -1/2$, to $\text{Im} \alpha = 0$ dla $E < 0$ [16].

$\alpha(E_R) = l$ i jeżeli równocześnie $\text{Im } \alpha(E_R) \gg 1$, wówczas mamy rezonans. Odpowiedni człon w równaniu (3.2) przyjmuje w tym przypadku znaną postać:

$$\frac{\beta(E_R) P_l(-\cos \theta) (-)^l}{\pi [\text{Re } \alpha'(E_R)] \left[E - E_R + i \frac{\text{Im } \alpha(E_R)}{\text{Re } \alpha'(E_R)} \right]} \quad (3.7)$$

Szerokość połówkowa jest dodatnia, jak powinno być w przypadku rezonansu, jeżeli a rośnie i jeżeli $\text{Im } \alpha > 0$. Weisskopf [18] podał prosty argument za tym, że $\text{Im } \alpha > 0$, zauważając że wypadkowy potencjał, przy uwzględnieniu członu odśrodkowego, ma kształt następujący (dla $l_{\text{im}} \ll 1$):

$$V_{\text{eff}}(r) = \frac{l(l+1)}{2mr^2} + V(r) = \frac{l_{\text{re}}(l_{\text{re}}+1)}{2mr^2} + V(r) + i \frac{l_{\text{im}}(2l_{\text{re}}+1)}{2mr^2}. \quad (3.8)$$



Rys. 3. „Cząstka“ o masie $m_x^2 = t_r - i \frac{\text{Im } \alpha(t_r)}{\text{Re } \alpha'(t_r)}$

Należy tu przypomnieć, że dodatni urojony potencjał jest źródłem produkcji cząstek w reakcji rozpraszania. Dlatego oczekujemy, że bieguny macierzy rozpraszania ułożą się w górnej półpłaszczyźnie $l_{\text{im}} > 0$, zgodnie z rezonansowym charakterem dla dodatnich energii. W reakcji skrzyżowanej w problemie relatywistycznym wzór (3.7) daje:

$$\frac{\beta(t_r) P_l(\cos \theta_t)}{\pi \text{Re } \alpha'(t_r) \left[t - t_r + i \frac{\text{Im } \alpha(t_r)}{\text{Re } \alpha'(t_r)} \right]} \quad (3.9)$$

Powyższy wzór przypomina przyczynę do grafu z teorii dyspersyjnej przedstawiony na rys. 3.

Mamy mianowicie sprzężenie:

$$g_{aax}(t) g_{bbx}(t) \underset{t \sim t_r}{\Rightarrow} \frac{\beta_x(t_r)}{\pi \operatorname{Re} a'_x(t_r)}$$

propagator:

$$\frac{1}{t - m_x^2} \underset{t \sim t_r}{\Rightarrow} (-)^l \frac{\pi \operatorname{Re} a'_x(t_r)}{\sin \pi a_x(t_r)}$$

kręt w kanale t :

$$P_l(\cos \theta_t) \Rightarrow (-)^l P_l(-\cos \theta_t).$$

Założenie, że dla zbadania macierzy S przy wysokich energiach wystarczy skonstruować przyczynki pochodzące od kilku dominujących biegunów Regge jest bardzo wygodne dla teoretyków, ponieważ większość problemów teoretycznych sprowadza się do tych kilku prostych diagramów z jedną linią wymieniającą. Jednakowoż zasadniczym sprawdzianem słuszności hipotezy o biegunach Regge jest nie podobieństwo tych przyczynków do znanych wyrażań, lecz właśnie różnice pomiędzy nimi.

Podczas gdy graf z teorii dyspersyjnej sugeruje dla dużych s , zgodnie z wzorem (1.3) człon postaci:

$$\frac{g_a(t) g_b(t)}{t - m_r^2} P_l(\cos \theta_t) \sim F(t) s^l,$$

jeżeli w kanale t wymieniający jest rezonans z krętem l , to hipoteza biegunów Regge przeszczepiona z równania Schrödingera sugeruje postać (3.5) kształtu $F(t) s^{a(t)}$, odpowiadającą zmiennemu krętowi, przy czym równość $a(t_r) = l$ zachodzi jedynie w punkcie, gdzie jest biegun. Analogicznie do l , które daje kręt cząstki wymieniającej w kanale t , trajektorie biegunów Regge dają bardzo ważny związek pomiędzy rozpraszaniem wysokoenergetycznym, a rezonansami niskoenergetycznymi w reakcji skrzyżowanej. Jeżeli wszystkie wymieniane cząstki w teorii pola potraktujemy jako bieguny Regge — tzn. jeżeli amplituda opisująca ich wymianę w kanale t przyjmuje zawsze tę samą postać $s^{a(t)}$, jaką znaleźliśmy dla stanów związanych i rezonansów w teorii Schrödingera, wówczas dochodzimy do całkiem innego zachowania się przekrojów czynnych przy wysokich energiach, co ma oczywiście duże znaczenie doświadczalne. Przy wymianie cząstek ze spinem większym od 1 stłumienie przyczynku od bieguna jest konieczne dla spełnienia warunku unitarności, co wykazali Froissart i Martin [19]. Jedną z możliwych dróg wprowadzenia do teorii cząstek ze spinem większym od 1 jest założenie, że dają one przyczynki typu Regge. Jest naturalne założyć w tej sytuacji, że nawet nieszkodliwe bieguny z $l = 0$ również leżą na trajektoriach Regge, analogicznie do rezonansów dynamicznych. Powyższe założenie zostało zrobione dla nukleonu przez Blankenbeclera i Goldbergera [4], a dla wszystkich cząstek silnie oddziaływujących przez Chew i Frautschiego [11]. Kwestia czy tego rodzaju zachowanie się może

być interpretowane jako dowód, że piony i nukleony nie są cząstkami elementarnymi, jest całkowicie odrębnym zagadnieniem, którym nie będziemy się tutaj zajmować. Ścisłe rozwiązanie teorii pola z elementarnymi cząstkami może wykazywać równie dobrze takie zachowanie dla $s \rightarrow \infty$.

4. Rozwinięcie teoretyczne

Zanim zaczniemy dyskutować nad doświadczalnymi konsekwencjami zachowania się wyrażen typu $s^{a(t)}$, chciałbym omówić najnowsze ważne przyczynki teoretyczne, które stawiają sobie za zadanie zmniejszenie odległości pomiędzy obszarem, gdzie Regge udowodnił istnienie biegunów, a obszarem gdzie chcielibyśmy je mieć.

a) Mandelstam [9] i Gribow [7] uzyskali pierwszy ścisły wynik odnośnie do przedłużenia analitycznego macierzy S na płaszczyznę zespolonego krętu, biorąc za punkt wyjścia reprezentację Mandelstama. W pracach przedstawionych na tej konferencji wykazali oni, niezależnie od siebie, że jedyne zależne od energii osobliwości przedłużonych analitycznie amplitud cząstkowych $f_l(s)$ są biegunami pierwszego rzędu. Powyższy wynik został uzyskany w przybliżeniu wykorzystującym tzw. unitarność elastyczną, tzn. przy uwzględnieniu jedynie dwucząstkowych stanów pośrednich. W innej pracy Eden [10] uzyskał ten sam rezultat zastępując założenie unitarnej elastyczności przez warunek nieznikania urojonej części trajektorii $l(s)$ w obszarze fizycznym. Żadna z powyższych prac nie wyklucza możliwości istnienia „starodawnych“ biegunów przy stałej, niezależnej od energii wartości momentu pędu. Ponadto Gribow i Pomeranczuk [13] udowodnili szereg własności przedłużonych analitycznie amplitud cząstkowych $f_l(s)$. Własności te są analogiczne do podobnych wyników w teorii potencjalnej. Rzucają one światło na zachowanie się trajektorii i własności residuów w biegunach [16].

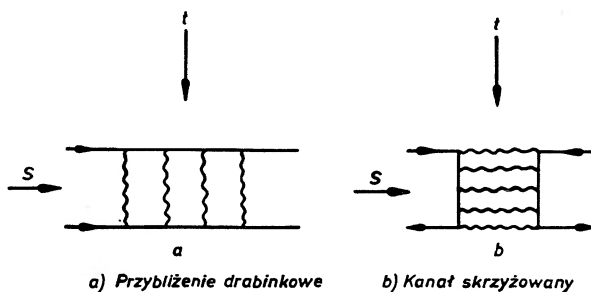
b) Inna praca, bliższa podejściu samego Regge, została wykonana przez Lee i Sawyera [6]. Wykazali oni, że amplituda rozpraszania Bethe-Salpetera w przybliżeniu drabinkowym posiada jedynie bieguny w płaszczyźnie zespolonego krętu ($\text{Re} l > -3/2$) i że zawsze mamy przynajmniej jeden biegun w tym obszarze. Teoria przybliżeń wskazuje, że bieguny te leżą na trajektoriach podobnych do tych, jakie zostały znalezione dla równania Schrödingera.

Powyższe wyniki stają się ważne dla rozpraszania przy wysokich energiach, jeżeli rozważymy, jak to już robiliśmy poprzednio, kanał skrzyżowany, tak że duży transfer pędu stanie się dużą energią, a ustalona energia będzie równocześnie przedłużona do ustalonego ujemnego transferu pędu. Amplituda Bethe-Salpetera w przybliżeniu drabinkowym nie spełnia relacji *crossing*, ale żeby zobaczyć, co takie przedłużenie oznacza fizycznie, mimo wszystko wprowadzimy go, tak jak to zrobiliśmy w przypadku równania Schrödingera. Popatrzmy więc na wszystkie grafy drabinkowe z boku, jak to jest pokazane na rys. 4.

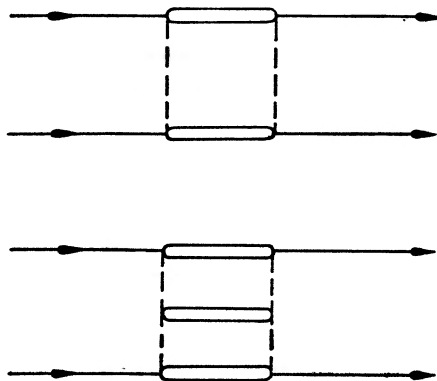
Dla amplitudy obliczonej przez zsumowanie wszystkich powyższych grafów z dowolną ilością szczebli w drabince, otrzymujemy przez zastosowanie identycznego chwytu jak w pracy Regge³ następujący wynik:

$$T(s, t) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} \beta(t) s^{\alpha(t)}.$$

Powyższe rozumowanie daje się zastosować, ponieważ jedynymi osobliwościami amplitud cząstkowych są bieguny. Wynik ten jest istotnym krokiem naprzód, ponieważ wskazuje on na pojawienie się zmiennego z energią maksimum dyfrakcyjnego o kształcie (2.1) w modelu, który zawiera poprzez relację



Rys. 4a. Przybliżenie drabinkowe Rys. 4b. Kanał skrzyżowany



Rys. 5

unitarności wielocząstkowe stany pośrednie takiego samego typu jak te, które odpowiadają za rozpraszanie dyfrakcyjne.

c) Takie multiperyferyjne grafy jak na rys. 4b są punktem wyjścia dla Amati et al. [5], którzy badali zachowanie się amplitud rozpraszania przy wysokich energiach w modelu opartym na teorii pola. W modelu tym rozpraszanie dyfrakcyjne oblicza się przez zsumowanie przyczynków od wszystkich grafów, w których wymieniane są dwa piony (rys. 5).

³ W tym przypadku zostało założone, a nie udowodnione jak w [16], że całka Watsona po konturze w nieskończoności może być zaniedbana.

Każdy szczebel w drabince na rys. 5 reprezentuje niskoenergetyczny układ rezonansowy $\pi-\pi$ (albo układ $\pi-N$ dla górnego i dolnego szczebla w rozpraszaniu $N-N$). Suma wszystkich grafów różniących się jedynie ilością szczebli przedstawia przybliżone rozwiązanie dla amplitudy elastycznej w przybliżeniu pasmowym do reprezentacji Mandelstama [20].

Aby zrozumieć własności tych grafów rozważmy część urojoną amplitudy rozpraszania w kanale s , rozpatrując rzeczywiste stany pośrednie. Jak widać z diagramów jest ona dana przez rozpraszanie dyfrakcyjne fali cząstki padającej z równoczesną towarzyszącą mu absorpcją do kanałów nieelastycznych, zawierających dowolną liczbę rezonansów. Badając jądra amplitud dla tych grafów Amati et al. wykazali, że największy przyczynek otrzymujemy wówczas, gdy energia na wejściu (\sqrt{s}) jest wielokrotnie większa od sumy energii niesionej przez szczeble drabinki. Liczba szczebli rządzona jest przez kinematykę, przy czym wzrasta ona z s . Tak więc każdy indywidualny szczebel niesie energię w obszarze rezonansowym rozproszenia $\pi-\pi$ (lub rozproszenia $\pi-N$, jeżeli jest to szczebel brzegowy). W ten sposób amplituda rozpraszania dla wysokiej energii może być wyrażona poprzez parametry opisujące rezonanse niskoenergetyczne. W granicy $s \rightarrow \infty$ równanie dla części urojonej amplitud redukuje się do równania Bethe-Salpetera i jego rozwiązanie wykazuje zachowanie się typu Regge $s^{\alpha(t)}$. Powyższy wynik jest zgodny z pracą Lee i Sawyera, jednakowoż tutaj jest on uzyskany bezpośrednio z modelu opartego na teorii pola bez używania przedłużeń analitycznych⁴. Model ten wykorzystują również autorowie do badania rozproszenia nieelastycznego, jednakowoż my ograniczymy się tutaj do dyskusji amplitudy elastycznej, dla której uzyskano następujące ważne wyniki:

$$1) \quad \left. \frac{d\alpha(t)}{dt} \right|_{t=0} > 0.$$

Powyższy wzór wskazuje, że maksimum dyfrakcyjne powinno się zwać z energią. Wynik ten jest konsekwencją faktu, że łańcuch drabinkowy wydłuża się z energią, co efektywnie daje wzrost zasięgu oddziaływania. Wartość $\alpha(0)$ musi być określona przez rozwiązanie równania na wartości własne. Rozwiązanie to pozwala ją wyrazić poprzez założone parametry rezonansów. Tak więc obserwowana wartość $\alpha(0)$ nie pojawia się w sposób naturalny, lecz musi być dodana jako dalszy warunek⁵.

⁴ Dokładniej mówiąc, w przybliżeniu wysoko energetycznym amplitudę dla grafu zawierającego n pęcherzyków zapisuje się w tym modelu poprzez amplitudę dla grafu zawierającego $n-1$ pęcherzyków wziętą poza poziomem masy, mnożoną przez propagatory Feynmana łączące ją z ostatnim pęcherzykiem, który reprezentuje część urojoną amplitudy elastycznej w obszarze rezonansowym. Przybliżenie, jakie się tu robi polega na tym, że nie modyfikuje się wartości tej elastycznej amplitudy, mimo iż wpadające mezony są poza poziomem masy. Ponadto wszystkie masy w jądrach podcałkowych zaniedbuje się w stosunku do energii s i asymptotyczne liniowe równanie całkowe otrzymane w ten sposób rozwiązuje się wykazując, że dopuszcza ono rozwiązanie w postaci $s^{\alpha(t)}\psi_\alpha(t)$.

⁵ Powyższe odnosi się również do ograniczenia $\alpha(0) \leq 1$, które zostało udowodnione w pracy [18]. Rozwiązanie przybliżone wykazuje, że $da(t)/dt > 0$ dla wszystkich fizycznych $t < 0$; wynik, który można uzyskać również bezpośrednio z unitarności, jak wykazał Martin [19].

2) Zastosowanie relacji dyspersyjnych, przy ustalonym t do skonstruowania części rzeczywistej amplitudy przy założeniu dla części urojonej kształtu $A_i(s, t) = \beta(t)s^{\alpha(t)}$, daje asymptotycznie:

$$A(s, t) = A_r(s, t) + iA_i(s, t) = -\frac{e^{-i\pi\alpha(t)} \pm 1}{\sin \pi\alpha(t)} \beta(t)s^{\alpha(t)}. \quad (4.1)$$

Wzór ten jest podobny do (3.5). Składnik ± 1 dla parzystej i nieparzystej sygnatury pochodzi z *crossingu* dwu pionów, tworzących boki drabinki na rys. 5, w stanach odpowiednio parzystych albo nieparzystych (spinu i spinu izotopowego).

3) Z obserwowanych niskoenergetycznych przesunięć fazowych w rozpraszaniu $\pi-N$ wynika, że $\alpha(0)$ dla czystego rozpraszania dyfrakcyjnego jest większe niż $\alpha_{\text{ex}}(0)$ dla rozpraszania elastycznego z wymianą ładunku. Dlatego drabinka nie przynosząca spinu izotopowego w kanale t na rys. 5 (odpowiadająca kanałowi próżniowemu Pomeranczuka) dominuje w granicy $s \rightarrow \infty$, zgodnie z doświadczeniem.

4) Dla $t < 0$, $\alpha(t)$ może znikać malejąc, począwszy od obserwowanej wartości $\alpha(0) = 1$. Zgodnie z (4.1) powstaje wówczas problem biegunu macierzy rozpraszania w obszarze fizycznym, tzn. groźba „ducha“.

Jak widać z pojawienia się tego „ducha“ amplituda rozpraszania w modelu Amati et al. nie jest unitarna w kanale s , aczkolwiek jest ona unitarna w pasie elastycznym $4\mu^2 \leq t \leq 16\mu^2$ kanału t . Obawa przed „duchem“ zmusza nas do zbadania, co się stanie gdy ten defekt zostanie usunięty. Unitarność w kanale s oznacza, że $A_i(s, t)$ część absorpcyjna amplitudy rozpraszania jest dana przez rozpraszanie dyfrakcyjne fali cząstki padającej wraz z towarzyszącą mu absorpcją do wszystkich otwartych kanałów. Jednakowoż, jak to już dyskutowaliśmy poprzednio, $A_i(s, t)$ w tym modelu jest obliczona przez wzięcie pod uwagę absorpcji jedynie do kanałów nieelastycznych. Cień rzucany przez rozpraszanie elastyczne na siebie jest zaniedbany. Jeżeli stanie się on istotny, przewidywania modelu nie będą dłużej prawdziwe. Amati et al. badali ten problem za pomocą pewnej procedury iteracyjnej, która jest przedstawiona na rys. 6. Rysunek 6a przedstawia amplitudę nieelastyczną, a rys. 6b przyczynek od jej cienia do części urojonej amplitudy $A_i(s, t)$. Cień przybliżonej amplitudy elastycznej (rys. 6b) na samą siebie obliczamy teraz jak na rys. 6c, aby określić, w jakim stopniu poprawia on cień pochodzący od wszystkich nieelastycznych kanałów na rys. 6a.

Jest to pierwsza przybliżona próba zapewnienia unitarności w kanale s , jednakowoż zasługuje ona na uwagę ze względu na wyniki, do których prowadzi. Z powyższej interpretacji wynika mianowicie cięcie w $\alpha(t)$, tzn. ciągła superpozycja biegunów, spowodowana rozdzieleniem się momentu pędu pomiędzy dwie drabinki na rys. 6c. Poprawiona w ten sposób część urojona amplitudy zmierza przy $s \rightarrow \infty$ do

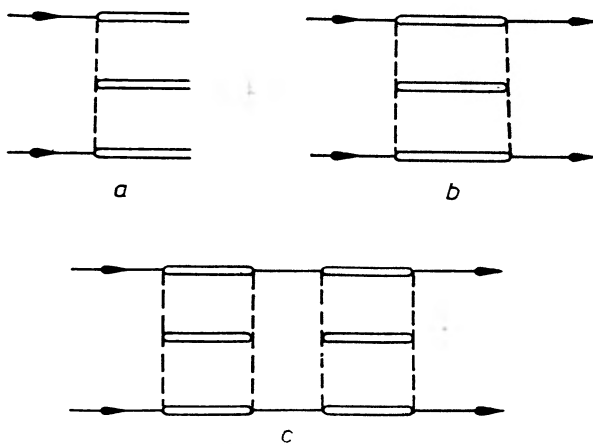
$$A_i(s, t) \sim f(t)s^{\alpha(t)} + \frac{g(t)}{\ln s} s^{\alpha_M(t)}, \quad (4.2)$$

gdzie $\alpha_M(t)$ jest najwyższym punktem rozgałęzienia dla cięcia, spełniającym nierówność:

$$\alpha_M(t) \geq \alpha(t) + \alpha(0) - 1, \quad (4.3)$$

przy czym równość zachodzi jedynie dla $t = 0$.

Jeżeli więc $\alpha(0) = 1$, jak wynika ze stałości przekrojów czynnych przy $s \rightarrow \infty$, to wówczas mamy $\alpha_M(0) = \alpha(0) = 1$ i zbliżanie się do granicy Pome-ranczuka będzie logarytmiczne i w związku z tym słabsze niż jakiegokolwiek prawo wykładnicze. Dla każdego skończonego t mamy natomiast $\alpha_M(t) > \alpha(t)$, co wskazuje na dominowanie cięcia nad biegunem. Aby zrozumieć ten wynik przypomnijmy, że w rozpraszaniu potencjalnym dla gładkiego potencjału



Rys. 6 a, b, c

(np. gaussowskiego) i silnego oddziaływania większe jest prawdopodobieństwo, że rozproszenie pod skończonym kątem θ odbędzie się w n krokach, przy czym każde oddziaływanie zmienia kierunek cząstki o kąt θ/n , niż że odbędzie się w jednym akcie o kąt θ .

W problemie, który tutaj rozpatrujemy, efektywny asymptotyczny potencjał ma w przybliżeniu kształt $s^{\alpha(t)}$, co jeżeli $\alpha(t) = 1 + at$ daje dla małych t $se^{(alns)t}$. Ponieważ w obszarze fizycznym $t < 0$, więc otrzymujemy w ten sposób transformatę Fouriera potencjału gaussowskiego, którego promień wzrasta jak $\ln^{1/2}s$, a natężenie wzrasta jak s . Zatem dla bardzo dużych s , podwójne rozproszenie, każde o kąt $\theta/2$ (czyli $t/2$) staje się bardziej istotne niż pojedyncze o kąt θ . Jak pokazał Low [21] drugi człon w (4.2) jest porównywalny z pierwszym dla

$$|t| \sim \frac{\ln(\ln s)}{\ln s}, \quad (4.4)$$

ponieważ asymptotycznie dla dużych s mamy $\alpha_M(t) \approx 2\alpha(t/4) - 1$. Zatem model Amati et al. winien się stosować dla t zawartych w infinitezymalnym obszarze pomiędzy 0 a granicą (4.4). Jeżeli t jest w tym obszarze, to nie zbliżamy się nigdy w pobliże „ducha“ i w związku z tym unikamy tej przykrej kwestii.

Jednakowoż powyższa dyskusja wysuwa równocześnie nieprzyjemną możliwość cięć w płaszczyźnie zespolonego krętu, odpowiadających drugiemu członowi w (4.2). Jeżeli występują takie cięcia, wówczas przybliżanie się do granicy asymptotycznej jest zgodnie z (4.2) logarytmiczne i dlatego wolniejsze niż jakiegokolwiek prawo wykładnicze dla różnych trajektorii biegunowych. Nie będę się tutaj zatrzymywał nad tą kwestią, ponieważ Amati et al. z pewnością nie twierdzą, że udowodnili istnienie takich cięć. Jednakowoż problem cięć jest decydującym punktem, który musi być rozwiązany, jeżeli mamy zachować nasz optymizm inspirowany przez bieguny Regge, związany z zasadą maksymalnej analityczności Chew i Frautschiego [11]. Problem ten musi zostać rozstrzygnięty, aby można się było zdecydować, co naprawdę jest wysoką energią i co możemy odczytać ze sposobu, w jaki przekroje czynne osiągają swoją granicę Pomeranczuka. W dalszym ciągu referatu nie będę zwracał uwagi na te cięcia, nie dlatego jednak, żebym miał jakiegokolwiek pogląd na to czy one są, czy ich nie ma, tylko dlatego, że większość tego, co chcę powiedzieć o bezpośrednim znaczeniu dla fizyków doświadczalnych, nie da się powiedzieć w innym przypadku. Trudno to uznać za przekonujący powód! Być może, jak przypuszczają niektórzy, przywrócenie unitarności w całym kanale s , na zewnątrz paska usunie te cięcia⁶.

Powtórzę tu jeszcze raz istotny punkt: jest ciągle kwestią otwartą, bez dowodu, czy powyższe cięcia pojawiają się czy nie w ściślejszej amplitudzie, spełniającej zarówno relację *crossing*, jak również unitarność i obejmującej ogólne efekty sprzężenia z kanałami nieelastycznymi.

W innym podejściu opartym na analogii z wynikami Regge w teorii potencjalnej Udgaonkar i Gell-Mann [22] sugerują, że cięcia pojawiają się jedynie wtedy, gdy cząstki występujące w rozpraszaniu mają masy, które powodują występowanie progów anomalnych jak, np. jądra atomowe. (Układ o masie M jest tego typu, jeżeli może on wirtualnie rozpadać się na dwie części o masach M_1 i M_2 , gdzie $M^2 > M_1^2 + M_2^2$). Takie układy mają funkcje falowe (rozumiane w sensie teorii dyspersyjnej), które rozciągają się w przestrzeni na dużym obszarze określonym przez ich energię wiązania proporcjonalną do $1/\sqrt{M_{CM} - M_1 - M_2}$, a nie przez długości fali Comptona $1/M_1$, $1/M_2$. Jeżeli przyjmujemy zasadę, że układ z bardzo anomalnym progiem może być opisany przez funkcję falową, która jest funkcją współrzędnych cząstek tworzących ten układ, wówczas powstaje ciągła linia biegunów Regge pochodząca od członu zaścieniowego, który reprezentuje efekt zasłonięcia jednym nukleonem pozostałych. Cięcie to występuje na osi rzeczywistej płaszczyzny zespolonego krętu wzdłuż przedziału, który pokrywa się ze znalezionym przez Amati et al.

⁶ Cięcia Amati et al. nie przeczą dowodom Gribowa [7] i Mandelstama [9], że w płaszczyźnie zespolonego krętu występują tylko bieguny, ponieważ cięcia te występują na skutek wyjścia w obszar poza pas elastyczny, a ten obszar nie jest uwzględniony w pracach Gribowa i Mandelstama, które korzystają jedynie z elastycznej unitarności w kanale t . Nie przeczą one również dowodowi Edena, ponieważ z faktu, że ich model nie spełnia dokładnie unitarności w kanale s wynika, że $l(s)$ może mieć rzeczywistą trajektorię w obszarze fizycznym $s > 4m^2$, co przeczy jednemu z założeń Edena.

Skok wzdłuż cięcia zależy od mas, natomiast położenie punktu rozgałęzienia w przeciwieństwie do położenia progu anomalnego w płaszczyźnie pędu jest ustalone.

Konieczność występowania tego cięcia została ustalona przez Gell-Manna i Udgaonkara na podstawie zasady faktoryzacji stałej sprężenia do biegunów Regge, udowodnionej przez Gell-Manna [23], Gribowa i Pomeranczuka [13] oraz przez Domokosa [8].

W zwykłych obliczeniach perturbacyjnych lub peryferyjnych przyczynki od bieguna mogą być sfaktoryzowane, tzn. zapisane w postaci iloczynu zależnych od pędu stałych sprężenia cząstki wymienianej z cząstkami, pomiędzy którymi jest ona wymieniana, jak to zaznaczono na rys. 3. Możliwość tej faktoryzacji wykazał Gell-Mann dla biegunów Regge w teorii potencjalnej. Dla przedłużonych analitycznie amplitud parcjalnych, spełniających elastyczną unitarność, zasada faktoryzacji została udowodniona przez Gribowa i Pomeranczuka oraz przez Domokosa. Ich dowód jest podobny do używanego w zwykłej rezonansowej teorii reakcji jądrowych, co podkreślił już Breit [24]. Załóżmy, że mamy jeden dominujący kanał, który wykazuje rezonans przy pewnej zespolonej energii niezależnie od reakcji, a jedynie w zależności od tego, jakie liczby kwantowe są wymieniane. Natężenie takiego rezonansu wyraża się poprzez iloczyn szerokości cząstkowych opisujących siłę sprężenia. Np. w reakcjach γ -neutron mamy wzór:

$$\frac{\Gamma_\gamma \Gamma_n}{E - E_R + \frac{1}{2} \Gamma_{\text{total}}}, \quad (4.5)$$

gdzie Γ_γ i Γ_n oznaczają cząstkowe szerokości odpowiednio dla fotonu γ i neutronu. Założenie, że tego rodzaju faktoryzacja pozostaje słuszna wzdłuż całej trajektorii w ogólnej teorii relatywistycznej implikuje wiele związków, które mogą być sprawdzone doświadczalnie. (Jakikolwiek model oparty na teorii pola, jak np. model Amati et al., w którym mamy jeden dominujący kanał oddziaływania, również prowadzi do zasady faktoryzacji). Stosując tę zasadę faktoryzacji do rozpraszania jądrowego, np. He na Pb, oczekujemy, że przy dużych energiach, gdzie główna trajektoria Regge dominuje nad innymi, przekrój czynny będzie miał postać:

$$\sigma_{\text{He,Pb}} \sim g_{\text{He}}^2 g_{\text{Pb}}^2 \sim \sqrt{\sigma_{\text{He,He}}} \sqrt{\sigma_{\text{Pb,Pb}}}. \quad (4.6)$$

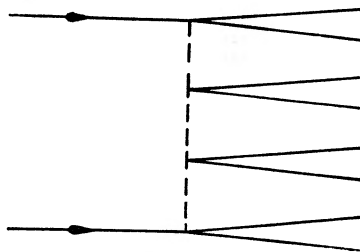
Jednak z drugiej strony z czysto geometrycznych rozważań i z aktualnych wyników dla wysokich energii wynika:

$$\sigma = \pi(R_{\text{He}}^2 + R_{\text{Pb}}^2). \quad (4.7)$$

Wynik ten przeczy zasadzie faktoryzacji. Jednym ze sposobów rozwiązania tej zagadki jest przyjęcie cięć w płaszczyźnie l , które powodują, że σ zmienia się bardzo powoli z energią (jak $1/\ln s$ przy $s \rightarrow \infty$). To oznacza, że dopiero przy najwyższych kosmicznych energiach rzędu wielu milionów GeV, gdy efek-

tywna powierzchnia nukleonu (która wzrasta logarytmicznie z energią, jak to już widzieliśmy), jest porównywalna z powierzchnią całego jądra, osiąga się obszar asymptotyczny, w którym przekrój czynny jest sfaktoryzowany. Bardzo grube oszacowanie [22] wskazuje na wzrost przekroju czynnego o ok. 10% ponad wartość przewidywaną przez wzór (4.7) dla rozpraszania protonów na węglu przy energii 10^8 GeV.

Inna próba wyjaśnienia różnicy pomiędzy (4.6) i (4.7) została podjęta przez Gribowa, Ioffe, Pomeranczuka i Rudika [25], którzy sugerują, że każdy pojedynczy kanał (np. $Pb + \bar{Pb} \rightarrow 2\pi$) jest silnie stłumiony i że reakcja zachodzi na skutek superpozycji wielu kanałów i trajektorii, których residua są porównywalne. Kanały te pochodzą z rozmaitych stanów wzbudzonych jąder, które przy tych energiach dają istotne przyczynki do przekroju czynnego. W ten sposób granica asymptotyczna jest osiągana przy znacznie wyższych energiach niż dla procesów z mezonami i protonami.



Rys. 7

Jest to oczywiście energia wielokrotnie wyższa od tej, o której chcemy tutaj mówić dyskutując zastosowanie teorii biegunów Regge do współczesnych wyników akceleratorowych. Zastanówmy się więc, co to znaczy „wysoka energia“. W modelu Amati et al. wysoka energia oznacza, że występująca tam drabinka ma wiele szczybli, tak aby wystąpiło dyskutowane przez nich zachowanie asymptotyczne. Ale wiele szczybli oznacza równocześnie dużą krotność w rozpraszaniu nieelastycznym, które jest w tym modelu obliczane przez przecięcie drabinki na dwie części, jak to jest pokazane na rys. 7. Ponieważ krotności obserwowane przy największych energiach, jakie są obecnie możliwe do uzyskania w akceleratorach, wynoszą 4-5 cząstek wtórnych [26], więc powyższy model zawiera jeden lub dwa szczyble ponad minimum, co nie jest oczywiście bliskie stanu asymptotycznego.

W języku naszej poprzedniej dyskusji opartej na analogii potencjalnej kwestia wysokiej energii przybiera nieco inną postać: jak wiele trajektorii poza najwyższą potęgą $s^{a(t)}$ musi być uwzględnione przy dzisiejszych energiach? Odpowiedź na to pytanie może w chwili obecnej przynieść tylko eksperyment.

Jako ostatni punkt porównywania wyników opartych na analogii potencjalnej z wynikami opartymi na modelach teoriopolowych omówimy pracę Gell-Manna [12], który zaatakował problem „ducha“, pojawiającego się dla

$t_g < 0$, jeżeli $\alpha(t_g) = 0$. Gell-Mann zaproponował następujące rozwiązanie tej trudności. Startując z równania Schrödingera, które Gell-Mann nazywa swoim „laboratorium teoretycznym“ i rozpatrując przykład z fizyki jądrowej, który jest analogiczny do badanego, pokazał w jaki sposób rodzina Regge może stracić najniższe człony. W przykładzie, który rozpatruje istniejącą trajektorię, której stała sprzężenia jest proporcjonalna do $\alpha(t)$, tak że w punkcie, w którym powinien wystąpić „duch” residuum wynosi zero⁷. Wynik ten jest bardzo przyjemny, ponieważ dane doświadczalne sugerują [1], że $\alpha(-1 \text{ GeV}^2) = 0$. Również z teoretycznego punktu widzenia byłoby korzystne, gdyby $\alpha(t = -\infty) < 0$, ponieważ wtedy można by uniknąć niedynamicznych stałych pochodzących z odjęć w relacjach dyspersyjnych. Jest zaś zupełnie jasne, że ten warunek implikuje znikanie $\alpha(t)$ przy pewnej wartości fizycznej t , jeżeli $\alpha(0) = 1$.

5. Zastosowania doświadczalne

Po tym przeglądzie obecnego stanu teoretycznego hipotezy biegunów Regge przejdziemy teraz do ich zastosowania w analizie całkowitych i różniczkowych przekrojów czynnych przy wysokich energiach. Omówimy tutaj prace Gribova i Pomeranczuka [13], Frautschiego, Gell-Manna i Zachariasena [12], Domokosa [8] i Udgaonkara [15]. Własności przekrojów czynnych, które podamy poniżej odnoszą się do przypadku, gdy w rozpraszaniu dominuje biegun Regge odpowiedzialny za czyste rozpraszanie dyfrakcyjne, tzn. jeżeli uwzględniamy jedynie kanał Pomeranczuka. Dla całkowitych przekrojów czynnych słuszne jest twierdzenie Pomeranczuka:

$$\begin{aligned}\sigma_{pp} &= \sigma_{\bar{p}p} \\ \sigma_{\pi^+p} &= \sigma_{\pi^-p} \\ \sigma_{K^+p} &= \sigma_{K^-p}.\end{aligned}\tag{5.1}$$

Podobnie słuszne jest drugie twierdzenie Pomeranczuka, które przyrównuje przekroje czynne dla reakcji w różnych kanałach izotopowych.

Uwzględniając zasadę faktoryzacji

$$\sigma_{ab}^2 = \sigma_{aa}\sigma_{bb}\tag{5.2}$$

widzimy, że np.

$$\begin{aligned}\sigma_{\pi\pi} &= \sigma_{\pi N}^2 / \sigma_{NN} \approx 15 \text{ mb} \\ \sigma_{KK} &= \sigma_{KN}^2 / \sigma_{NN} \approx 8 \text{ mb}.\end{aligned}\tag{5.4}$$

Analizując strukturę spinową amplitud rozpraszania dla rozpraszania $N-N$, $\pi-N$ i $K-N$ znaleziono następujące relacje [13]:

⁷ Jest to trajektoria, która daje nonsensowny kanał ${}^*(J-1)_J$ przy $J = 0$.

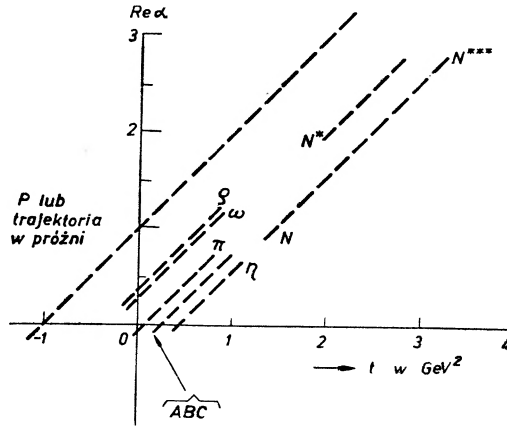
a) równanie (5.2) jest słuszne dla elastycznych przekrojów czynnych wyśredniowanych po spinach,

b) polaryzacja w rozpraszaniu mezonów na nukleonach znika przy $s \rightarrow \infty$; jak podkreślają Gribow i Pomeranczuk, eksperymenty polaryzacyjne mogą służyć do pomiaru interferencji pomiędzy trajektorią próżniową, a innymi najbliższymi biegunami,

c) podobnie nie ma żadnych korelacji spinowych pomiędzy cząstkami w rozpraszaniu $N-N$ i $N-\bar{N}$,

d) odwrócenie spinu dla spolaryzowanych cząstek padających albo spolaryzowanych cząstek targetu jest takie same dla różnych reakcji $\pi-N$, $K-N$, $N-N$, $\bar{K}-N$, $\bar{N}-N$.

Jeżeli włączymy do rozważań jeszcze inne kanały poza czystym rozpraszaniem dyfrakcyjnym, wówczas otrzymujemy wiele nowych związków, które



Rys. 8

wychodzą poza twierdzenie Pomeranczuka. W celu ułatwienia orientacji posłużymy się przy omawianiu tego zagadnienia wykresem Chew-Frautschiego [11], który wiąże zaobserwowane rezonanse niskoenergetyczne z rozpraszaniem w obszarze wysokich energii poprzez wykres w kształcie linii prostej dla wszystkich cząstek (rys. 8). Przedłużenie tych trajektorii do obszaru $t > 0$ jest całkowicie spekulatywne i różne od ich zachowania w przypadku gładkich potencjałów, kiedy zakrecają one gwałtownie, a następnie spadają z powrotem w dół [27]⁸. Trajektorja próżniowa nie ma oczywiście analogii w teorii potencjału i jest uwzględniona, aby przekrój czynny był stały przy $s \rightarrow \infty$. Jest to najwyższa trajektorja w obszarze fizycznym, wychodząca z punktu $\alpha(0) = 1$, który wysyca granicę Froissarta [19]. Nie ma obecnie żadnej podstawy teoretycznej dla $\alpha(0) = 1$, jak również nie ma żadnej stwierdzonej doświadczalnie cząstki na trajektorii próżniowej. Gdyby udało się uzyskać wytłumaczenie danych doświadczalnych z obszaru wysokiej energii przez mniejszą ilość trajektorii niż

⁸ Dla najwyższej trajektorii Gribow i Pomeranczuk [13] udowodnili, że nachylenie da/dt musi być dodatnie pomiędzy $t = 0$, a krzywą Landaua $t \approx 4\mu^2$.

liczba znanych rezonansów, byłoby to niewątpliwie dużym osiągnięciem tego

sposobu opisywania zjawiska.

Reguły dla uwzględnienia wszystkich tych trajektorii w amplitudzie rozpraszania zostały podane explicitie [12], [13] dla rozpraszania $\pi-N$ i $N-N$. Różnią się one od zwykłych reguł Feynmana jedynie tym, że kręt wymienniany w kanale t zależy od t oraz że propagatory zamieniamy przez czynnik trygono-

$$(5.5) \quad \gamma_{\alpha\alpha}(t) \gamma_{\beta\beta\alpha}(t) \left[\frac{1 \pm e^{-i\alpha\alpha(t)}}{1 \pm e^{-i\beta\beta\alpha(t)}} \right] P^{\alpha}(\cos \theta_i) \approx_{s|t| \gg 1} g_{\alpha\alpha} g_{\beta\beta\alpha} f(t) \left[\frac{2 \sin \pi\alpha x(t)}{1 \pm e^{-i\alpha\alpha(t)}} \right] \left(\frac{s_0}{s} \right)^{\alpha(t)} .$$

Przy tym $\gamma(t)$ dobiera się tak, żeby usunąć po prawej stronie pierwiastki kwadratowe pochodzące z rozwinięcia wielomianów Legendre'a (zob. wzór (1.3)). Czynnik wymiarowy s_0 jest najzwyklej dowolny. Współczynniki $g_{\alpha\alpha}(t)$ są rzeczywiste dla $t < 0$, i $f(t) > 0$ w pobliżu progu w kanale t [12]. Zgodnie z prozycją Gell-Manna usuwając „ducha” stała sprzeczna trajektorii prózowej zawiera czynnik $\alpha(t)$. Znak \pm zależy od sygnatury, tzn. od tego, czy spin rzeczywistej cząstki wymiennionej w kanale t jest parzysty czy nieparzysty. Biegum Pomeranczuka ma sygnaturę ujemną, ponieważ nie powinno być bieguna w amplitudzie rozpraszania przy $t = 0$. Jeżeli trajektoria ta wznosi się z nachyleniem $da/dt \sim 1/m^2 \sim 1/\text{GeV}^2$, które jest zgodne z wynikami rozpraszania $p-p$ w pobliżu $t = 0$ i z nachyleniem trajektorii nukleonu, to powinniśmy wystąpić rezonans o liczbach kwantowych $I = 0$, $J = 2$ i o masie w pobliżu 1 GeV. Możliwość ta była po raz pierwszy dyskutowana przez Lovelacea [14] z bar-dziej fenomenologicznego punktu widzenia, jednak jego analiza sugerowała niższą masę — około 400 MeV.

Przy założeniu, że $f(t > 0)$ pozostaje dodatnie, możemy skonstruować wiele relacji i nierówności pomiędzy przekrojami czynnymi. Dla całkowitych prze-krojów czynnych prawdopodobnie istotną rolę odgrywać będą trajektorie o liczbie barionowej zero, tzn. $p, \pi, ABC, \rho, \omega, \eta$. Ich przyczynki do całkowitego przekroju czynnego przedstawiają się następująco:

$$(5.6) \quad \begin{array}{rccccccc} \sigma_{pp} = \sigma(\infty) & - & \pi\epsilon_{\omega} g_{pp\omega}^2 & \left(\frac{s_0}{s} \right)^{\omega(0)-1} & - & \pi\epsilon_{\rho} g_{pp\rho}^2 & \left(\frac{s_0}{s} \right)^{\rho(0)-1} & + & \pi\epsilon_{ABC} g_{ppABC}^2 & \left(\frac{s_0}{s} \right)^{ABC(0)-1} \\ \sigma_{pp} = & \text{„} & \text{„} & \text{„} & \text{„} & \text{„} & \text{„} & + & \text{„} & \text{„} \\ \sigma_{pn} = & \text{„} & \text{„} & \text{„} & \text{„} & \text{„} & \text{„} & + & \text{„} & \text{„} \\ \sigma_{pn} = & \text{„} & \text{„} & \text{„} & \text{„} & \text{„} & \text{„} & + & \text{„} & \text{„} \end{array}$$

gdzie $\epsilon = \text{Re} \alpha(t)$. Stałe sprzeczna definiujemy przyjmując $s_0 = 2m^2$. Jest to wybór całkowiej dowolny. Pamiętaj π i η nie mają przyczynków do amplitud przy zerowym transferze pędu, więc nie występują one w (5.6). Znaki wystę-pujące w (5.6) tłumaczą się tym, że kanale dyfrakcyjne reprezentuje przycia-ganie, podczas gdy kanale wektorowe dla ρ i ω dają odpychanie pomiędzy cząstkami identycznymi i przyciąganie pomiędzy antycząstkami. Za pozostałe zmiana znaków odpowiedzialne są spiny izotopowe cząstek. Wzór (5.6) wskaza-

liczba znanych rezonansów, byłyoby to niewątpliwie dużym osiągnięciem tego sposobu opisywania zjawiska.

Reguły dla uwzględnienia wszystkich tych trajektorii w amplitudzie rozpraszania zostały podane explicite [12], [13] dla rozpraszania $\pi-N$ i $N-N$. Różnią się one od zwykłych reguł Feynmana jedynie tym, że kręt wymieniany w kanale t zależy od t oraz że propagatory zamieniamy przez czynnik trygonometryczny, jak to już omówiliśmy powyżej. To daje:

$$\gamma_{aax}(t)\gamma_{bbx}(t)\left[\frac{1 \pm e^{-i\pi\alpha_x(t)}}{2 \sin \pi\alpha_x(t)}\right] P_{ax}(\cos \theta_t) \approx_{s|t \gg 1} g_{aax}g_{bbx}f(t) \left[\frac{1 \pm e^{-i\pi\alpha_x(t)}}{2 \sin \pi\alpha_x(t)}\right] \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_x(t)}. \quad (5.5)$$

Przy tym $\gamma(t)$ dobiera się tak, żeby usunąć po prawej stronie pierwiastki kwadratowe pochodzące z rozwinięcia wielomianów Legendre'a (zob. wzór (1.3)). Czynniki wymiarowy s_0 jest najzupełniej dowolny. Współczynniki $g_{gf}(t)$ są rzeczywiste dla $t < 0$, i $f(t) > 0$ w pobliżu progu w kanale t [12]. Zgodnie z propozycją Gell-Manna usuwającą „ducha“ stała sprzężenia trajektorii próżniowej zawiera czynnik $\alpha(t)$. Znak \pm zależy od sygnatury, tzn. od tego, czy spin rzeczywistej cząstki wymienionej w kanale t jest parzysty czy nieparzysty. Biegun Pomeranczuka ma sygnaturę ujemną, ponieważ nie powinno być bieguny w amplitudzie rozpraszania przy $t = 0$. Jeżeli trajektoria ta wznosi się z nachyleniem $da/dt \sim 1/m^2 \sim 1/\text{GeV}^2$, które jest zgodne z wynikami rozpraszania $p-p$ w pobliżu $t = 0$ i z nachyleniem trajektorii nukleonu, to powinien wystąpić rezonans o liczbach kwantowych $I = 0$, $J = 2$ i o masie w pobliżu 1 GeV . Możliwość ta była po raz pierwszy dyskutowana przez Lovelace'a [14] z bardziej fenomenologicznego punktu widzenia, jednak jego analiza sugerowała niższą masę — około 400 MeV .

Przy założeniu, że $f(t < 0)$ pozostaje dodatnie, możemy skonstruować wiele relacji i nierówności pomiędzy przekrojami czynnymi. Dla całkowitych przekrojów czynnych prawdopodobnie istotną rolę odgrywają jedynie trajektorie o liczbie barionowej zero, tzn. p , π , ABC , ρ , ω , η . Ich przyczynki do całkowitego przekroju czynnego przedstawiają się następująco:

$$\begin{aligned} \sigma_{pp} &= \sigma(\infty) - \pi\varepsilon_\omega g_{p\rho\omega}^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_\omega(0)-1} - \pi\varepsilon_\rho g_{p\rho\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_\rho(0)-1} + \pi\varepsilon_{ABC} g_{pABC} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{ABC}(0)-1} \\ \sigma_{\bar{p}p} &= \text{„} + \text{„} + \text{„} + \text{„} + \text{„} \\ \sigma_{pn} &= \text{„} - \text{„} + \text{„} + \text{„} + \text{„} \\ \sigma_{\bar{p}n} &= \text{„} + \text{„} - \text{„} + \text{„} + \text{„} \end{aligned} \quad (5.6)$$

gdzie $\varepsilon = \text{Re } a'(t_r)$. Stałe sprzężenia definiujemy przyjmując $s_0 = 2m^2$. Jest to wybór całkowicie dowolny. Ponieważ π i η nie dają przyczynków do amplitud przy zerowym transferze pędu, więc nie występują one w (5.6). Znaki występujące w (5.6) tłumaczą się tym, że kanał dyfrakcyjny reprezentuje przyciąganie, podczas gdy kanał wektorowy dla ρ i ω daje odpychanie pomiędzy cząstkami identycznymi i przyciąganie pomiędzy antycząstkami. Za pozostałe zmiany znaków odpowiedzialne są spiny izotopowe cząstek. Wzór (5.6) wska-

zuje, że różnica pomiędzy rozpraszaniem $p-p$ i $\bar{p}-p$ pochodzi od trajektorii ω i ϱ :

$$\frac{1}{2}(\sigma_{\bar{p}p} - \sigma_{pp}) = \pi\varepsilon_{\omega} g_{pp\omega}^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\omega}(0)-1} + \pi\varepsilon_{\varrho} g_{pp\varrho}^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\varrho}(0)-1}. \quad (5.7)$$

Natomiast różnica $\sigma_{pp} - \sigma_{pn}$ pochodzi jedynie od ϱ :

$$\frac{1}{2}(\sigma_{np} - \sigma_{pp}) = \pi\varepsilon_{\varrho} g_{pp\varrho}^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\varrho}(0)-1}. \quad (5.8)$$

Ponieważ ta ostatnia różnica jest bardzo mała w porównaniu z pierwszą (mniejsza od 2 mb w porównaniu z około 20 mb w obszarze 10 GeV [1]) możemy więc zaniedbać trajektorię ϱ i próbować tłumaczyć różnice pomiędzy całkowitymi przekrojami czynnymi $p-p$ i $\bar{p}-p$ jedynie za pomocą trajektorii ω ⁹. Empirycznie¹⁰ dostajemy $\alpha_{\omega}(0) \sim 0,4$, co zgadza się doskonale z wykresem Chew-Frautschiego. Jeżeli teraz spróbujemy interpretować całkowite przekroje czynne $p-p$ i $\bar{p}-p$, uwzględniając jedynie trajektorię próżniową i trajektorię ω , wówczas spotykamy się z problemem: dlaczego całkowity przekrój czynny $p-p$ jest niezależny od energii (40 mb) w granicach od 10 do 28 GeV. Zgodnie z (5.6) powinniśmy bowiem oczekiwać, że przekroje czynne $\bar{p}-p$ i $p-p$ będą zbliżać się do swojej granicy Pomeranczuka symetrycznie, odpowiednio od góry i od dołu. Widać stąd, że potrzebna jest trzecia trajektoria, posiadająca część urojona przy $t=0$, która dokładnie zniesie urojony przyczynek, jaki daje trajektoria ω do amplitudy $p-p$, a doda się do przyczynku w amplitudzie $\bar{p}-p$. Żądane własności ma trajektoria z liczbami kwantowymi takimi jak trajektoria Pomeranczuka, której stała sprzężenia i wykładnik $\alpha_{P'}(0) = \alpha_{\omega}(0) = 0,4$ jest taki sam jak dla ω . Będziemy ją nazywali trajektorią P' . Jeżeli trajektoria ABC ma nachylenie takie, jakie wynika z wykresu Chew-Frautschiego to nie może ona być trajektorią P' , ponieważ wówczas $\alpha_{ABC}(0) < 0$ i jest ona najprawdopodobniej bez znaczenia, nawet jeżeli rzeczywiście istnieje. Dlatego, jeżeli nie chcemy zmienić trajektorii ABC w ten sposób, aby przecinała ona oś $t=0$ przy $\alpha(0) = 0,4$ ¹¹, musimy wprowadzić trzecią trajektorię próżniową. Jedynym powodem istnienia P' jest zniesienie części urojonej przyczynku pochodzącego od ω w rozpraszaniu $p-p$. Ponieważ ω i P' mają sygnatury przeciwnego znaku ($-$ dla ω i $+$ dla P'), ich części rzeczywiste dodają się w rozpraszaniu $p-p$. To prowadzi do około 10% wzrostu przekroju czynnego w przód w porównaniu z wartością wynikającą bezpośrednio z twierdzenia optycznego dla protonów o energii 20 GeV w układzie laboratoryjnym [1].

⁹ Trajektoria ϱ może być zupełnie usunięta, jeżeli utworzymy różnicę pomiędzy całkowitymi przekrojami czynnymi p i \bar{p} na deuteronach. Poprawka cieniowa Glaubera również znosi się w pierwszym przybliżeniu i otrzymujemy:

$$\frac{1}{4}(\sigma_{\bar{p}a} - \sigma_{pa}) = \pi\varepsilon_{\omega} g_{pp\omega}^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\omega}(0)-1}$$

¹⁰ Przy przygotowywaniu tego referatu, nie podejmowano poważnych prób w celu znalezienia najlepszych parametrów numerycznych.

¹¹ W tym przypadku, ponieważ trajektoria opada i nie przechodzi przez zero dla $t=t_r$, ABC nie będzie prawdziwym rezonansem.

Identyczna analiza i wnioski mogą być wyprowadzone dla całkowitych przekrojów czynnych $K^+ - p$ i $K^- - p$. Ich różnica, pochodząca od trajektorii ω , jest zgodna z wartością $\alpha_\omega(0) \sim 0,4$. Ponadto całkowity przekrój czynny $K^+ - p$ jest, podobnie jak dla $p - p$, stały ~ 18 mb powyżej 5 GeV [28], co wskazywałoby znów na kompensację ω i P' . Ta kompensacja wymaga, aby stosunek stałych sprzężenia trajektorii ω i P' do mezonów K był taki sam jak do nukleonów, co może być albo nie być przypadkowe.

Ponieważ ujemna parzystość G dla ω powoduje, że trajektoria ta nie występuje w rozpraszaniu $\pi - p$, więc należy oczekiwać, że całkowite przekroje czynne zarówno $\pi^+ - p$, jak i $\pi^- - p$ zmiierzają w podobny sposób do swojej granicy Pomeranczuka. Sposób ten jest uwarunkowany przez przyczynek od trajektorii P' . Ten fakt jest potwierdzony doświadczalnie [29]. Zmierzona zależność od energii jest znowu zgodna z $\alpha_{P'}(0) \sim 0,4$ dla trajektorii P' .

Pierwsza sugestia, że potrzebna jest jeszcze jedna trajektoria próżniowa z $\alpha(0) \sim 1/2$ pochodzi od Igi [30], który rozważał relacje dyspersyjne dla rozpraszania π -nukleon bez wymiany ładunku w przód. Założył on, że amplitudę można zapisać jako sumę dwu członów, z których jeden odpowiada biegunowi próżniowemu i daje granicę $s \rightarrow \infty$ całkowitego przekroju czynnego, a drugi maleje z s i spełnia związek dyspersyjny bez odjęć. Założenie to prowadzi do niezgodności pomiędzy obliczoną i zmierzoną długością rozpraszania. Ta niezgodność może być usunięta jednym z dwu następujących sposobów:

1) przez wprowadzenie do amplitudy rozpraszania w przód drugiego członu pochodzącego z odjęcia, który zmienia się jak $s^{\alpha(0)}$, gdzie $\alpha(0) \sim 0,5$ zgodnie z przewidywaną wartością dla P' lub

2) przyjmując cięcia w płaszczyźnie zespolonego krętu, jak to zrobili Amati et al.

Będzie interesujące sprawdzić prawo Igiego przez podstawienie parametrów dla P' , jakie wynikają z różnicy $\sigma_{\bar{p}-p}$ i σ_{p-p} .

Aczkolwiek przekroje czynne π , K i nukleonu zgadzają się wszystkie z powyższym obrazem, trudno się jednak cieszyć z jego skomplikowania przez dodatkowe trajektorie. Być może bardziej dokładna analiza uwzględniająca człony poprawkowe do asymptotycznego rozwinięcia funkcji Legendre'a zmieni nieco tę sytuację. Jeżeli P' istnieje, będzie ważne zbadanie czy trajektoria P' przechodzi przez zero i ewentualne zastosowanie w tym przypadku mechanizmu Gell-Manna niszczącego „duchy“. Z drugiej strony może to być jedynie dziwny skręt i tak bardzo tajemniczej trajektorii ABC .

Bardzo mało wiadomo o trajektorii ρ , prócz tego, że wydaje się ona być sprzężona o wiele słabiej niż ω , na co wskazuje mała różnica pomiędzy przekrojami czynnymi σ_{p-p} i σ_{p-n} [1], jak również różnica pomiędzy przekrojami czynnymi na procesy $\pi^- - p$ i $\pi^+ - p$. Ważne tutaj jest określenie znaku różnicy pomiędzy przekrojami czynnymi σ_{p-n} i σ_{p-p} w celu zbadania, czy jest ona dodatnia, jak wskazywałaby bezpośrednia intuicja i jak to jest w przypadku różnicy dla reakcji $\pi^- - p \rightarrow \pi^+ - p$ [31]. Wielkość tej różnicy jest również bardzo interesująca. Podczas gdy różnica $\sigma_{p-n} - \sigma_{p-p}$ otrzymuje przyczynek od wymiany

π , który jest jednak prawdopodobnie dużo mniejszy od przyczynku pochodzącego z wymiany ρ , ponieważ trajektoria π leży niżej, to różnica $\pi^+ - \pi^-$ pochodzi jedynie z trajektorii ρ , ponieważ zarówno ω , jak i π mają złą parzystość $G = -1$, a η jest skalarem izotopowym. Analiza [29] wykazała, że trajektoria ρ ma $a_\rho(0) \sim 0,3$. Chciałbym tutaj podkreślić, że dane doświadczalne, które podają prawie stałą różnicę $\Delta\sigma \approx 1,5$ mb od 10-20 GeV mogą równie dobrze sugerować niestosowalność twierdzenia Pomeranczuka, że $\Delta\sigma \rightarrow 0$ przy $s \rightarrow \infty$! W tym przypadku $a_\rho(0) = a_\rho(t_r) = 1$. Wspominam o tym, aby pokazać, jak mało wiemy w chwili obecnej o ρ . Faissner [32] pokazał ostatnio wstępne wyniki pomiarów elastycznego przekroju czynnego z wymianą ładunku $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ przy pędzie 4 GeV/c, które wykazują bardzo ostre maksimum, przy czym wszystkie przypadki odpowiadają transferowi pędu $\lesssim 150$ MeV/c. Scałkowany elastyczny przekrój czynny $\sigma = 110_{-80}^{+45}$ mb jest bliski wartości teoretycznej obliczonej na podstawie zmierzonej różnicy pomiędzy całkowitymi przekrojami czynnymi $\pi^- - \pi^+$, jeżeli założymy $a_\rho(0) \approx 0,4$ i $\text{Re} a'_\rho = 1/m^2$ z wykresu Chew i Frautschiego.

Z drugiej strony wstępne wyniki przedstawione przez Hahna [33] wskazują, że

$$\sigma_{pn \rightarrow np}^{(\text{elastyczny z wymianą ładunku})} \sim 100 \mu\text{b} \quad (5.9)$$

i że rozkład kątowy

$$\frac{d\sigma_{pn \rightarrow np}}{d\Omega} \quad (5.10)$$

jest w przybliżeniu izotropowy aż do $|t| \sim 2$ GeV², przy energii $E_{\text{lab}} = 25$ GeV. Ten przekrój czynny jest o rząd wielkości większy od przewidywanego z trajektorii ρ , jeżeli $\sigma_{np} - \sigma_{pp} \leq 1$ mb, a płaski rozkład kątowy przy tak dużych wartościach t jest całkowicie niezgodny z tym czego oczekujemy, jeżeli trajektoria π ma nachylenie $\sim 1/m^2$. Wyniki te są raczej dosyć podejrzanie podobne do tego, co przewiduje graf z wymianą elementarnego pionu przy uwzględnieniu formfaktora Ferrariego i Selleriego [34]. Mamy tutaj ewidentnie ważną lukę, która musi być wypełniona, jeżeli hipoteza biegunów Regge ma być sprawdzona poza trajektorią Pomeranczuka.

Dalsze regularności znaleziono w rozpraszaniu $\pi - N$, jednakowoż bezpośrednio zaobserwowanie zwięzania się piku dyfrakcyjnego jest sprawą przyszłości. Jones [35] przedstawił pomiary dyfrakcyjne w obszarze 3-5 GeV, które zgadzają się dokładnie z podobnym wykresem $d\sigma/dt$ zmierzonym w pracy Cork et al. [36] dla rozpraszania $p-p$ aż do transferów pędu rzędu 1 GeV. Oprócz oczywistej uwagi, że w dalszym ciągu najważniejszym będzie potwierdzenie zwięzania się piku dyfrakcyjnego, wynikają jeszcze z tego eksperymentu dwie obserwacje dotyczące: 1) natury sprzężenia bieguna próżniowego do pionu; 2) rozkładu kąowego w tył.

1) Sprzężenie próżni do nukleonu i do pionu wydaje się mieć ten sam formfaktor czyli tę samą zależność od t , jeżeli zgodzimy się zapisać wzór na

rozpraszanie dyfrakcyjne w postaci:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{NN} &= F_{NNP}(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2[\alpha_p(t)-1]} \\ \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\pi N} &= F_{\pi NP}(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2[\alpha_p(t)-1]}, \end{aligned} \quad (5.11)$$

która ma to samo s_0 dla wszystkich procesów przechodzących poprzez kanał próżniowy. Wybór $s_0 = 2m^2$ jest wyborem całkowicie dowolnym, który może być rekomendowany następująco: kładąc $s_0 = 2m^2$ widzimy, że eksperymenty przedstawione przez Taylora dają liniowy spadek $F_{NNP}(t)$ od 1 przy $t = 0$, do $\sim 0,2$ przy $t = -0,5 \text{ GeV}^2$. Z grubsza kształt tej funkcji może być wytłumaczony przez wprowadzenie trajektorii Gell-Manna z usuniętym „duchem“; pozostałe poprawki wynikają, jak wykazali Hadjioannou, Phillips i Rarita [37], z poprawnego uwzględnienia asymptotycznego zachowania się funkcji Legendre'a. Jednakowoż z czysto teoretycznego punktu widzenia s_0 jest całkowicie dowolnym parametrem. Dla dużych t przekrój czynny w dalszym ciągu spada do wartości dużo mniejszych, jednak ze względu na to, że $\alpha_p(t)$ staje się ujemne i osiąga $-1/2$ lub -1 , jest bardzo niebezpiecznie interpretować rozkłady kątowe przez jedną trajektorię. Mamy przecież trajektorię P' , która może skomplikować interpretację, a ponadto, jak wykazali Gribow i Pomeranczuk [13], zachowanie się typu $1/s$ jest dla amplitudy dolną granicą, tak że wszystkie inne trajektorie muszą się skupiać w pobliżu $\alpha = -1$ i mogą dominować nad trajektorią próżniową.

2) Gribow [7] oraz Frautschi, Gell-Mann i Zachariasen [12] proponowali zbadanie rozproszenia $\pi-N$ ku tyłowi w celu stwierdzenia, czy nukleon zachowuje się jak biegun Regge. Być może trzeba jednak większych energii niż obecnie dostępne, aby doświadczenia te dały rozstrzygające wyniki. Idea tego pomysłu polega na tym, aby zbadać, czy przekrój czynny dla rozpraszania pod dużym kątem przy ustalonym transferze pędu u jest niezależny od energii s , jak przewiduje peryferyjne potraktowanie nukleonu, czy też zmniejsza się on wraz ze wzrostem energii, jak przewiduje reggologia. Jednakowoż wyniki rozpraszania $\pi-p$ dla dużych t [35], jak również wstępne wskazówki z eksperymentów dla $p-p$ przy dużych t [38], wskazują, że zachowanie to może być zaburzone przy obecnych energiach przez ogon pochodzący z trajektorii Pomeranczuka. Konieczne są dalsze informacje odnośnie do tego punktu.

W odniesieniu do tak wysokich energii, że będzie można przy nich zbadać wymianę trajektorii fermionowej; poprzez pomiary rozpraszania $\pi-N$ w tył, Gribow [7] zauważył, że powinniśmy zaobserwować szybkie oscylacje w rozkładzie kątowym modulujące kształt maksimum dyfrakcyjnego podany przez czynnik Regge $s^{2[\alpha_f(u)-1]}$, który wzrasta, gdy u , mniejsze od zera w obszarze fizycznym dla dużych kątów rozpraszania wzrasta do $u = 0$ przy 180° . Wyższa interferencja zachodzi z tego powodu, że dwie trajektorie o przeciwnej parzystości $(-1)^{j \pm 1/2}$, możliwe dla danego j , muszą mieć dla $u < 0$ bieguny

zespolone sprzężone $a(u) = j' \pm ij''$. Powstające oscylacje mają bardzo dużą częstość $a(\ln s)\sqrt{-u}$ przy małych u . Powyższy wynik Gribova jest oparty na założeniu, że mamy jedną trajektorię dominującą i sytuacja może okazać się bardziej skomplikowana, jeżeli $\text{Re} a < 0$ przy małych u i dodatkowe trajektorie staną się ważne dla określenia zachowania asymptotycznego.

Jeżeli uwzględnimy trajektorie niosące *strangeness*, to można przedstawić dalsze przewidywania wynikające z hipotezy biegunów Regge. Jednym z przykładów, który podaje Gell-Mann [12] jest równość różniczkowych przekrojów czynnych dla:

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow K^0 + A^0 \\ \bar{K}^0 + p &\rightarrow \pi^+ + A^0, \end{aligned} \quad (5.12)$$

jeżeli mamy jedną dominującą trajektorię. Schemat (5.12) przedstawia uogólnienie twierdzenia Pomeranczuka.

Podsumujemy teraz obecny stan eksperymentalny trajektorii Regge, wyznaczony na podstawie hipotezy, że nie ma cięć:

1) Istnieją przesłanki za występowaniem trajektorii próżniowych z $a_p(0) = 1$ i $a_{p'}(0) = 0,4$.

2) Przewidziana jest również trajektoria ω z $a_\omega(0) = 0,4$ i takim samym sprzężeniem (lecz przeciwną sygnaturą) jak P' . Jeżeli ω zachowywałaby się jak cząstka elementarna, a nie jak biegun Regge, wówczas nie dałoby się wyjaśnić zmian całkowitych przekrojów czynnych ze wzrastającą energią. Ponadto prowadziłoby to do większych ogonów niż faktycznie są obserwowane w elastycznych różniczkowych przekrojach czynnych $p-p$, przy wysokich energiach i przy $t \lesssim -1 \text{ GeV}^2$, chyba że sprzężenie ω z nukleonem jest o rząd wielkości mniejsze niż wskazują grube oszacowania z niskoenergetycznych reakcji z udziałem ω .

3) ρ jest słabo sprzężone i nieznane.

4) Trajektorie fermionowe są nieznane.

5) Trajektoria pionowa pozostaje do zbadania. Wstępne wyniki z eksperymentu z rozpraszaniem z wymianą ładunku wykonane przez Hahna są zgodne z zachowaniem się pionu jako cząstki elementarnej. Z drugiej strony Cocconi przedstawił analizę Contogourisa, Frautschiego i Wonga, która faworyzuje traktowanie π jako bieguna Regge, w celu wyjaśnienia zmniejszania się wzbudzenia rezonansu (3.3) w zderzeniach nieelastycznych $N-N$ wraz ze wzrostem energii [39].

Ważny eksperyment z pionami jest teraz przeprowadzany w CERNie: badanie procesu $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + (n + ?)$ przy 17 GeV, przedstawiony przez Caldwell [40]¹². Porównując produkcję ρ^0 (i ogólnie $\pi^+ + \pi^-$) przy niskich i wy-

¹² Eksperyment ten jest również bardzo interesujący w związku z obliczeniami produkcji wtórnej wiązki, opartymi na mechanizmie wymiany jednopionowej, które dawały bardzo optymistyczne przewidywania (S. D. Drell, Phys. Rev. Letters, **5**, 278 (1960)). Przy tych zastosowaniach pozostajemy ciągle w obszarze kilku μ^2 od bieguna pionowego i dlatego zredukowanie przekroju czynnego przez czynnik Regge może być nieistotne, nawet jeżeli w rzeczywistości pion jest reprezentowany przez trajektorię Regge.

sokich energiach oraz bardzo małym transferze pędu w stosunku do linii nukleonowej, można w ten sposób sprawdzić przewidywania modelu peryferyjnego w stosunku do przewidywań wynikających z uwzględnienia czynnika Regge $(s/s_0)^{2\alpha_\tau(t)}$, gdzie $\alpha_\tau(t) < 0$, który zmniejsza przekrój czynny. Wstępne rezultaty pokazują, że dolna granica dla tego procesu wynosi 1/5 przewidywanej przez model peryferyjny.

Chciałbym na zakończenie tego referatu przeprosić wielu autorów, których interesujące prace zostały pominięte na skutek konieczności utrzymania się przynajmniej w przybliżeniu w granicach przyznanego mi czasu, oraz podziękować tym licznym, którzy pomogli mi zrozumieć swoje wyniki.

Tłumaczył Andrzej Białas

Literatura

- [1] A. N. Diddens, E. Lillenthun, G. Mannig, A. E. Taylor, T. G. Walker, A. M. Weatherell, *Proc. Int. Conf. High. Energy Phys.*, CERN 1962, str. 576. (W dalszym ciągu ten odnośnik będziemy oznaczali przez (I)).
- [2a] W. N. Gribow, *JETP*, **41**, 667, 1962 (1961).
- [2b] W. N. Gribow, *Tenth Annual International Conference at Rochester, 1960*, str. 340.
- [3a] G. Chew, S. Frautschi, S. Mandelstam, *Phys. Rev.*, **126**, 766 (1962).
- [3b] G. Chew, (I), str. 525.
- [3c] G. Chew, *Rev. Mod. Phys.*, **34**, 394 (1962).
- [4] R. Blankenbecler, M. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **126**, 766 (1962).
- [5a] D. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini, *Physics Letters*, **1**, 29 (1962).
- [5b] D. Amati, (I), str. 560.
- [6] B. Lee, R. Sawyer, *Phys. Rev.*, **126**, 2266 (1962).
- [7] W. N. Gribow, (I), str. 547.
- [8] G. Domokos, (I), str. 553.
- [9] S. Mandelstam, (I), str. 513.
- [10] R. Eden (w druku).
- [11] G. Chew, S. Frautschi, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 394 (1961); **8**, 41 (1962).
- [12a] S. Frautschi, M. Gell-Mann, F. Zachariasen, *Phys. Rev.*, **126**, 2204 (1962).
- [12b] M. Gell-Mann, (I), str. 533.
- [13a] W. N. Gribow, I. J. Pomeranczuk, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 142 (1962).
- [13b] I. J. Pomeranczuk, (I), str. 543.
- [14a] C. Lovelace, *Nuovo Cimento*, **25**, 730 (1962); **26**, 415 (1962).
- [14b] P. T. Matthews, *Proc. Phys. Soc.*, **80**, 1 (1962).
- [14c] S. Drell, *Aix-en-Provence Conf. 1961, Proc. v. 2*, str. 125.
- [15] B. M. Udgaonkar, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 142 (1962).
- [16a] T. Regge, *Nuovo Cimento*, **14**, 951 (1959); **18**, 947 (1960).
- [16b] T. Regge, (I), str. 503.
- [16c] A. Bottino, A. M. Longoni, T. Regge, *Nuovo Cimento*, **23**, 954 (1962).
- [17] S. Mandelstam, *Ann. Phys.*, **19**, 254 (1962).
- [18] Informacja prywatna.
- [19a] M. Froissart, *Phys. Rev.*, **123**, 1053 (1961).
- [19b] A. Martin, (I), str. 566.
- [20] D. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini, M. Tonin, *Nuovo Cimento*, **22**, 569 (1962).
- [21] F. Low (informacja prywatna).

- [22] B. M. Udgaonkar, M. Gell-Mann, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 346 (1962).
- [23] M. Gell-Mann, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 263 (1962).
- [24] G. Breit (nieopublikowane).
- [25] W. N. Gribow, B. L. Joffe, I. J. Pomeranczuk, A. P. Rudik (w druku).
- [26] B. Peters, (I), str. 623.
- [27a] C. Lovelace, D. Masson, (I), str. 510.
- [27b] G. Chew, komentarz o pracy P. Burke, (I), str. 525.
- [28] Ch. Peyrou, *Report on the Aix-en-Provence Conference (sierpień 1961)*, v. 2, str. 103
- [29] G. von Dardel, D. Dekkers, R. Mermod, M. Vivargent, G. Weber, K. Winter, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 173 (1962).
- [30] K. Igi (preprint Berkeley).
- [31] A. E. Taylor (informacja prywatna).
- [32a] H. Faissner (informacja prywatna).
- [32b] A. Lagarrigue, (I), str. 586.
- [32c] H. Faissner, F. Ferrero, H. Gerber, E. Heer, Th. Novey, M. Reinharz (nieopublikowane).
- [33] F. Steinrisser, B. Hahn, D. Lindt, (I), str. 573.
- [34] E. Ferrari, F. Selleri, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 387 (1961).
- [35] L. Jones, Kwan W. Lai, M. L. Perl, S. Ting, V. Cook, B. Cork i W. Holley (I) str. 591.
- [36] B. Cork, W. Wentzel, G. Causey, *Phys. Rev.*, **107**, 859 (1957).
- [37] F. Hadjioannou, R. Phillips, W. Rarita (w druku).
- [38] Y. Goldschmidt-Clermont, M. Guinea, T. Hofmohl, R. Lewisch, D. R. O. Morrison, M. Schneeberger, S. de Unamuno, (I), str. 84.
- [39] A. Contogouris, S. Frautschi, How-sen Wong, *Phys. Rev.*, **129**, 974 (1963).
- [40] D. O. Caldwell, E. Bleuler, B. Elsner, L. W. Jones, B. Zacharow, (I), str. 610.

Andrzej Deloff

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Dynamiczna teoria macierzy S i bieguny Regge

§ 1. Wstęp

Postęp dokonany w ciągu ostatnich paru lat w teorii silnych oddziaływań skłania niektórych fizyków do optymistycznych przypuszczeń, że dynamiczna teoria macierzy S bliska jest już realizacji [1]. Jak wiadomo, program taki postawiony w 1943 roku przez Heisenberga [2] miał za zadanie usunięcie trudności związanych z rozbieżnościami pojawiającymi się w elektrodynamice kwantowej. Jakkolwiek sam Heisenberg zdawał sobie doskonale sprawę z roli, jaką odgrywają osobliwości macierzy S leżące w obszarach niefizycznych, to jednakże nie było wtedy żadnej efektywnej metody przedłużania analitycznego do obszarów niefizycznych. Nieskończoności w elektrodynamice kwantowej zostały w parę lat potem usunięte na zupełnie innej drodze, a teoria macierzy S , nie doceniona w pełni przez fizyków, nie doczekała się wtedy dalszego rozwinięcia. Sam Heisenberg zarzucił również badania nad macierzą S i zajął się intensywnie teorią jednego pola [3], przy pomocy którego można by opisać wszystkie istniejące cząstki elementarne. Warto może nadmienić, że teoria taka w gruncie rzeczy stawia przed sobą taki sam cel, jak teoria macierzy S . Programem tej teorii jest również otrzymanie mas i oddziaływań wszystkich cząstek, przy czym ma się do dyspozycji tylko jedną stałą o wymiarze długości. W przypadku jednak silnych oddziaływań ani ta teoria, ani zwykła, konwencjonalna teoria pola, w której każdej cząstce odpowiada określone pole, nie zanotowały na swym koncie żadnych poważniejszych sukcesów. Być może jedynym wyjątkiem jest tu model statyczny nukleonu rozwinięty przez Chew i Lowa. Na podstawie tego modelu, jak i z prac innych autorów, wynika bardzo ważny wniosek, że niefizyczne osobliwości (bieguny) macierzy S mogą być uważane za „siły“, zaś residua tych biegunów określają „wielkości“ odpowiednich sił. Model statyczny nie jest relatywistycznie niezmienniczy i, rzecz prosta, nie można było z niego otrzymać wszystkich sił.

Relatywistycznie niezmiennicza teoria — przy czym była to już dynamiczna teoria macierzy S — rozwinięta została przez Goldbergera [4]. Goldberger, a następnie szereg innych autorów zastosowali w teorii pola związki dyspersyjne znane zresztą już dawno przedtem w optyce. Dzisiaj związki takie na-

zywamy związkami dyspersyjnymi dla stałego transferu pędu. Amplituda rozproszenia była tam funkcją analityczną jednej zmiennej — energii. Analityczność amplitudy wiązano z mikroprzyczynowością zjawisk i starano się związki te wyprowadzić z teorii pola. Prace te rzuciły nowe światło na rolę obszarów niefizycznych, lecz szybko przekonano się, że podejście takie nie może być zadowalające nawet dla elastycznych rozproszeń, albowiem dla pełnego wyznaczenia macierzy S należy uwzględnić również osobliwości w transferze pędu.

Dalszy postęp w tej dziedzinie stanowi zasługę Mandelstama [5], który w 1958 roku zaproponował podwójne związki dyspersyjne¹. Amplituda rozpraszania zależy w tym podejściu od dwu zmiennych, za które można brać całkowitą energię i transfer (przekaz) pędu. Teoria macierzy S opiera się tu na fundamentalnym założeniu, że ta sama funkcja analityczna opisuje trzy, w ogólności różne reakcje, które otrzymuje się przez dowolne przedstawianie cząstek ze stanu początkowego do końcowego. Dzięki temu obszar niefizyczny jednej reakcji może być obszarem fizycznym innej reakcji, a niefizyczne osobliwości jednej reakcji mogą być fizycznymi osobliwościami innej reakcji. Związki pomiędzy poszczególnymi reakcjami wynikają z warunku unitarności macierzy S i tu tkwi nowy, podstawowy postulat teorii, że osobliwości mogą być tylko tam, gdzie tego wymaga warunek unitarności [6]. Zapostulowanie pewnej, z góry określonej, osobliwości zmusza do wprowadzenia coraz dalszych osobliwości, gdyż w przeciwnym wypadku natychmiast popadniemy w kolizję z warunkiem unitarności. Warunek unitarności umożliwia zatem podanie położeń osobliwości. Nie wystarcza to jednak jeszcze do pełnego wyznaczenia macierzy S . Jak wiadomo, funkcję analityczną znikającą w nieskończoności możemy wyznaczyć dopiero wtedy, gdy znamy nie tylko położenie biegunów (lub cięć), ale również residua tych biegunów (lub skoki na cięciach), które charakteryzują nam „wielkość oddziaływań“ (w teorii pola odpowiada to wartości stałej sprzężenia). Chew i jego współpracownicy [6] uważają, że silne oddziaływania „wysycają“ warunek unitarności, czyli residua i skoki na cięciach przyjmują wartości tak wielkie, na ile pozwala warunek unitarności. Jeżeli macierz S znika w nieskończoności, to w związkach dyspersyjnych nie potrzeba odjęć², a zatem można przypuszczać, że w teorii nie będzie żadnych stałych, poza jedną stałą (masą) określającą położenie dowolnej, wyjściowej osobliwości. Związki dyspersyjne uzupełnione warunkiem unitarności stanowią kompletną teorię, z której wynikać już mają wszystkie dalsze masy cząstek oraz ich wzajemne oddziaływania. Jedyna wprowadzona tu stała służy tylko do przeskalowania wszystkich dalszych mas wynikających z teorii.

Tak sformułowana teoria posiada jednak jeszcze kilka słabych punktów. Po pierwsze, skąd wiadomo, że macierz S istotnie znika w nieskończoności? Po drugie, teoria nic nie mówi, które cząstki są „elementarne“, a które mamy uważać za złożone — za stany związane lub rezonanse. Punkt trzeci wreszcie,

¹ O związkach dyspersyjnych pisał w „Postęпах Fizyki“ G. Białkowski („Postępy Fizyki“, 13, 117 (1962)). Pełniejszy przegląd tej teorii znaleźć można w książce Chewa [6].

to prawa symetrii macierzy S , której wymiary określone są przez prawa zachowania (spin izotopowy, *strangeness*, parzystość G , itd.), zawsze zadawane są z góry i nie wynikają z tak postawionej teorii macierzy S .

Wolno obecnie przypuszczać, że przynajmniej częściowej odpowiedzi na te pytania dostarcza teoria biegunów Regge, która jest w stanie wyjaśnić kwestię zachowania się macierzy S w nieskończoności oraz wszystkie cząstki ustawia pod względem dynamicznym na jednym poziomie. Teorii tej pragniemy poświęcić resztę niniejszego artykułu.

§ 2. Rozpraszanie potencjalne

Teoria biegunów Regge² stanowi ekstrapolację wniosków wynikających z teorii rozpraszania potencjalnego. Jakkolwiek mechanika kwantowa nie może być teorią cząstek elementarnych, to jednak, jak dotąd, jest ona niestety jedyną teorią, w której większość problemów z silnym oddziaływaniem może być rozwiązana do końca, bez uciekania się do rachunku perturbacyjnego. Dokładne poznanie teorii rozpraszania potencjalnego daje intuicyjne wskazówki dla sformułowania relatywistycznej teorii macierzy S i pozwala na wysunięcie daleko idących hipotez. Jeżeli chodzi natomiast o wartość praktyczną teorii rozpraszania potencjalnego, to nie jest ona szczególnie duża, pomimo że model potencjalny poprawnie opisuje rozpraszanie cząstek przy niskich energiach. W charakterze przykładu można by tu podać rozpraszanie nukleonu na nukleonie, gdzie przez dobranie odpowiednich potencjałów zawierających siły tensorowe i sprzężenie spin-orbita uzyskuje się dobrą zgodność z doświadczeniem.

Rzecz oczywista, pełna relatywistyczna teoria silnych oddziaływań musi zawierać w sobie, jako szczególny przypadek, teorię rozpraszania potencjalnego. Podwójne związki dyspersyjne Mandelstama pretendują właśnie do takiej teorii i w związku z tym zaraz po ich sformułowaniu powstało pytanie, czy można napisać reprezentację Mandelstama, która byłaby równoważna mechanice kwantowej z odpowiednio dobranym potencjałem. Odpowiedź była pozytywna [8] i okazało się, że dla dość szerokiej klasy potencjałów (ciągła superpozycja potencjałów Yukawy) można napisać reprezentację Mandelstama³, a zatem mechanikę kwantową można dziś uważać za szczególny przypadek teorii dyspersyjnej. W związku z tym warto zwrócić uwagę na pewną trudność, której pokonanie przyniosło wielki postęp teorii. Jak wiadomo, teoria rozpraszania potencjalnego opiera się na rozwinięciu na fale parcjalne. Jeżeli potencjał jest centralny (co w dalszym ciągu również stale będziemy zakładać), to funkcję falową Ψ spełniającą równanie Schrödingera możemy zapisać w postaci

² Czytelnika, który pragnie bliżej zapoznać się z teorią rozpraszania potencjalnego odsyłamy do artykułu przeglądowego Regge [7]. Tam też znaleźć można bardziej wyczerpujący wykaz literatury.

³ Bardziej ogólne przypadki przedyskutowano w [9] i tamże znaleźć można pełny wykaz referencji do prac wcześniejszych.

$r^{-1}\Phi(r)Y_{lm}(\theta, \varphi)$, gdzie $\Phi(r)$ jest rozwiązaniem równania

$$\Phi''(r) + k^2\Phi(r) - \frac{l(l+1)}{r^2}\Phi(r) - V(r)\Phi(r) = 0. \quad (1)$$

Zarówno tu, jak i w dalszym ciągu kładziemy $\hbar = c = 1$ oraz $2m = 1$; w takim układzie jednostek energia $E = k^2$.

Dla dużych r funkcja Φ ma postać:

$$\Phi(r) \sim \sin\left(kr - \frac{\pi l}{2} + \delta_l(k)\right), \quad (2)$$

gdzie $\delta_l(k)$ jest przesunięciem fazowym. Amplituda rozproszenia $f(k, \theta)$ wyraża się przez $\delta(k)$ znanym wzorem

$$f(k, \theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (e^{2i\delta_l(k)} - 1)(2l+1)P_l(\cos \theta). \quad (3)$$

Kąt θ jest tu kątem rozpraszania, a zatem oczywiście $|\cos \theta| \leq 1$. Z drugiej strony jednak, teoria Mandelstama opiera się na założeniu, że jedna amplituda rozproszenia opisuje trzy różne reakcje, pod warunkiem, iż zmienne przebiegają będą odpowiednie (różne) zakresy zmienności.

Teorię relatywistyczną omówimy w następnym paragrafie, na razie zaś, nie wdając się w szczegóły, możemy powiedzieć krótko, że jeżeli wzór (3) opisuje reakcję $a + b \rightarrow a + b$, to taki sam wzór opisuje także reakcję $a + \bar{a} \rightarrow b + \bar{b}$ (kreską oznaczamy antycząstki). Zakres $|\cos \theta| > 1$ jest „niefizycznym“ obszarem pierwszej reakcji (kąt rozpraszania przyjmuje wartości zespolone), jednakże może to być obszar fizyczny drugiej z podanych reakcji (wtedy $\cos \theta$ nie ma już oczywiście sensu kąta rozpraszania). Amplituda rozpraszania w obszarze $|\cos \theta| > 1$ nie może być już jednak przedstawiona w postaci (3), albowiem szereg ten jest zbieżny tylko w tzw. elipsie Lehmana o ogniskach -1 i $+1$. Jak widać więc, w teorii Mandelstama rozwinięcie typu (3) nie jest wygodne, ponieważ nie można go stosować we wszystkich interesujących nas zakresach zmienności.

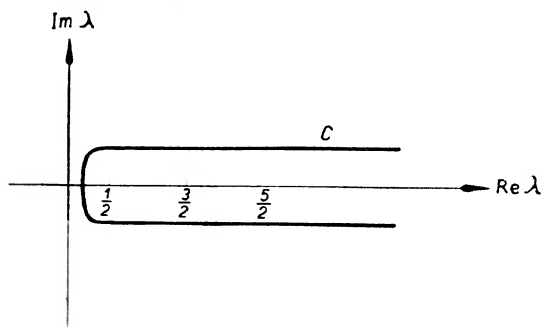
W celu usunięcia powyższej trudności Regge [10], [11], [12] zastosował tzw. transformację Watsona-Sommerfelda⁴. Transformacja ta opiera się na prostym triku matematycznym, który polega na tym, że sumę we wzorze (3) zastępuje się przez całkę w płaszczyźnie zespolonej, wzdłuż konturu pokazanego na rysunku 1.

$$f(k, \theta) = \frac{1}{2\pi k} \int_C d\lambda \lambda P_{\lambda-1/2}(-\cos \theta) (e^{2i\delta(\lambda, k)} - 1) / \cos \pi \lambda. \quad (4)$$

⁴ W teorii fal elektromagnetycznych transformacja ta stosowana była przez niektórych autorów jeszcze przed pierwszą wojną światową. Ogólne sformułowanie podali G. N. Watson (Proc. Roy. Soc., 95, 83 (1918)), oraz A. Sommerfeld (Partial Differential Equations in Physics, Academic Press Inc., New York 1949, str. 282).

Jeżeli funkcja podcałkowa posiada bieguny tylko w punktach, gdzie znika $\cos \pi \lambda$, to całkę tę łatwo obliczyć i z twierdzenia o residuach otrzymamy od razu wzór (3). Teraz $\cos \theta$ może przyjmować dowolne wartości, ale za to moment pędu nie jest liczbą naturalną, lecz liczbą w ogólności zespoloną.

Na pierwszy rzut oka uogólnienie takie wydawać się może nieco sztuczne, albowiem, jak wynika z mechaniki kwantowej, skwantowany moment pędu przyjmuje wartości naturalne (ewentualnie połówkowe). Dla $|\cos \theta| \leq 1$ wzory (3) i (4) są sobie równoważne i θ ma zwykły sens kąta rozpraszania, natomiast dla $|\cos \theta| > 1$ θ nie jest już kątem rozpraszania i wtedy wzór (4) jest w pewnym sensie „analitycznym przedłużeniem“ wzoru (3). Ponieważ $\cos \theta$ wiąże się w tym obszarze z energią i kątem rozpraszania drugiej reakcji, nie ma powodu,



Rys. 1. Kontur całkowania we wzorze (4)

aby λ było liczbą naturalną lub połówkową. Amplituda rozpraszania opisuje obie reakcje i nie dziwnego, że λ jest w ogólności liczbą zespoloną.

W równaniu radialnym (1) moment pędu wchodzi jako niezależny parametr i analizę tego równania łatwo można rozszerzyć na zespolone wartości l . Po podstawieniu $\lambda = l + \frac{1}{2}$ równanie (1) przyjmuje postać:

$$\Phi'' + k^2 \Phi - (\lambda^2 - \frac{1}{4}) r^{-2} \Phi - V \Phi = 0. \quad (5)$$

Przeprowadzimy obecnie ogólną dyskusję tego równania dla zespolonych λ i zespolonych k ([7], [12], [13]).

Przypuśćmy, że Φ_1 i Φ_2 spełniają równanie (5). Mnożąc równanie na Φ_1 przez Φ_2 , a równanie na Φ_2 przez Φ_1 i następnie odejmując stronami otrzymujemy:

$$\frac{d}{dr} (\Phi_1' \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2') = 0, \quad (6)$$

a zatem wrońskian dla dwu dowolnych rozwiązań jest niezależny od r :

$$W[\Phi_1, \Phi_2] \equiv \Phi_1' \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2' = \text{const}; \quad (7)$$

jeżeli rozwiązania są liniowo zależne, to stała ta równa jest oczywiście zero.

Interesujące fizycznie są dwa typy rozwiązań: rozwiązania regularne w zerze, spełniające warunek brzegowy:

$$\lim_{r \rightarrow 0} r^{-\lambda - 1/2} \Phi(\lambda, k, r) = 2^{\lambda - 1/2} \Gamma(\lambda + \frac{1}{2}) / \Gamma(1 + 2\lambda); \quad \text{Re } \lambda \geq 0, \quad (8)$$

gdzie Γ jest funkcją gamma Eulera oraz rozwiązania spełniające warunek asymptotyczny w nieskończoności:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} e^{ikrf}(\lambda, k, r) = 1. \quad (9)$$

Ponadto możemy jeszcze rozważać rozwiązania $\Phi(-\lambda, k, r)$, $\Phi(\lambda, -k, r)$, $f(-\lambda, k, r)$, $f(\lambda, -k, r)$. Z uwagi jednak na to, że w równaniu (5) k i λ występują w kwadracie oraz ze względu na warunki brzegowe (8) i (9) nie wszystkie z tych rozwiązań są liniowo niezależne:

$$\Phi(\lambda, -k, r) = \Phi(\lambda, k, r); \quad f(-\lambda, k, r) = f(\lambda, k, r), \quad (10)$$

natomiast $\Phi(-\lambda, k, r)$ oraz $f(\lambda, -k, r)$ są nowymi rozwiązaniami równania (5), gdzie np. $f(\lambda, -k, r)$ spełnia warunek brzegowy

$$\lim_{r \rightarrow \infty} e^{-ikrf}(\lambda, -k, r) = 1. \quad (11)$$

Mamy już zatem dwa układy liniowo niezależnych rozwiązań, spełniających warunek brzegowy bądź w zerze (rozwiązania $\Phi(\lambda, k, r)$ i $\Phi(-\lambda, k, r)$), bądź w nieskończoności (rozwiązania $f(\lambda, k, r)$ i $f(\lambda, -k, r)$) — czyli tzw. rozwiązania Josta).

Wprowadzimy obecnie macierz S . W tym celu postaramy się wyrazić rozwiązanie $\Phi(\lambda, k, r)$ przez dwa liniowo niezależne rozwiązania Josta:

$$\Phi(\lambda, k, r) = A(\lambda, k)f(\lambda, k, r) + B(\lambda, k)f(\lambda, -k, r), \quad (12)$$

gdzie $A(\lambda, k)$ i $B(\lambda, k)$ są dwiema stałymi (zależą one jednak od λ i k), które za chwilę wyznaczymy.

Z uwagi na własność (7) oraz ze względu na warunki brzegowe (9) i (11) łatwo znajdujemy:

$$W[f(\lambda, k, r), f(\lambda, -k, r)] = \lim_{r \rightarrow \infty} W[f(\lambda, k, r), f(\lambda, -k, r)] = -2ik. \quad (13)$$

Zdefiniujemy jeszcze tzw. funkcję Josta $F(\lambda, k)$, jako wronskian

$$W[\Phi(\lambda, k, r), f(\lambda, k, r)] = \lim_{r \rightarrow 0} W[\Phi(\lambda, k, r), f(\lambda, k, r)] \equiv F(\lambda, k). \quad (14)$$

Biorąc pod uwagę (13) i (14) możemy napisać:

$$F(\lambda, k) = W[\Phi(\lambda, k, r), f(\lambda, k, r)] = BW[f(\lambda, -k, r), f(\lambda, k, r)] = B2ik, \quad (14')$$

$$F(\lambda, -k) = W[\Phi(\lambda, k, r), f(\lambda, -k, r)] = AW[f(\lambda, k, r), f(\lambda, -k, r)] = -A2ik,$$

czyli

$$A = -\frac{1}{2ik}F(\lambda, -k), \quad B = \frac{1}{2ik}F(\lambda, k). \quad (15)$$

Podstawiając wzory (15) do wyrażenia (12) otrzymujemy:

$$\Phi(\lambda, k, r) = \frac{1}{2ik}[F(\lambda, k)f(\lambda, -k, r) - F(\lambda, -k)f(\lambda, k, r)] = \Phi(\lambda, -k, r), \quad (16)$$

a zatem dla $r \rightarrow \infty$ mamy

$$\begin{aligned} \Phi(\lambda, k, r) &\sim \frac{1}{2ik} [F(\lambda, k) e^{ikr} - F(\lambda, -k) e^{-ikr}] \\ &= e^{i\pi(\lambda-1/2)} e^{-i\delta(\lambda, k)} \frac{1}{k} F(\lambda, k) \sin(kr - \pi(\lambda - \frac{1}{2}) + \delta(\lambda, k)), \end{aligned} \quad (17)$$

gdzie $\delta(\lambda, k)$ jest przesunięciem fazowym (2), określonym tak, że $\delta(\lambda, k) = 0$ dla $V = 0$. Macierz S zdefiniowana jest jako $S(\lambda, k) = e^{2i\delta(\lambda, k)}$, a zatem przez porównanie obu stron wzoru (17) otrzymujemy:

$$S(\lambda, k) \equiv e^{2i\delta(\lambda, k)} = e^{i\pi(\lambda-1/2)} \frac{F(\lambda, k)}{F(\lambda, -k)}. \quad (18)$$

Macierz S (18) jest tu funkcją dwu zmiennych zespolonych λ i k , a zbadanie własności analitycznych tej funkcji bynajmniej nie jest proste. Dowodami analityczności w artykule tym nie możemy się zajmować i dlatego ograniczymy się jedynie do podania wyników [12].

Metoda postępowania [10], [11], [12] polega tu przeważnie na badaniu analityczności rozwiązań (8) i (9). Równanie (5) zastępuje się odpowiednim równaniem całkowym, zawierającym określony warunek brzegowy, a następnie przez ziterowanie uzyskuje się rozwinięcie perturbacyjne. Przez zbadanie własności analitycznych każdego wyrazu uzyskuje się dziedzinę analityczności całego szeregu, pod warunkiem naturalnie, że jest on zbieżny jednostajnie.

Regge, a następnie inni autorzy [12], [13], [9] rozważali klasę potencjałów typu superpozycji potencjałów Yukawy

$$V(z) = \int_{m>0}^{\infty} \sigma(\mu) \frac{e^{-\mu z}}{z} d\mu, \quad (19)$$

gdzie $\sigma(\mu)$ oznacza pewną „gęstość“. Potencjał $V(r)$ jest tu przedłużony analitycznie do zespolonych wartości r , czyli $r = |z|$, przy czym $\arg z < \pi/2$. Jeżeli $V(r)$ zawiera się w klasie potencjałów typu (19) oraz jeżeli

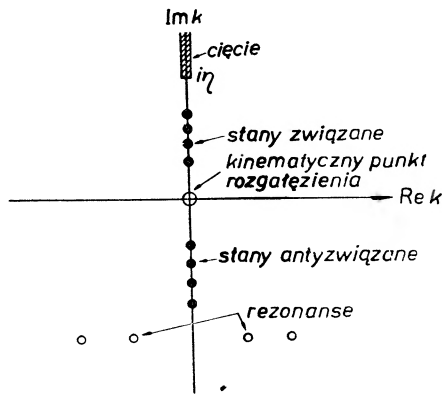
$$\int_0^{\infty} |V(z)z| ds < M < \infty; \quad ds = |dz|, \quad (20)$$

to funkcja Josta posiada następujące własności analityczne: $F(\lambda, k)$ jest holomorficzną w całej płaszczyźnie zespolonej k , z cięciem biegnącym wzdłuż osi urojonej, poczynając od pewnego $i\eta$ ($\eta > 0$), gdzie η zależy od dolnej granicy całkowania m we wzorze (19). Funkcja $F(\lambda, k)$ jest holomorficzną w całej półpłaszczyźnie $\text{Re } \lambda > 0$ i ciągłą dla $\text{Re } \lambda = 0$. Dla $k = 0$ $F(\lambda, k)$ posiada punkt rozgałęzienia, jest to jednak „osobliwość kinematyczna“, tzn. nie zależy od potencjału i występuje także dla swobodnej funkcji Josta. Warto jeszcze nadmienić, że dla pewnej, węższej klasy potencjałów obszar analityczności można rozszerzyć również do wartości $\text{Re } \lambda < 0$ [13], obszarem tym jednak nie będziemy się tu interesować.

Przystąpimy obecnie do podania klasyfikacji biegunów macierzy S . Bieguny te mogą być dwojakiego rodzaju; będą to albo bieguny $F(\lambda, k)$, albo też zera $F(\lambda, -k)$. Ograniczając się do obszaru, w którym funkcja $F(\lambda, k)$ jest holomorficzna, widzimy że bieguny macierzy S wyznaczone są przez pierwiastki równania

$$F(\lambda, -k) = 0. \quad (21)$$

Rozwiązanie tego równania można zapisać w postaci $\lambda = \lambda(k)$, a zatem biegun w płaszczyźnie zespolonej λ (tzw. biegun Regge) nie ma stałego położenia, lecz wędruje przy zmianie energii. Każdy biegun zakreśla więc w płaszczyźnie λ pewną krzywą, która nosi nazwę „trajektorii Regge“. Zachowanie się trajektorii jest określone oczywiście przez dynamikę procesu, czyli konkretną postać funkcji $V(r)$, ale poza tym również i sam typ równania różniczkowego (5)



Rys. 2. Położenie osobliwości macierzy S na płaszczyźnie zmiennej zespolonej k

nakłada pewne ograniczenia na trajektorię. Z równania (5) wynikają bowiem pewne dalsze związki typu równania ciągłości, dzięki którym otrzymać można szereg ogólnych wniosków, niezależnych od kształtu potencjału.

Przypuśćmy zatem, że dla pewnych wartości λ_0 i k_0 macierz S posiada biegun, przy czym $\text{Re } \lambda_0 \geq 0$. W punkcie tym $F(\lambda_0, -k_0) = 0$ i funkcja $\Phi(\lambda_0, k_0, r)^3$ (16) ma postać:

$$\Phi(\lambda_0, k_0, r) = \frac{1}{2ik_0} F(\lambda_0, k_0) f(\lambda_0, -k_0, r) \sim \frac{1}{2ik_0} F(\lambda_0, k_0) e^{ik_0 r}. \quad (22)$$

Jak pamiętamy, $E = k^2$, czyli dla zespolonych k

$$E = (\text{Re } k)^2 - (\text{Im } k)^2 + 2i \text{Re } k \text{Im } k. \quad (23)$$

Stanom związanym ($E < 0$) odpowiadają wartości k_0 , dla których $\text{Re } k_0 = 0$, czyli w płaszczyźnie zespolonej k (rys. 2) stany związane są rozlokowane na osi urojonej. Jeżeli $\text{Im } k_0 > 0$, to funkcja falowa $\Phi(\lambda_0, k_0, r)$ zanika eksponencjalnie w nieskończoności, proporcjonalnie do $e^{-|k_0|r}$, a zatem będą to istotnie stany związane. Natomiast dla $\text{Im } k_0 < 0$ funkcja $\Phi(\lambda_0, k_0, r)$ rośnie w nieskończoności

jak $e^{k_0 r}$ i w tym drugim przypadku funkcja Φ nie jest całkowalna w kwadracie. Stany z $\text{Im} k_0 < 0$ nie mogą być więc uważane za stany związane w zwykłym sensie mechaniki kwantowej. Posiadają one jednak wiele wspólnych cech z „prawdziwymi“ stanami związanymi i dlatego stany te nazywane są stanami antyzwiązanymi (*antibound states*). Oś rzeczywista odpowiada widmu ciągłemu ($E > 0$), natomiast w dolnej półpłaszczyźnie k wystąpią parami sprzężone ze sobą stany rezonansowe (rys. 2). Stany rezonansowe, podobnie jak stany antyzwiązane, opisywane są przez funkcje, które nie są całkowalne w kwadracie.

Zbadamy obecnie trajektorie Regge, czyli krzywe $\lambda = \lambda(k)$ w płaszczyźnie zespolonej λ . W tym celu napiszmy równanie sprzężone z równaniem (5):

$$\Phi^{**} + k^{*2}\Phi^* - (\lambda^{*2} - \frac{1}{4})r^{-2}\Phi^* - V^*\Phi^* = 0. \quad (24)$$

Mnożąc równanie (5) przez Φ^* , a równanie (24) przez Φ , a następnie odejmując stronami otrzymujemy:

$$\frac{d}{dr}[\Phi'\Phi^* - \Phi\Phi^{*'}] + (k^2 - k^{*2})|\Phi|^2 - (\lambda^2 - \lambda^{*2})r^{-2}|\Phi|^2 - (V - V^*)|\Phi|^2 = 0. \quad (25)$$

Przypuśćmy teraz, że macierz S posiada biegun dla $k = k_0$ i $\lambda = \lambda_0$, przy czym zakładamy $\text{Re}\lambda_0 > 0$. Jeżeli k_0 odpowiada stanowi związanemu, to $\text{Re}k_0 = 0$ i $\text{Im}k_0 > 0$, a zatem $\Phi(\lambda_0, k_0, r)$ oraz funkcja sprzężona do niej znikają zarówno w zerze (8), jak też w nieskończoności (22). Po scałkowaniu równania (25) od zera do nieskończoności, dla rzeczywistych potencjałów otrzymamy:

$$\text{Im} k_0 \text{Re} k_0 \int_0^\infty |\Phi|^2 dr = \text{Im} \lambda_0 \text{Re} \lambda_0 \int_0^\infty r^{-2} |\Phi|^2 dr. \quad (26)$$

Ponieważ $\text{Re}k_0 = 0$, a zatem albo $\text{Im}\lambda_0 = 0$, albo też $\text{Re}\lambda_0 = 0$. Drugą z tych możliwości łatwo można wykluczyć z uwagi na następujące własności funkcji Josta [12]:

$$F(\lambda, -k)F(-\lambda, k) - F(\lambda, k)F(-\lambda, -k) = 4i\lambda k, \quad (27)$$

$$F^*(\lambda^*, -k^*) = F(\lambda, k). \quad (28)$$

Jeżeli biegun λ_0 byłby czysto urojony, to dla stanu związanego związek (27) przyjmuje postać:

$$F(\lambda_0, k_0)F(-\lambda_0, -k_0) = 4i\lambda_0 k_0. \quad (29)$$

Na mocy (29) i (21) mamy jednak $F(-\lambda_0, -k_0) = F(\lambda_0^*, k_0^*) = F^*(\lambda_0, -k_0) = 0$, czyli dla urojonych λ_0 i k_0 równość (29) może mieć miejsce tylko dla $\lambda_0 = 0$. W ten sposób wyklucziliśmy drugą z wyżej wspomnianych możliwości, a zatem dla urojonych k_0 musi być λ_0 liczbą rzeczywistą. Gdy $\lambda_0 + \frac{1}{2}$ równa się liczbie naturalnej, to odpowiednie wartości k_0 dają nam poziomy energetyczne wszystkich stanów związanych.

Jeżeli położyć $\text{Re}\lambda_0 > 0$ i $\text{Im}k_0 > 0$, lecz k_0 założyć zespolone, tzn. $\text{Re}k_0 \neq 0$ (nie są to już naturalnie stany związane), to równanie (26) wyznacza nam

obszary, w których mogą znajdować się bieguny Regge. Jak łatwo widzieć będzie to obszar, w którym $\text{Re } k_0 > 0$, $\text{Im } \lambda_0 > 0$, lub obszar $\text{Re } k_0 < 0$, $\text{Im } \lambda_0 < 0$.

W przypadku stanów antyzwiązanych lub rezonansów mamy $\text{Im } k_0 < 0$ i równanie (25) nie da już żadnych informacji, albowiem funkcja Φ nie jest wtedy całkowalna w kwadracie. Łatwo możemy natomiast zbadać obszar widma ciągłego, tzn. obszar $\text{Im } k_0 = 0$. Po scałkowaniu równania (25) od zera do nieskończoności otrzymujemy następujący związek:

$$|F(\lambda_0, k_0)|^2 = 8k_0 \text{Im } \lambda_0 \text{Re } \lambda_0 \int_0^\infty r^{-2} |\Phi|^2 dr. \quad (30)$$

$\text{Im } \lambda_0$ nie może teraz równać się zero, ponieważ mielibyśmy wtedy $F(\lambda_0, k_0) = 0$, a zatem funkcja Φ (22) byłaby równa tożsamościowo zero, co jest sprzeczne z warunkiem brzegowym (8). Dla rzeczywistych $k_0 > 0$, a więc dla stanów z widma ciągłego, bieguny leżą w obszarze $\text{Im } \lambda_0 > 0$, natomiast dla $k_0 < 0$ — bieguny te leżą w obszarze $\text{Im } \lambda_0 < 0$. Przypominamy tu raz jeszcze, że cała nasza dyskusja odnosi się zawsze do obszaru $\text{Re } \lambda_0 \geq 0$.

Na zakończenie, w charakterze przykładu, rozważymy potencjał kulombowski $V = -\alpha Z/r$ [14]. Potencjał ten nie spełnia co prawda warunku (20), ale można zawsze dobrać potencjał odpowiednio ekranowany (np. typu $e^{-\epsilon r}/r$, przy czym stała $\epsilon > 0$ we wzorach końcowych dąży do zera), który nie prowadzi do żadnych trudności. Rozwiązując równanie Schrödingera z takim potencjałem otrzymuje się znane wyrażenie na przesunięcia fazowe $\delta(\lambda, k) = \arg \Gamma(\lambda + \frac{1}{2} - i\eta)$, gdzie $\eta = \alpha Z/v$. Macierz S ma przeto postać

$$S(\lambda, k) = e^{2i\delta(\lambda, k)} = \frac{\Gamma\left(\lambda + \frac{1}{2} - i\frac{\alpha Z}{2k}\right)}{\Gamma\left(\lambda + \frac{1}{2} + i\frac{\alpha Z}{2k}\right)} \quad (31)$$

(w naszych jednostkach $v = 2k$). Jak wiemy, stanom związanym odpowiadają bieguny $S(\lambda, k)$, przy czym k musi być liczbą urojoną dodatnią, zaś λ liczbą rzeczywistą, dodatnią. Mianownik wyrażenia (31) nie posiada zer, natomiast licznik posiada bieguny. Bieguny funkcji $\Gamma(x)$ leżą w punktach $x = -N$ (N — liczba naturalna, a zatem bieguny $S(\lambda, k)$ leżą w punktach wyznaczonych przez równanie ($k = ik_0$))

$$\lambda_0 + \frac{1}{2} - \frac{\alpha Z}{2k_0} = -N. \quad (32)$$

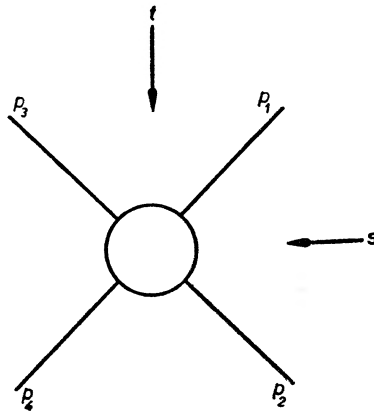
Kładąc $\lambda_0 + \frac{1}{2} = l$, $l + N = n$ oraz $k_0 = \sqrt{-E}$ otrzymujemy:

$$E = -\left(\frac{\alpha Z}{2}\right)^2 \frac{1}{n^2}.$$

Jest to oczywiście dobrze znany wzór Balmera określający poziomy atomów wodoropodobnych.

§ 3. Bieguny Regge w teorii relatywistycznej⁵

Jak pokazaliśmy w poprzednim paragrafie, bieguny Regge stanowią uogólnienie stanów związanych. Widmo ciągłe, rezonanse, stany związane (lub antyzwiązane) mogą być uzyskane z jednej trajektorii Regge $\lambda(k)$. Znacznie pełniejszy obraz uzyskuje się jednak dopiero w teorii relatywistycznej, wtedy bowiem macierz S opisuje trzy różne reakcje; obszary niefizyczne jednej reakcji stać się mogą obszarami fizycznymi innej reakcji. Symetria ta ginie częściowo w przypadku rozpraszania potencjalnego.



Rys. 3

Omówienie teorii relatywistycznej rozpoczniemy od uproszczonego przypadku rozproszenia czterech bezspinowych cząstek o równych masach (rys. 3). Zamiast kąta rozpraszania i energii wprowadzamy teraz zmienne Mandelstama s , t , u .

$$s = (p_1 + p_2)^2; \quad t = (p_1 + p_3)^2; \quad u = (p_1 + p_4)^2. \quad (33)$$

Z uwagi na zależność $s + t + u = 4m^2$ macierz S zależy tylko od dwu zmiennych niezależnych, którymi są zwykle całkowita energia i transfer pędu. Macierz ta opisuje trzy na ogół różne reakcje, które nazywać będziemy odpowiednio kanałem s , t , u . Przy przejściu z kanału s do kanału t zmienne s i t zamieniają się rolami, dzięki czemu, jak zobaczymy, niskoenergetyczne rozpraszanie w kanale t jest silnie skorelowane z wysokoenergetycznym rozproszeniem w kanale s . Istnienie zaś osobliwości w jednym kanale (np. stan związany) wywiera wpływ na rozproszenie w innym kanale.

⁵ Na temat biegunów Regge ukazało się ostatnio tak wiele prac, że nie sposób byłoby omówić tu ich wyniki. Ponieważ chodzi nam tylko o zorientowanie Czytelnika w tej dziedzinie podajemy na końcu odsyłacze do prac, które przeważnie zawierają przegląd dotychczasowych wyników.

Idee omówione w tym artykule rozwinięte zostały głównie przez Chew, Frautschi, Regge, Gell-Manna i Gribova. Czytelnika, który pragnie pogłębić swoje wiadomości w tej dziedzinie odsyłamy przede wszystkim do prac [1], [6], [15], [16], [17].

W kanale t , w układzie środka masy, energia i kąt rozproszenia wyrażają się przez zmienne s, t, u następującymi wzorami:

$$E_t^2 = t, \quad \cos \theta_t = \left(1 + \frac{2s}{t-4m^2}\right) = -\left(1 + \frac{2u}{t-4m^2}\right), \quad (34)$$

(aby otrzymać wzory na energię i kąt w kanale s — należy dokonać zamiany $s \leftrightarrow t$). Widmo ciągłe kanału t zaczyna się od $4m^2$, w zakresie $0 \leq t \leq 4m^2$ znajdować się mogą stany związane, zaś ujemne wartości t odpowiadają fizycznym wartościom w kanale s .

$$\text{kanał } t \begin{cases} t \geq 4m^2, \\ s < 0, \end{cases} \quad \text{kanał } s \begin{cases} s \geq 4m^2, \\ t < 0. \end{cases}$$

Niezmiennicza amplituda rozpraszania ($S = 1 - iT$) spełnia tzw. relacje *crossing* symetrii, tzn. $T(s, t, u) = \pm T(u, t, s)$ i dlatego rozwinięcie na fale parcjalne zapiszemy w postaci ⁶:

$$\begin{aligned} T(s, t, u) &= A(t, s) \pm A(t, u) = \sum_t A_t(t) \left[P_l \left(1 + \frac{2s}{t-4m^2}\right) \pm P_l \left(1 + \frac{2u}{t-4m^2}\right) \right] \\ &= \sum_t A_t(t) (1 \pm e^{-i\pi l}) P_l \left(1 + \frac{2s}{t-4m^2}\right) \end{aligned} \quad (35)$$

(skorzystaliśmy tu ze związków (34) oraz z wzoru $P_l(-x) = (-1)^l P_l(x)$) Sumowanie we wzorze (35) zastąpimy obecnie przez całkę, stosując transformację Watsona-Sommerfelda (4) ($\lambda = \alpha + \frac{1}{2}$)

$$T(s, t, u) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \pi A(\alpha, t) P_\alpha \left(-1 - \frac{2s}{t-4m^2}\right) \frac{(1 \pm e^{-i\pi\alpha})}{\sin \pi\alpha} d\alpha. \quad (36)$$

Kontur całkowania otacza rzeczywistą, dodatnią oś α , na której znajdują się bieguny ($\alpha = 1, 2, 3, \dots$). Jak już wiemy, również funkcja $A(\alpha, t)$ posiadać może bieguny w płaszczyźnie zespolonej α i będą to oczywiście bieguny Regge.

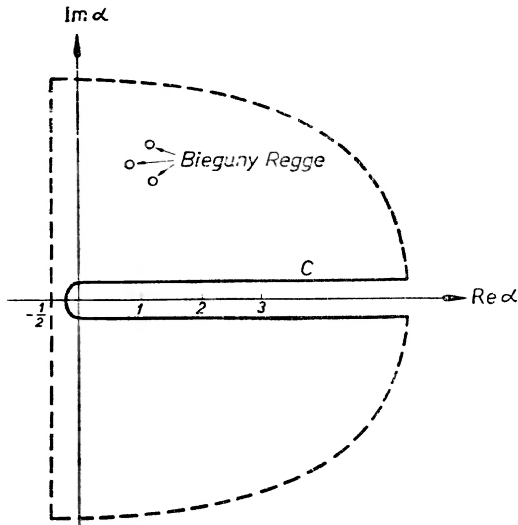
Kontur całkowania C można uzupełnić całką po nieskończonym półłuku, i prostą $\text{Re } \alpha = -\frac{1}{2}$. Całka po zamkniętym konturze, pokazanym na rys. 4 równać się będzie wtedy sumie residuów w biegunach objętych konturem. Całka po łuku znika i ostatecznie wyrażenie (36) może być napisane w postaci:

$$\begin{aligned} T(s, t, u) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{-1/2-i\infty}^{-1/2+i\infty} \pi A(\alpha, t) P_\alpha \left(-1 - \frac{2s}{t-4m^2}\right) \frac{(1 \pm e^{-i\pi\alpha})}{\sin \pi\alpha} d\alpha + \\ &+ \pi \sum_n g_n(t) \frac{(1 \pm e^{-i\pi\alpha_n})}{\sin \pi\alpha_n} P_{\alpha_n} \left(-1 - \frac{2s}{t-4m^2}\right), \end{aligned} \quad (37)$$

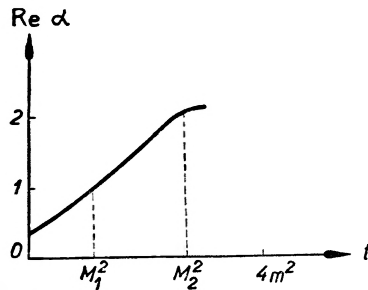
gdzie $\alpha_n(t)$ i $g_n(t)$ oznaczają odpowiednio położenia i residua biegunów.

⁶ Zachowujemy tu dla wygody wszystkie trzy zmienne, mimo że tylko dwie z nich są niezależne.

Jak widać z wzoru (37) macierz T posiada bieguny w punktach, gdzie $\sin \pi a_n = 0$. Dla rzeczywistych $a_n(t)$, tzn. dla t leżących w zakresie $0 \leq t \leq 4m^2$ bieguny takie odpowiadają stanom związanym (o ile takie istnieją). Stany związane leżą w punktach, gdzie a_n równa się liczbie naturalnej, a wartości t wyznaczają nam energie odpowiednich poziomów. Na rys. 5 podano przykład



Rys. 4. Deformacja konturu całkowania we wzorze (36)



Rys. 5. Przykład trajektorii Regge z dwoma stanami związanymi

trajektorii, która daje stany związane o masach M_1 i M_2 z a_n równym 1 i 2. Jeżeli stany związane odpowiadają mają „cząstką elementarną“, to liczba $a_n = l$ jest oczywiście spinem tych cząstek, a zatem trajektoria Regge daje bardzo ważny związek pomiędzy masami i spinami cząstek.

Na przykład w przypadku rozpraszania antynukleonu na nukleonie (kanał t) takim stanem związanym może być mezon π i biegun w punkcie $t = m_\pi^2$ oznacza w kanale s „wymianę“ jednego mezonu, co daje siły dalekiego zasięgu (rys. 6).

Wzór (37) może opisywać również rozpraszanie rezonansowe (np. rezonans 33 w rozpraszaniu pion-nukleon). Rezonanse leżeć mogą w zakresie $t \geq 4m^2$ i w tym zakresie a_n nie jest już liczbą rzeczywistą. Jeżeli dla pewnego $t = t_r$, $\text{Re } a = l$,

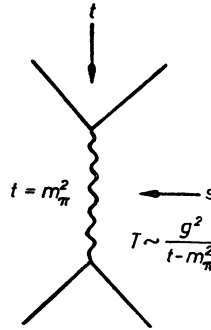
czyli $a = l + i\varepsilon(t)$, gdzie ε jest małą liczbą, to amplituda w punkcie $t = t_r$ przyjmuje bardzo duże wartości, zaś przekrój czynny w otoczeniu t_r posiada ostre maksimum (rezonans). Dla $t = t_r$ przyczynek pochodzący od rezonansu jest dominujący, a zatem

$$T \simeq \frac{g_a \Gamma}{t - t_r + i\Gamma}, \quad \Gamma = \varepsilon \left[\frac{d \operatorname{Re} a}{dt} \right]_{t=t_r}^{-1}. \quad (38)$$

Biorąc kwadrat modułu wyrażenia (38) otrzymuje się formułę rezonansową Breita-Wignera dla jednego poziomu rezonansowego.

$$\sigma \sim \frac{\Gamma^2}{(t - t_r)^2 + \Gamma^2}.$$

Zakres $0 > t$ jest obszarem niefizycznym dla kanału t , lecz jak się zaraz przekonamy, określa on asymptotyczne zachowanie się amplitudy rozpraszania



Rys. 6. Jednomezonowa wymiana w rozproszeniu nukleon-nukleon (kanał s). Kanał t odpowiada anihilacji.

w kanale s . Przypuśćmy zatem, że $s \rightarrow \infty$, $u \rightarrow -\infty$, zaś t przyjmuje małe, ujemne wartości⁷. Całka we wzorze (37) dąży wtedy do zera, przynajmniej jak $s^{-1/2}$, tak że pozostaje tylko drugi wyraz. Wielomiany Legendre'a $P_\alpha(x)$ dla dużych x zachowują się jak x^α , a zatem asymptotyczna postać amplitudy rozpraszania w kanale s ma postać:

$$T \sim \frac{(1 \pm e^{-i\pi\alpha(t)})}{\sin \pi\alpha(t)} s^{\alpha(t)}, \quad (39)$$

gdzie $\alpha(t)$ jest biegunem, posiadającym największą część rzeczywistą. Dla małych, ujemnych t i bardzo dużych s kąt rozpraszania w kanale s jest bliski zera ($\cos \theta_s \simeq 1 + 2t/s$), a zatem wartości $\alpha(t)$ determinują rozpraszanie do przodu dla bardzo wysokich energii w kanale s . Nietrudno przekonać się, że przekrój czynny dla takiego rozpraszania nie ma charakteru dyfrakcyjnego. Dla bardzo małych kątów, zamiast przekroju czynnego $d\sigma/d\Omega$, wygodniej będzie wprowadzić przekrój czynny $d\sigma/dt$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d\Omega}{dt} = \frac{4\pi}{s} \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (40)$$

⁷ s i u tak muszą dążyć do nieskończoności, aby nie był naruszony warunek $s + t + u = 4m^2$.

Z wzoru (39) obliczamy $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{32\pi^2 s} |T|^2$, skąd ostatecznie otrzymujemy:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{2[\operatorname{Re}a(t)-1]}. \quad (41)$$

Przekrój czynny jest więc „zmodulowany“ przez czynnik eksponencjalny $e^{2[\operatorname{Re}a(t)-1] \ln s}$. Jak wykazał Froissart [18] dla ujemnych t mamy $\operatorname{Re}a(t) \leq 1$ i wobec tego maksimum dyfrakcyjne dla rozpraszania do przodu ($t = 0$) zwięża się wraz ze wzrostem energii. Efekt taki (tzw. *shrinking*) istotnie zaobserwowano doświadczalnie [17] w przypadku rozpraszania nukleonów na nukleonach przy wysokich energiach, co stanowi silne poparcie dla teorii Regge. Okazuje się zatem, że dla bardzo wysokich energii nukleon nie jest „nieprzeźroczystą kulką“ — tak jak w teorii dyfrakcyjnej — lecz w miarę wzrostu energii „szarzeje“ i zwiększa swój promień. Wniosek taki stoi w jawnej sprzeczności z teorią pola, gdzie nukleon składa się z rdzenia otoczonego chmurą mezonową.

Kanał u również odgrywa ważną rolę przy rozproszeniu wysokiej energii w kanale s . Jak pokazaliśmy, kanał t determinuje rozpraszanie do przodu, natomiast kanał u jest odpowiedzialny za rozpraszanie do tyłu. Dla $u = \text{const} < 0$, $s \rightarrow \infty$, $t \rightarrow -\infty$, kąt rozpraszania w kanale s wyraża się wzorem $\cos \theta_s \simeq \simeq -(1 + 2u/s)$, a zatem $\theta_s \simeq 180^\circ$. Przekrój czynny do tyłu, z uwagi na pełną symetrię (wszystkie masy równe) proporcjonalny będzie do $s^{2[\operatorname{Re}a(u)-1]}$. Maksimum przy rozpraszaniu do tyłu nie zostało, jak dotąd, stwierdzone doświadczalnie.

§ 4. Dynamiczna teoria macierzy S

Założenie, że bieguny macierzy S są biegunami Regge posiada bardzo doniosłe konsekwencje. Jak pokazaliśmy amplituda rozproszenia zachowuje się wtedy w nieskończoności jak s^α , przy czym $\operatorname{Re}a(t) \leq 1$. Przekrój czynny maleje zatem w nieskończoności lub, co najwyżej, dla $\alpha(0) = 1$, posiada stałą wartość (twierdzenie Pomeranczuka). Dzięki temu wyjaśnia się problem odjęć w związkach dyspersyjnych i w teorii nie pojawiają się stałe odjęcia, które przez długi czas uważano za parametry teorii. Teoria Regge stanowi przeto dalszy, duży krok naprzód przy wypracowaniu programu macierzy S bez stałych [6]. Nie oznacza to jednak jeszcze, że przy rozwiązywaniu dowolnego problemu dynamicznego bez żadnych stałych uda się uzyskać zgodność z doświadczeniem. Dzięki własnościom analitycznym osobliwości macierzy S wyznaczają ją w otoczeniu tych osobliwości. Pełny problem silnych oddziaływań może być więc rozwiązywany niejako „po kawałku“, tzn. na drodze wyznaczania macierzy S w określonych obszarach. Stałe, które należy przy tym wprowadzić do teorii, nie są niezależne, gdyż wszystkie procesy łączy warunek unitarności. Warunek ten pozwala na przedłużanie analityczne macierzy S z jednego obszaru do drugiego i nakłada związki na stałe wprowadzone do teorii, aż do zupełnej eliminacji tych stałych. Ostatecznie po rozwiązaniu pełnego problemu dynamicznego macierz S zależeć będzie od jednej tylko stałej, zwanej z wyjściową,

dowolną zupełnie osobliwością. Stała ta może być jedynie użyta do przeskalowania wszystkich dalszych mas, wynikających już z teorii.

Autorzy powyższego programu dawno wypowiedzieli przypuszczenie [6], że wszystkie cząstki (silnie oddziaływające) są jednakowo „elementarne“ i że masy wszystkich cząstek same muszą wynikać z teorii. Hipoteza Regge wydaje się w pełni potwierdzać to przypuszczenie. Jeżeli znalibyśmy bowiem wszystkie trajektorie Regge, to masy wszystkich cząstek byłyby przez to wyznaczone. Cząstki różnią się jedna od drugiej tylko wartościami odpowiednich liczb kwantowych, o których wiemy z doświadczenia, że się zachowują w silnych oddziaływaniach. Nie ma wobec tego żadnych przeszkód, aby na jednej i tej samej trajektorii umieścić te cząstki, które różnią się tylko masą i spinem, a pozostałe liczby kwantowe mają te same. Cząstki „elementarne“ i rezonanse znajdować się będą na tych samych trajektoriach i są przez to zrównane ze sobą pod względem dynamicznym, w tym sensie, że żadna z cząstek nie jest bardziej „elementarna“ od innych. Na trajektorii cząstka może pojawiać się bądź to jako cząstka „elementarna“, bądź to jako „stan związany“ lub też jako „stan rezonansowy“. Trajektorja Regge stanowi uogólnienie wszystkich tych pojęć, ponieważ „cząstki elementarne“, stany związane i rezonanse mogą być punktami lub odcinkami jednej trajektorii. Na przykład pion i nukleon zawsze traktowane były jako „elementarne“, ale przecież wiadomo, że przy rozproszeniu antynukleonu na nukleonie istnieje jednocząstkowy stan pośredni o liczbach kwantowych mezonu π . Mezon π należałoby zatem traktować raz jako cząstkę elementarną, a raz jako stan związany. Podobnie będzie i dla wszystkich innych cząstek i dlatego żadna z nich nie może być bardziej elementarna od innej.

U podstaw powyższych rozważań tkwią prawa zachowania liczb kwantowych niezależnych od czasoprzestrzeni (tzn. prawa zachowania nie wynikające z niezmienniczości lorentzowskiej). W teorii macierzy S prawa te w postaci pewnych symetrii zapożyczono z teorii pola lub — jak kto woli — wprowadzono fenomenologicznie. W każdym razie prawa zachowania określające wymiar macierzy S jak dotąd są zawsze czymś z góry zadany, są informacją, którą należy dodatkowo włożyć do teorii. Jeżeli macierz S ma być teorią cząstek elementarnych, a przy tym ma być czymś zupełnie niezależnym od teorii pola, to prawa symetrii powinny same wynikać z teorii. Pomimo pewnych prób w tym kierunku, nie ma na razie żadnych wskazówek, w jaki sposób należy ten problem rozwiązać.

Poza tą trudnością, hipoteza Regge znalazła się ostatnio w nowym impasie. Według najnowszych doniesień doświadczalnych okazuje się bowiem, że efekt *shrinking* występujący przy rozproszeniu nukleonu na nukleonie nie występuje w przypadku rozproszenia pionu na nukleonie. W obu wypadkach, za rozpraszanie do przodu odpowiedzialny jest taki sam bozonowy biegun Regge i w obu wypadkach ze wzrostem energii powinno wystąpić zwięźnienie maksimum dyfrakcyjnego. Wyjaśnienie tego nieoczekiwanego odkrycia zaprzęta teraz umysły wielu czołowych teoretyków, a rozwiązanie tej zagadki przyniesie niewątpliwie nowy postęp w dynamicznej teorii macierzy S .

Literatura

- [1] G. F. Chew, *International Conference on High Energy Physics*, CERN 1962, str. 525.
- [2] W. Heisenberg, *Z. Phys.*, **120**, 513, 673 (1943).
- [3] W. Heisenberg, *International Conference on High Energy Physics*, CERN 1958.
- [4] M. L. Goldberger, w materiałach „*Relations de dispersion et particules elementaires*“ *Ecole d'été de physique teoretique*, Les Houches 1960.
- [5] S. Mandelstam, *Phys. Rev.*, **112**, 1344 (1958).
- [6] G. F. Chew, *S-Matrix Theory of Strong Interactions*, W. A. Benjamin, Inc., New York 1962.
- [7] T. Regge, w materiałach *Lectures on High Energy Physics*, Hercegnovi 1961.
- [8] R. Blankenbecler, M. L. Goldberger, N. N. Khuri, S. B. Treiman, *Ann. Phys.* (N. York), **10**, 62 (1960).
- [9] J. M. Cornwall, M. A. Ruderman, *Phys. Rev.*, **128**, 1474 (1962).
- [10] T. Regge, *Nuovo Cimento*, **14**, 951 (1959).
- [11] T. Regge, *Nuovo Cimento*, **18**, 947 (1960).
- [12] A. Bottino, A. M. Longoni, T. Regge, *Nuovo Cimento*, **18**, 947 (1962).
- [13] R. G. Newton, *J. math. Phys. (USA)*, **3**, 867 (1962).
- [14] V. Singh, *Phys. Rev.*, **127**, 632 (1962).
- [15] S. C. Frautschi, M. Gell-Mann, F. Zachariasen, *Phys. Rev.*, **126**, 2204 (1962).
- [16] S. D. Drell, *International Conference on High Energy Physics*, CERN 1962, str. 897.
- [17] G. Cocconi, *International Conference on High Energy Physics* CERN 1962, str. 883.
- [18] M. Froissart, *Phys. Rev.*, **123**, 1058 (1961).

Danuta Frąckowiak

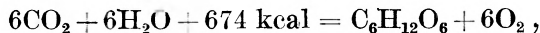
Pracownia Fotoluminescencji
Uniwersytet M. Kopernika
Toruń

Luminescencja chlorofilu

1. Rola chlorofilu w procesie fotosyntezy

Zielony barwnik liści — chlorofil — odgrywa ważną rolę w naszym życiu. Należymy bowiem do heterotrofów, tj. nie umiemy syntetyzować w swym organizmie węglowodanów z CO_2 i H_2O nawet w najśnieczniejszy dzień. Autotrofami są natomiast organizmy obdarzone zdolnością fotosyntezy — rośliny i bakterie, zawierające którąkolwiek z odmian chlorofilu. Nic więc dziwnego, że człowiek interesuje się chlorofilem nie tylko jako miłośnik przyrody, gdy podziwia różne odcienie zieleni drzew, ale i jako jej użytkownik usiłuje podpatrzeć przebieg procesu fotosyntezy i marzy o tym, by go sztucznie odtworzyć.

Fotosyntezę opisać można przy pomocy prostego równania



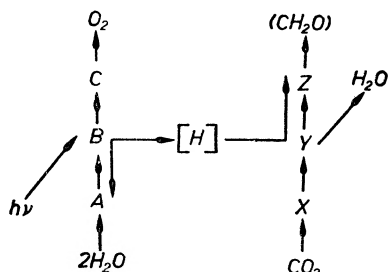
gdzie 674 kcal dostarczane są w postaci elektromagnetycznego promieniowania słońca. Prostota zjawiska jest jednak pozorna. Transformatorem energii elektromagnetycznej na chemiczną jest żywa komórka rośliny. Wielką trudność stanowi prześledzenie skomplikowanych procesów, zachodzących w jej wnętrzu.

Pierwszym ogniwem w procesie fotosyntezy jest absorpcja światła przez drobinę chlorofilu. Nie każdy zaabsorbowany kwant jest wykorzystywany w procesie fotosyntezy. Los zaabsorbowanego światła może być różny: jego energia może być zamieniona na ciepło, wyemitowana w postaci światła fluorescencji lub też zużyta na inne, nie prowadzące do fotosyntezy reakcje fotochemiczne. Jedynie część z absorbowanych kwantów staje się początkiem długiego szeregu przemian zamieniających zaabsorbowaną energię świetlną na energię chemiczną. Trzeba zużyć średnio około 10 kwantów światła na wyprodukowanie jednej drobinie tlenu [1].

Budowa chemiczna produktów pośrednich jest intensywnie badana przez biochemików; biofizycy natomiast interesują się przede wszystkim mechanizmem przekazywania energii przy tych przemianach. Chlorofil nie tylko absorbuje światło dla fotosyntezy, ale i sam przechodzi przez pewien chemiczny cykl, przypuszczalnie utlenienie i redukcję.

2. Uproszczony schemat fotosyntezy

Calvin [2] zaproponował elementarny schemat fotosyntezy przedstawiony na rys. 1. W schemacie tym w procesie fotosyntezy można wyróżnić dwa stadia. Pierwsze stadium składa się z absorpcji energii świetlnej przez chlorofil lub inny barwnik oraz rozkładu wody, przy którym powstaje czynnik redukujący (oznaczony na rys. [H]) i pewne czynniki utleniające (A, B i C). W drugim stadium czynnik [H] redukuje produkty powstałe po pochłonięciu CO_2 , wytwarzając węglowodan (np. CH_2O) i powodując wydzielenie wody. Z badań przy pomocy atomów znaczonych [3] wynika, że tlen w wytworzonym węglowodanie pochodzi z rozłożonej wody, a nie z CO_2 . Mimo to, schemat fotosyntezy (rys. 1) nie uwzględnia wędrówki czynników utleniających z lewego pionu do prawego.



Rys. 1. Elementarny schemat fotosyntezy wg [2]. A, B, C, X, Y, Z, —schematycznie zaznaczone produkty przemian chemicznych i fotochemicznych

Istnieje cały szereg szczegółowych biochemicznych schematów procesu fotosyntezy. Nie będą one jednak konieczne do dalszych rozważań. Ważny natomiast jest fakt, że cukier, który jest akceptorem CO_2 , reprodukuje się w trakcie procesu fotosyntezy. Dzięki temu, po oświetleniu, stopniowo narasta zdolność do fotosyntezy u roślin przebywających uprzednio w ciemności. W ciemności akceptor CO_2 rozkłada się, przy świetle jest reprodukowany w tzw. cyklu Calvina-Bensona [3], [2]. W cyklu tym zakłada się dostarczenie potrzebnej energii w postaci kwantów światła, natomiast Franck [3] sądzi, że energia ta pochodzi z pewnej reakcji egzotermicznej. Nawet nie rozstrzygając tej sprawy, trzeba przyznać, że każdy rozsądny opis procesu fotosyntezy musi uwzględniać jego zapotrzebowanie na energię do reprodukcji akceptora CO_2 .

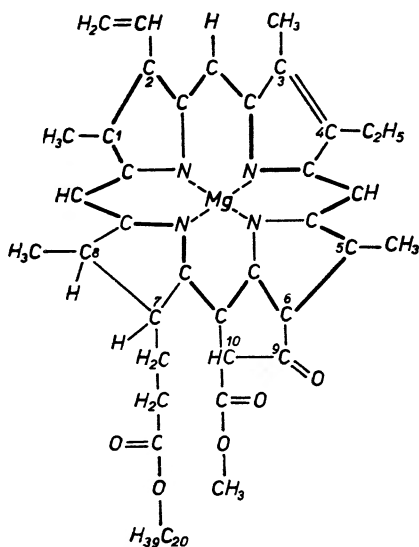
3. Występowanie chlorofilu w przyrodzie Otrzymywanie czystego chlorofilu

W przyrodzie występuje cały szereg odmian chlorofilu (chlorofil *a*, *b*, *c*, *d*, *e* i bakteriochlorofil), różniących się nieznacznie pod względem chemicznym. Wszystkie one zawierają pierścień porfinowy z przyczepioną do niego bardzo

długą grupą fitolową. Drobnina chlorofilu *a* przedstawiona jest na rys. 2. Wszystkie fotosyntetyzujące rośliny zawierają chlorofil *a*. Oprócz niego, wyższe rośliny zawierają chlorofil *b*, brązowe algi — chlorofil *c*, zaś czerwone — chlorofil *d*. W syntetyzujących purpurowych bakteriach, które nie zawierają chlorofilu *a*, za fotosyntezę odpowiedzialny jest bakteriochlorofil.

Nie warto mnożyć obcych uchu fizyka nazw bakterii i roślin. Istotne jest, że wszystkie odmiany fotosyntetyzujących barwników zawierają pierścień porfinowy (jedynie w jednym przypadku pierścień ten jest otwarty i wyprostowany).

Badając chlorofil w roślinach lub roztworach spotykamy się również z całym szeregiem jego pochodnych, np. chlorofil pozbawiony magnezu zwany feofityną (jest tych feofitin znów cały „komplet“ *a*, *b*, *c* itd.). Oprócz chlorofilu w liściach



Rys. 2. Drobnina chlorofilu (grubszą kreską oznaczony jest łańcuch wiązań sprzężonych wg [23])

występuje cały szereg innych barwników (karotenoidy, ksantofile). W zielonym wyciągu otrzymywanym przez zalanie liści organicznym rozpuszczalnikiem (eterem, acetonem, alkoholem) chlorofil jest najliczniej reprezentowanym barwnikiem. Mimo to wydzielenie z tego wyciągużądanego rodzaju chlorofilu jest sprawą dość kłopotliwą. Przeważnie wykorzystuje się w tym celu różnice w zdolnościach adsorpcyjnych poszczególnych barwników (oddziela się je metodą chromatograficzną). Do dnia dzisiejszego w chromatografii chlorofilu używane są kolumny napelnione suchym, sproszkowanym cukrem, jakie po raz pierwszy zastosował Cwiet jeszcze w 1906 r. Istnieje szereg przepisów [4], [6], [7] dotyczących rozpuszczalników do chromatografii i sposobu ich używania. W dobrze „rozwinętych“ chromatogramie poszczególne barwniki są adsorbowane w różnych warstwach kolumny i są oddzielone od siebie warstwami

niezabarwionego cukru. Proces chromatograficzny powtarza się przeważnie dwukrotnie, w celu otrzymania barwnika o większej czystości.

Pomimo rozwoju chemii chlorofilu, ciągle jeszcze najpospolitszym sposobem jego otrzymywania jest oddzielanie chlorofilu z wyciągów liści bądź chromatograficzne, bądź też przez rozdział rozpuszczalników.

4. Fotochemiczne przemiany chlorofilu

Zarówno w czasie badań z zerwanymi liśćmi, jak i z roztworami chlorofilu trzeba zachowywać specjalne ostrożności, aby unikać jego rozkładu. Należy stosować przyciemnione światło, przechowywać wyciągi i roztwory w niskiej temperaturze bez dostępu tlenu itp. Ostrożności te są zupełnie uzasadnione, gdyż pod wpływem światła chlorofil może ulegać przeróżnym przemianom, które stwierdzono poprzez badania widmowe. Mogą zachodzić nieodwracalne lub odwracalne reakcje fotochemiczne: redukcja, utlenienie, utworzenie pochodnych chlorofilu (np. feofitiny), tworzenie nowych jego odmian (np. z chlorofilu *a* powstaje produkt zbliżony do chlorofilu *d*) itp. Budowa chemiczna wielu pochodnych chlorofilu jest jeszcze nieznaną, choć znamy często cały szereg ich własności. Szczególnie ważne dla procesu fotosyntezy są przemiany odwracalne. Odwracalne zmiany fotochemiczne w roztworach chlorofilu wykrył Krasnowskij [9], a w fotosyntetyzujących komórkach Duysens [8]. Gdy Duysens oświetlił preparat zawierający bakteriochlorofil niebieskim światłem, to wysokość maksimum pasma absorpcyjnego 8900 Å malała o 1%, a w ciemności wracała do normy. Podobne reakcje były znane wcześniej np. dla hemoglobiny, która pod względem budowy chemicznej jest trochę podobna do chlorofilu. Ze względu na cykliczne zmiany chlorofilu w procesie fotosyntezy jest bardzo ważna odwracalna fotochemiczna redukcja chlorofilu wykryta i zbadana przez Krasnowskiego [9].

Krasnowskij badał roztwór chlorofilu w toluenie z dodatkiem pirydyny i kwasu askorbinowego. Roztwór taki, po odtlenieniu i naświetleniu traci swą zwykłą, zieloną barwę i staje się różowy, a po utlenieniu powraca powoli do swego pierwotnego zabarwienia. Reakcja Krasnowskiego jest badana dla różnych odmian chlorofilu, w różnych kombinacjach rozpuszczalników [9], [10]. Evstigneev i Gavrilova [11] badali widma fluorescencji fotoredukowanego chlorofilu; z widm tych widać, że przy fotoredukcji powstaje cały szereg różnych pochodnych.

Badania Evstigneeva [12], [13] fotoprzewodnictwa chlorofilu w suchej pirydynie, wykazały, że z trzech produktów fotoredukcji (o różnych czasach życia) tylko jeden ma charakter jonowy, a dwa pozostałe przewodnictwa nie wykazują.

Pod wpływem oświetlenia chlorofil odbarwia się częściowo odwracalnie. Zwykle odbarwienie zachodzi niezbyt gwałtownie. Jednakże szereg substancji przyspiesza ten proces, w wyniku którego powstaje produkt o maksimum ab-

sorpcji około 4000Å (o widmie podobnym do widma porfiny). Linschitz i Rennert [14] wykryli odwracalne fotoodbarwienie chlorofilu w EPA (eter, metylopentan, alkohol) w niskiej temperaturze. Efekt ten autorzy tłumaczą powstaniem tautomerycznej odmiany barwnika albo jego oddziaływaniem z ośrodkiem. Podobne zjawisko dla roztworu w metanolu znaleźli Livingston i Ryan [32]. Ponieważ trwałość odbarwienia zależy od stężenia substancji utleniających w roztworze, nasuwa się przypuszczenie, że odwracalne fotoodbarwienie jest po prostu odwracalnym utlenieniem.

Gdy alkoholowy roztwór chlorofilu przechowywany jest z dostępem powietrza, zachodzi jego alomeryzacja (niebieskie maksimum absorpcyjne rośnie, czerwone maleje i oba przesuwiają się w stronę fal krótkich [7], [15]).

Po silnym oświetleniu widma absorpcji chlorofilu mogą również ulegać zmianie dzięki temu, że część drobin przechodzi do stanu metatrwałego [16], [18].

5. Fluorescencja chlorofilu

Roztwory chlorofilu w organicznych rozpuszczalnikach wykazują piękną, intensywnie czerwoną fluorescencję. Około 25% liczby padających na roztwór chlorofilu *a* kwantów światła jest z niego emitowanych w postaci kwantów fluorescencji. Wydajność kwantowa fluorescencji roztworu chlorofilu *b* jest około dwukrotnie niższa (wg [17] dla roztworów w eterze chlorofilu *a* i *b* wydajności wynoszą odpowiednio $31 \pm 2\%$ i $12 \pm 3\%$). W roślinach wydajność fluorescencji jest prawie o rząd mniejsza (około 2%).

Badanie fluorescencji liści, pomimo jej małej wydajności, stanowi prawdziwą kopalnię wiadomości o sytuacji chlorofilu w roślinie i przebiegu procesu fotosyntezy. Jest oczywiste, że energia wzbudzenia chlorofilu jest w jakiś sposób wykorzystywana w procesie fotosyntezy. W grę wchodzić mogą właściwie tylko dwa poziomy energetyczne, z których energia może być czerpana na potrzeby fotosyntezy: pierwszy wzbudzony poziom singletowy i najniższy poziom trypletowy (metatrwały). Czy istotnie chlorofil posiada poziom metatrwały i jaka jest jego energia, rozstrzygnąć może jedynie doświadczenie. Najbardziej bezpośrednim sprawdzeniem istnienia tego poziomu jest wykrycie fluorescencji długotrwałej (przejścia *M-N*) [18].

Od dłuższego czasu były sygnalizowane przypadki znalezienia długotrwałej fluorescencji chlorofilu (np. [19]). Niestety te wyniki nie były potwierdzane przez innych autorów. Pewne są dopiero wyniki podane w pracach Beckera i Kashaya [20] oraz Fernandez i Beckera [21]. Ci ostatni stwierdzili bezspornie mierzalną emisję *M-N* dla bardzo starannie osuszonych roztworów chlorofilu *a* i chlorofilu *b* w trzymetylopentanie.

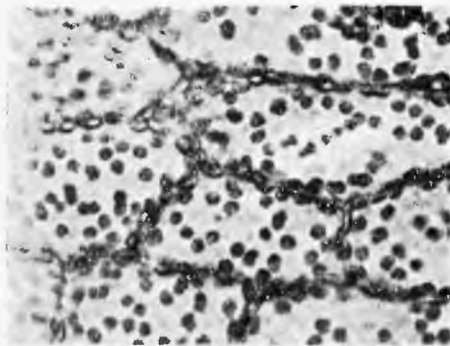
Olbrzymie usługi w badaniu poziomu trypletowego położyła metoda analizy błyskowej w postaci opracowanej przez Portera [22]. Linschitz [14] otrzymał widma absorpcyjne chlorofilu przeprowadzonego w stan trypletowy przez bardzo silny błysk światła. Posługując się podobną metodą Livingston [16]

znalazł widma absorpcyjne stanu trypletowego różnych odmian chlorofilu i jego pochodnych.

Dziś już nikt nie wątpi, że chlorofil posiada stan metatrwały; istnieje natomiast jeszcze rozbieżność zdań co do tego, z którego poziomu wzbudzonego — singletowego czy najniższego trypletowego — jest pobierana energia zużywana w procesie fotosyntezy. Weber [17] jest zdania, że energia jest przekazywana raczej z poziomu singletowego, choć nie można chwilowo wykluczyć modelu, w którym przekazywana byłaby ze stanu trypletowego. Franck [24], [3] jest zwolennikiem koniecznej współpracy obu stanów: singletowego i trypletowego. Calvin [25] dopuszcza możliwość przekazywania energii z obu stanów, ale nie zakłada ich współdziałania. Rozstrzygnięcie tych wątpliwości pozwoli prześledzić przebieg przynajmniej tak zwanego pierwszego kroku fotosyntezy, to jest procesu absorpcji światła i mechanizmu przekazywania energii wzbudzenia.

6. Rozmieszczenie chlorofilu w roślinie

Z całego szeregu faktów doświadczalnych niezbiecie wynika, że sytuacja chlorofilu w roślinie jest zupełnie inna niż w roztworze. W roztworach zawierających chlorofil *a* i *b* lub *a* i *c* fluoryzują oba rodzaje chlorofilu; w roślinach

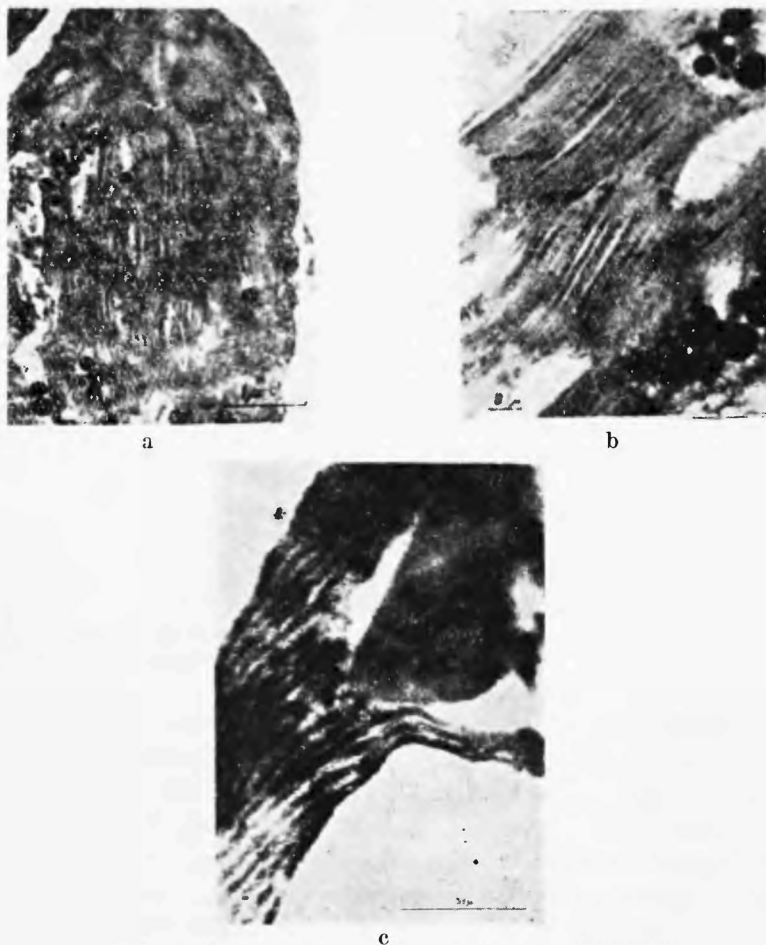


Rys. 3. Mikrofotografia chloroplastów w komórkach rośliny wg [2]

obserwuje się jedynie fluorescencję chlorofilu *a* ([5], str. 281). Być może energia absorbowana przez chlorofil *b* i *c* jest w roślinach szybko przekazywana do chlorofilu *a*. Większy kłopot jest z wytłumaczeniem podobnego zachowania się roztworu chlorofilu *a* i *d*, bo pasmo absorpcji chlorofilu *d* leży po długofalowej stronie pasma absorpcji chlorofilu *a*. Z tych i wielu innych faktów wynika konieczność podania jakiegoś innego mechanizmu przekazywania energii dla chlorofilu *in vivo* niż dla chlorofilu *in vitro*.

Aby móc zaproponować mechanizm przekazywania energii wzbudzenia wewnątrz żyjących liści, trzeba znać ich budowę. Chlorofil w liściach skupiony jest w ciałach cytoplazmatycznych, zwanych chloroplastami. Na rys. 3 widzimy wykonaną przy stosunkowo niewielkim powiększeniu fotografię preparatu. Widać na niej wyraźnie granice komórek i ciemne plamy chloroplastów

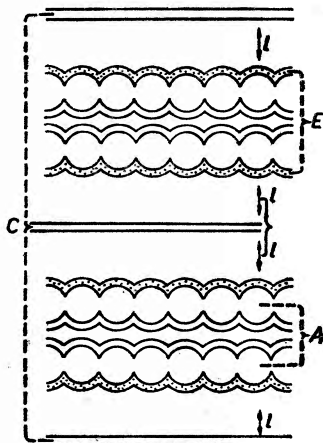
wewnątrz komórek. Chloroplasty stanowią wagowo około $\frac{1}{5}$ część liścia. Na zdjęciach otrzymanych przy pomocy mikroskopu elektronowego widać wewnętrzną strukturę chloroplastów (rys. 4a, b, c). Chlorofil nie jest w ich wnętrzu rozłożony „byle jak”; widać ciemne zabarwione ziarna na jaśniejszym tle (rys. 4a, 4b). Na podstawie badań przy pomocy mikroskopu elektronowego



Rys. 4. Ultrastruktura chloroplastów wg [2] i [5]

przyjmuje się obecnie [26] następującą strukturę chloroplastów wyższych roślin: chloroplast w kształcie talerzyka o średnicy około 5μ i grubości od $0,5 \mu$ do 1μ jest otoczony półprzepuszczalną błoną o grubości 50 \AA do 100 \AA (tj. jednej lub dwóch drobin białka). Chloroplast zawiera około 50 zabarwionych ziaren, zanurzonych w bezbarwnym podłożu proteinowym. Ziarna są w kształcie cylindrów o średnicy 4000 \AA do 6000 \AA i wysokości od 5000 \AA do 8000 \AA . Cylindry te składają się ze stosu ułożonych jedna na drugiej równoległych membran czyli lamelli. Grubość lamelli według jednych autorów wynosi 35 \AA do 50 \AA (w stosie jest ich wtedy około 15), wg drugich dwie sąsiednie lamelle

tworzą dysk o całkowitej grubości około 130 Å (pomiędzy lamellami tworzącymi dysk jest wolna przestrzeń około 65 Å). (W niektórych wodorostach chloroplast nie posiada ziaren, lecz składa się on cały z cienkich membran (rys. 4c)). Z fotografii von Wettsteina [26] wynika, że poszczególne membrany są utworzone z monomolekularnej warstwy kulistych protein. W jednym dysku znajduje się około 90 000 drobin chlorofilu. Świeżo utworzony chlorofil pozbawiony jeszcze grupy fitolowej nie wykazuje regularnego uporządkowania drobin. Jest on absorbowany na powierzchni lipoprotein. Stopniowo tworzy się uporządkowana warstwa monomolekularna chlorofilu pomiędzy dwoma warstwami lipoprotein [3], [5].

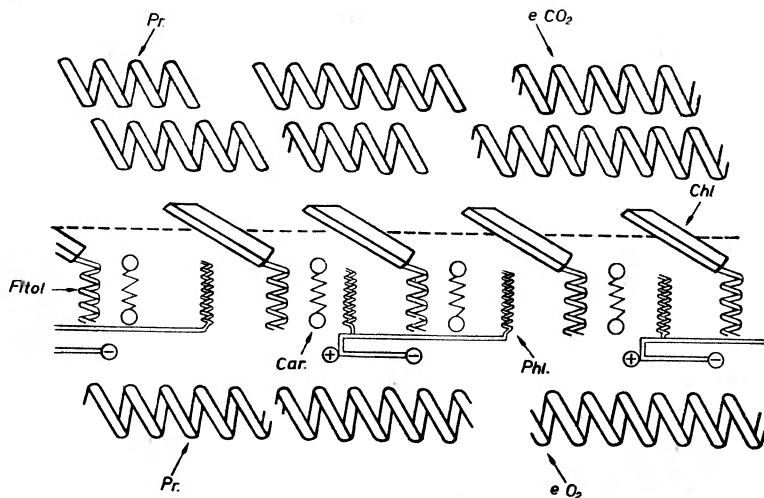


Rys. 5. Budowa lamelli wg Goedheera [5]: *l* — zorientowane swobodne lipidy, *A* — proteinowe części lipoprotein, *B* — chlorofil w lipidowej części lipoprotein, *C* — warstwy wody

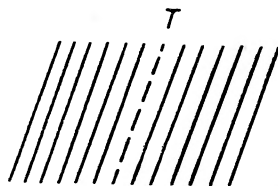
Dla zrozumienia mechanizmu przekazywania energii w lamellach ważniejsza od znajomości ich kształtu jest znajomość ich wewnętrznej struktury. Ważny jest sposób uporządkowania drobin chlorofilu, zakłócenia w regularności ich ustawienia i sąsiedztwo, w którym chlorofil się znajduje. Ultrastruktura lamelli jest jednak jeszcze właściwie hipotetyczna. Stosowane obecnie metody badań chloroplastów bardzo silnie zakłócają naturalną ich budowę. Oprócz badań mikroskopem elektronowym duże usługi w badaniu ultrastruktury oddają metody czysto optyczne: badanie dwójłomności preparatów, anizotropia absorpcji i polaryzacji emitowanej fluorescencji ([5] cz. I, str. 548). Na podstawie tych wyników szereg autorów proponuje różne modele budowy lamelli.

Goedheer ([5] cz. I, str. 552) wprowadza przekonujący model przedstawiony na rys. 5. Z jego badań anizotropii absorpcji i badań stopnia polaryzacji fluorescencji wzbudzonej światłem spolaryzowanym wynika słabsze, niż należałoby się spodziewać, uporządkowanie drobin chlorofilu. Fakt ten wyjaśnia autor stycznym do kulistych w przybliżeniu drobin protein ustawieniem drobin chlorofilu. W ten sposób tworzy się w przybliżeniu jedynie płaska, monomolekularna warstwa chlorofilu pomiędzy powierzchnią proteinowej części lipoprotein, a warstwą wolnych zorientowanych lipidów (rys. 5).

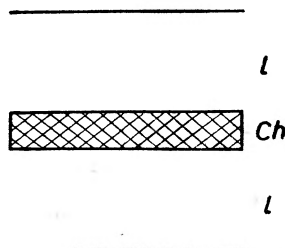
W warstwie tej, pomiędzy lipidowymi częściami lipoprotein, znajdują się wszystkie rodzaje chlorofilu (np. *a* i *b*); karotenoidy rozmieszczone są w jej sąsiedztwie.



Rys. 6. Struktura lamelli wg [2]: *Chl* — pierścien porfirowy chlorofilu, *Pr* — proteiny, *Car* — karotenoidy, *e.CO₂* — enzym redukujący CO₂, *e.O₂* — enzym czynny w przemianie O₂



Rys. 7. Ustawienie pierścieni porfirowych chlorofilu wg Webera [17]: *T* — drobina szczególnie wrażliwa na wygaszenie



Rys. 8. Budowa lamelli wg Francka: *Chl* — warstwa płasko ułożonych drobin chlorofilu, *l* — warstwa lipoprotein

Nieco inny model przedstawiony na rys. 6 proponuje Calvin [2]. Jednakże takie jak na rys. 6 ustawienie pierścieni porfirowych chlorofilu wydaje się mniej prawdopodobne, gdyż grubość lamelli nie przekracza $\frac{1}{2}$ średnicy pierścienia porfirowego. Zastrzeżenie to dotyczy w jeszcze większej mierze modelu proponowanego przez Webera [17] (rys. 7).

Franck [24], [3] w swych rozważaniach rozpatruje zupełnie płaskie ułożenie warstwy drobin chlorofilu pomiędzy dwoma warstwami lipoprotein (rys. 8).

Z rozbieżności w proponowanych modelach wyciągnąć można jeden pewny wniosek, że choć istnienie i kształt lamelli są wyraźnie widoczne pod mikroskopem elektronowym, ich wewnętrzna budowa jest jeszcze hipotetyczna. Słuszność hipotez może być sprawdzana jedynie przez pomiary wtórne (Goedheer [5], Calvin [25]) lub przy pomocy modeli konstruowanych zgodnie z założoną strukturą (Calvin [27], [28]).

7. Dwie teorie procesu fotosyntezy

Chlorofil w liściach traktować można dwojako: bądź jako centrum luminezujące, podobne do centrów luminezujących roztworów (choćby roztworów bardzo lepkich), bądź też, biorąc pod uwagę periodyczną budowę lamelli i zakłócenia tej periodyczności, opierać się można na modelu pasmowym ciała stałego. Krótko mówiąc: można traktować lamelle jako organofosfor lub jako fosfor krystaliczny. Każdy z tych punktów widzenia ma swych zwolenników i swych przeciwników. Calvin [25], [2] jest entuzjastą stosowania modelu pasmowego, Kasha [29] jest zdania, że drobiny chlorofilu w lamelli zachowują się raczej jak centra luminezujące bezpostaciowych organofosforów. Odpowiednio do tych dwóch różnych punktów widzenia istnieją również dwie „teorie“ pierwszego kroku fotosyntezy. „Teorie“ te są właściwie uproszczonymi modelami bardzo złożonego zjawiska. Wydaje się, że nie tyle się one wykluczają, ile po prostu uzupełniają się wzajemnie. Pierwsza z nich wysunięta przez Francka [24], [3] zakłada, że światło absorbowane przez barwniki chloroplastów jest zużywane zgodnie ze zwykłymi regułami fotochemii. W drugiej, proponowanej przez Calvina [25] istotną rolę gra fotoindukowana jonizacja drobin chlorofilu. Na poparcie każdej z tych teorii można przytoczyć cały szereg faktów doświadczalnych. Nic więc dziwnego, że ostatnio Franck [3] zaproponował wytłumaczenie kompromisowe usiłujące pogodzić oba punkty widzenia.

Teoria Francka opiera się przede wszystkim na wynikach badań: 1) struktury chloroplastów, 2) fluorescencji chlorofilu, 3) kinetyki fotosyntezy.

Teorię Calvina popierają: 1) badanie wolnych rodników metodą paramagnetycznego rezonansu elektronowego (Calvin [25]), 2) fotoprzewodnictwo chlorofilu (Gawriłowa, Evstigneev [12]), 3) odwracalne fotoutlenienie i fotoredukcja chlorofilu (Krasnowskij [9]), 4) opóźnione świecenie roślin po naświetleniu (Arnold [30]), 5) badanie komórek akceptorowo-donorowych (Calvin [27], [28] i in.).

7.1. Teoria Francka

Istotną rolę w rozważaniach Francka gra podział drobin chlorofilu na dwie kategorie: chlorofil, który znajduje się w kontakcie z wodą i taki, który jest od wody osłonięty np. przez lipoproteiny. Inne barwniki (np. karotenoidy) odgrywają rolę podrzędną. Przekazują one po prostu swą energię wzbudzenia poprzez wędrówkę ekscytonu lub fluorescencję uczuloną drobinom chlorofilu.

7.1.1. Kompleks woda-chlorofil

Wszyscy badacze zwracają zgodnie uwagę na specjalnie silne oddziaływanie drobiny chlorofilu z wodą [24], [21], [31], [23]. Nie mogą się jednak oni pogodzić co do sposobu, w jaki to zachodzi. Livingston i Weil [31] sądzą, że tworzy się kompleks przy pomocy wiązania wodorowego z ketonową postacią pierścienia cyklopentanowego chlorofilu (przy węglu C_{10} na rys. 2), zaś inni autorzy [33], [24] sugerują, że kompleks tworzy się przy pomocy niewysyconych wiązań pomiędzy dwoma atomami azotu a centralnym atomem magnezu. Franck [24] zakłada, że drobina wody przyczepiając się do dwóch atomów azotu zmniejsza prawdopodobieństwo przejścia niepromienistego, dzięki czemu obserwuje się fluorescencję. Natomiast w niepolarnych rozpuszczalnikach pozbawionych resztek wody, prawdopodobieństwo przejścia niepromienistego jest tak duże, że fluorescencji nie obserwuje się wcale. Ostatnio Kariakin i Čiborov [34], na podstawie wyników swych badań widm podczerwonych, dochodzą do wniosku, że słuszna jest hipoteza Livingstona [31], natomiast Livingston w tym czasie zmienił zupełnie zdanie [35].

Sprawę sposobu tworzenia się kompleksu chlorofilu z wodą należy więc uważać za jeszcze otwartą, jest natomiast faktem stwierdzonym, że nieznaczna domieszka wody do roztworu chlorofilu w bardzo znacznym stopniu zmienia jego widmo, dużo silniej niż domieszki innych substancji w analogiczny sposób zmieniających polarność rozpuszczalnika. Poza tymi spektralnymi „poszlakami“ wiadomo, że woda gra ważną rolę w procesie fotosyntezy (rys. 1). Nie więc dziwnego, że kontakt z wodą może być obrany jako kryterium podziału drobin chlorofilu.

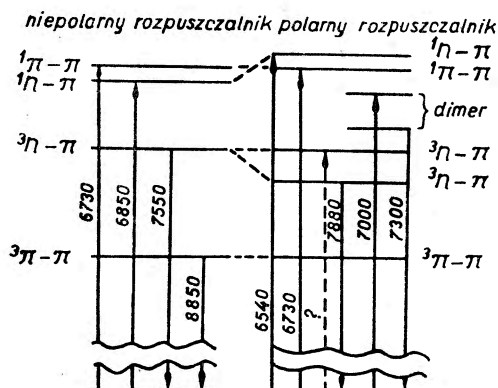
7.1.2. Chlorofil „osłonięty“ i „odsłonięty“

Franck zakłada, że w procesie fotosyntezy biorą aktywny udział jedynie drobiny chlorofilu będące w kontakcie z wodą („odsłonięte“). One się też przyczyniają do emisji światła fluorescencji. Drobiny osłonięte przekazują jedynie pochłoniętą energię wzbudzenia do drobin „odsłoniętych“, w których zostaje ona zużytkowana. Z porównania natężenia światła fluorescencji w warunkach, w których zachodzi zarówno fotosynteza, jak i fluorescencja (F_1) i takich, w których występuje jedynie fluorescencja (F_2) Franck wnioskuje, że energia wzbudzenia czerpana jest na potrzeby fotosyntezy nie tylko z najniższego poziomu trypletowego, ale i z pierwszego wzbudzonego poziomu singletowego ($F_2/F_1 > 1$, gdyby zaś w grę wchodził tylko poziom trypletowy, to musiałoby być $F_2/F_1 = 1$). Franck wprowadza tzw. wstępny krok fotosyntezy (nie należy go mylić z wyżej omówionym pierwszym krokiem). Wstępny krok polega na przygotowaniu partnerów do reakcji zachodzącej w pierwszym kroku. Ścisłej mówiąc, wytwarza substancje utleniające i doprowadza je do położenia, w których na koszt energii wzbudzenia poziomu singletowego zachodzi rozkład wody. Wstępny krok fotosyntezy zachodzi na koszt energii wzbudzenia poziomu trypletowego. Wg autora na koszt tej energii

tworzy się kompleks chlorofil—substancja utleniająca. Jeśli chlorofil wchodzący w skład tego kompleksu zostanie wzbudzony do pierwszego wzbudzonego poziomu singletowego, to spowoduje on rozkład wody. Ponieważ przypuszczalnie kolejne utlenienie i redukcja chlorofilu gra istotną rolę w procesie fotosyntezy, wszystkie substancje, z którymi może on spotkać się w chloroplastach zostały uszeregowane względem ich zdolności utleniających i redukujących. Franck nie widzi w chloroplastach „utleniacza“ występującego w odpowiednio dużym stężeniu, zakłada więc, że jest on wytwarzany we wstępnym kroku fotosyntezy, na koszt energii wzbudzenia poziomu trypletowego. Mechanizm wytwarzania tego utleniacza jest jeszcze niepewny [3] i dla nas nieistotny. Istotne jest, że gdy na koszt energii „singletowej“ zachodzi rozkład wody, to z tego utleniacza powstaje pośredni nietrwały produkt, w którego rozpadzie, podczas ciemnej egzotermicznej reakcji widzi Franck źródło energii potrzebnej do reprodukcji akceptora CO_2 w cyklu Calvina-Bensona.

7.1.3. Układ poziomów energetycznych chlorofilu

Schemat poziomów energetycznych drobin chlorofilu w roztworze przedstawia rys. 9. Jest on jedynie orientacyjny; dokładne położenie poziomów zależy oczywiście od rodzaju rozpuszczalnika, a nie tylko, jak sugerować by



Rys. 9. Układ poziomów energetycznych chlorofilu w roztworze [3]

mógł rysunek, od jego polarności. Ze schematu drobin chlorofilu (rys. 2) widać, że posiada ona bardzo rozciągnięty łańcuch wiązań sprzężonych. Wzdłuż tego łańcucha poruszać się mogą swobodnie, zgodnie z modelem metalicznym drobin, elektrony typu π . Mogą one być w stanie normalnym lub wzbudzonym i mają oczywiście układ termów singletowych i trypletowych. Dzięki nim powstają przejścia $^1\pi-\pi$ i $^3\pi-\pi$ (rys. 9). Chlorofil posiada (podobnie jak inne barwniki aromatyczne) oprócz normalnej serii stanów kwantowych elektronów π , serię stanów odpowiadających przejściu niewiążącego elektronu na niepełnej orbicie (tzw. elektronu n) do układu elektronów π . W chlorofilu zarówno dwa atomy azotu w pierścieniu pirolowym, jak i grupa $\text{C}=\text{O}$ w pierścieniu cyklopentanowym zawierają elektrony niewiążące (rys. 2). W swych

wcześniejszych pracach Franek [24] wprowadzał aż dwa układy termów typu $n-\pi$. Ostatnio [3] wystarcza mu do wytłumaczenia faktów doświadczalnych jeden układ singletowych i trypletowych poziomów typu $n-\pi$ związany z atomem C_9 (rys. 2).

Jak wiadomo [36] pasmo absorpcji $n-\pi$ ze wzrostem polarności ośrodka przesuwa się znacznie w stronę fal krótkich, podczas gdy pasmo absorpcji odpowiadające przejściu $\pi-\pi$ ze wzrostem polarności słabo przesuwa się w stronę czerwieni. Fluorescencja w suchych niepolarnych rozpuszczalnikach nie występuje; po oziębieniu obserwuje się jedynie fluorescencję długotrwałą ($M-N$) [21]. Tłumaczy to łatwo rys. 9. Przy wzroście polarności rozpuszczalnika poziomy ${}^1n-\pi$ i ${}^1\pi-\pi$ „zamieniają się kolejnością“. Z wyższego poziomu na niższy zachodzi przejście niepromieniste. W rozpuszczalnikach polarnych ${}^1\pi-\pi$ leży niżej, toteż obserwuje się z niego pochodzącą fluorescencję. W rozpuszczalnikach niepolarnych ${}^1n-\pi$ leży poniżej ${}^1\pi-\pi$; ma on jednak tak dużą domieszkę charakteru trypletowego, że z dużym prawdopodobieństwem zachodzi z niego konwersja do ${}^3n-\pi$. Dlatego też obserwujemy jedynie fluorescencję długotrwałą, jeśli stworzymy dla niej odpowiednie warunki przez oziębienie roztworu [21]. Tak wygląda układ poziomów w roztworze. Wobec dużej zawartości wody w roślinie wydaje się w pierwszej chwili dziwne, że układ poziomów absorpcyjnych w chloroplastach przypomina bardziej układ poziomów chlorofilu w suchym niepolarnym rozpuszczalniku niż w rozpuszczalniku polarnym. Staje się to jednak zrozumiałe, gdy przypomnimy sobie budowę lamelli. Osłonięte chlorofile stanowią olbrzymią większość i to one właśnie są przede wszystkim odpowiedzialne za absorpcję ${}^1\pi-\pi$. Tak uzyskana energia singletowego wzbudzenia migruje poprzez osłonięte drobiny chlorofilu, aż do drobin odsłoniętej. W czasie tej wędrówki praktycznie nie zachodzi konwersja na poziom $n-\pi$, bo oscylator absorpcji przejścia $n-\pi$ jest prostopadły do płaszczyzny pierścienia porfinowego, podczas gdy oscylator absorpcji $\pi-\pi$ leży w płaszczyźnie tego pierścienia, a drobiny ułożone są płasko jedna koło drugiej. Jeżeli w okolicy odsłoniętej drobin chlorofilu znajduje się czynnik utleniający (utworzony przez absorpcję ${}^3n-\pi$) i czynnik redukujący (cytochromy, które są akceptorem elektronów), to zajdzie akt fotosyntezy.

7.1.4. Dimery chlorofilu

Na rys. 9 pasmo absorpcji posiadające maksimum w okolicy 7000 Å oznaczone jest jako należące do dimeru. Jest to jednak jeszcze kwestia sporna. Chlorofil łatwo tworzy asocjaty z drobinami rozpuszczalnika oraz dimery. Brody [37] rozłożył długofalowe pasmo absorpcji bardzo stężonych roztworów chlorofilu na pasmo monomerów i dwa leżące po obu jego stronach pasma dimerów. Dimery te utworzone są według autora przez dwie drobiny chlorofilu, których płaszczyzny pierścieni porfiny tworzą ze sobą kąt 130°. Również i dla krótkofalowego pasma (max. 4300 Å) udało się zaobserwować zmiany kształtu ze wzrostem stężenia świadczące o dimeryzacji [38]. Brody interpretuje absorpcję w okolicy 7000 Å jako absorpcję dimeru emitującego fluorescencję

o maksimum w okolicy 7200 Å, Franek natomiast interpretuje ją jako absorpcję $n-\pi$ drobin zaburzonych przez otoczenie. Wprawdzie różnica pomiędzy dimerem, a drobiną silnie zaburzoną przez „sąsiadkę“ jest prawie nieuchwytna, ale pozornie błaha sprawa tworzenia przez chlorofil mniej lub więcej trwałych asocjatyw w różnych roztworach, niezbadana wystarczająco, utrudnia nie tylko przyporządkowanie obserwowanych maksimumów absorpcji poszczególnym przejściom, ale i przewidywanie zachowania się chlorofilu w lamelli. Franek zakłada bowiem, że właśnie absorpcja w rejonie 7000 Å dostarcza energii do wstępnego kroku fotosyntezy.

7.1.5. Wpływ uporządkowania drobin

W czerwonych i niebieskozielonych wodorostach światło absorbowane przez chlorofil nie jest wykorzystywane ani w fotosyntezie, ani w fluorescencji. Wytłumaczyć to można nieuporządkowanym ułożeniem drobin chlorofilu, dzięki czemu ułatwiona jest konwersja pomiędzy ${}^1n-\pi$ i ${}^3n-\pi$. Gdy zachodzi konwersja osłonięte drobin nie przekazują energii stanu ${}^1\pi-\pi$ do drobin odsłoniętych, jest natomiast wykorzystywana w procesie fotosyntezy energia absorbowana przez inne barwniki.

7.1.6. Doświadczenie Emersona

Z doświadczeniem Emersona [39] było wiele kłopotu. Już dawno stwierdzono, że w algach wydajność fluorescencji i wydajność fotosyntezy spada przy długofalowych, antystokesowskich wzbudzeniach w sposób podobny. Emerson stwierdził, że jeżeli do długofalowego światła dodać pewną ilość światła stokesowskiego, to również i antystokesowskie wzbudzenie zostanie wykorzystane do fotosyntezy. Efekt ten tłumaczy po raz pierwszy w sposób naturalny teoria Francka. Długofalowa absorpcja pochodzi przede wszystkim od przejść ${}^3n-\pi$ odsłoniętych chlorofili. Obserwuje się przy wzbudzeniach tymi długościami fal pewne różne od zera wydajności, bo obszary absorpcji ${}^3n-\pi$ i ${}^1\pi-\pi$ trochę na siebie zachodzą. Dodanie wzbudzenia w obszarze absorpcji ${}^1\pi-\pi$ zwiększa wydatnie wydajność fotosyntezy. Ostatnio French [40] wykazał, że współdziałanie dwóch rodzajów wzbudzeń zachodzi nawet wtedy, gdy dodatkowe oświetlenie krótkofalowe zostanie dostarczone po upływie kilku sekund po przerwaniu długofalowego oświetlenia. Świadczy to o dość dużej trwałości czynników utleniających wytworzonych we wstępnym kroku fotosyntezy.

7.2. Teoria Calvina

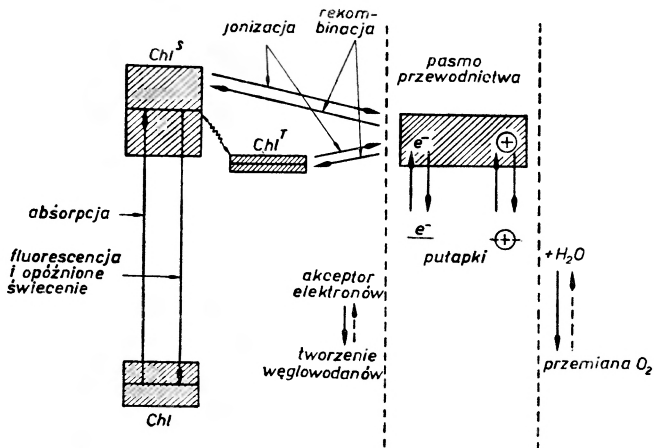
Istnieje cały szereg doświadczeń, które w sposób naturalny dają się wyjaśnić, przy traktowaniu lamelli jako kryształu dwuwymiarowego. Do tych doświadczeń należy np. świecenie, które wykazuje po naświetleniu *chlorella*¹,

¹ Jednokomórkowy, zielony glon.

a którego rozkład widmowy jest identyczny z rozkładem natężeń światła fluorescencji. Arnold [30] tłumaczy to świecenie fotojonizacją, która wytwarza nośniki obu znaków. Elektrony zostają uwięzione w pułapkach. Opóźnione świecenie zawdzięczamy opóźnionej rekombinacji elektronów z pułapek i jonów dodatnich. Jak widać w rozważaniach Arnolda, podobnie jak i w dalszych rozważaniach opierających się na modelu pasmowym, kładzie się nacisk na migrację ładunku, a nie jak w rozważaniach szkoły Francka, na migrację energii wzbudzenia. W obu grupach rozważań istotną rolę odgrywają zaburzenia w uporządkowaniu lamelli. Świecenie wykryte przez Arnolda, w warunkach gdy nie zachodzi fotosynteza, jest 10 do 20 razy silniejsze niż przy jej występowaniu. Już poprzednio były wykryte podobne opóźnione świecenia dla różnych substancji organicznych zawierających proteiny; zachodziły one jednak przy udziale stanu metatrwałego macierzystej drobiny. W kompleksach chlorofil-proteiny przyjmuje się, że opóźniona emisja zachodzi bez udziału stanu metatrwałego. Długi czas życia uwarunkowany jest czasem potrzebnym na spotkanie się rodnika i elektronu. Nie jest pewne, czy w doświadczeniach Arnolda nie były obserwowane dwie różne składowe świecenia, o różnych czasach życia. Sytuację komplikuje czas indukcji fotosyntezy i zmiany, którym ulega chlorofil przy naświetlaniu.

7.2.1. Doświadczenie Calvina

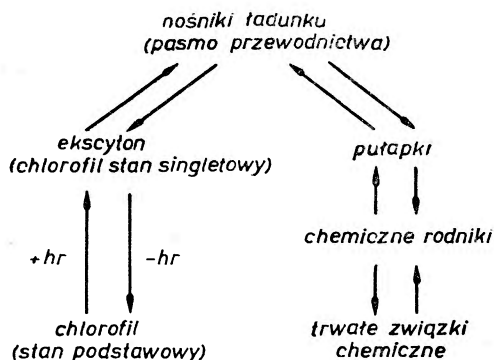
By potwierdzić hipotezę fotojonizacji wytwarzającej wolne rodniki Calvin [25] badał sygnały paramagnetycznego rezonansu elektronowego dla oświetlo-



Rys. 10. Procesy fotochemiczne przy fotosyntezie wg [25]

nych i nie oświetlonych chloroplastów. Kwant fotosyntetyzującego światła tworzy niesparowane elektrony, które są następnie złapane do pułapek. Po wyzwoleniu ich z pułapek łączą się one z rodnikami, tworząc trwałe związki chemiczne. Mechanizm proponowany przez Calvina [25] przedstawiają ry-

sunki 10 i 11. Calvin badał w swej pracy sygnały ESR (elektronowy spinowy rezonans) oświetlonych i nie oświetlonych etanolowych roztworów *chlorella* w atmosferze N_2 i O_2 oraz różnych temperaturach. Dla innych preparatów badał zanik sygnału po przzerwaniu oświetlenia. Wyniki doświadczeń popierały schemat przedstawiony na rys. 10. Franck nie neguje istnienia fotojonizacji, ale uważa ją za proces konkurencyjny, gdy z jakichś powodów przekazanie



Rys. 11. Wykorzystanie energii świetlnej w fotosyntezie wg [2]

energii do odsłoniętych drobin jest niemożliwe, to poprzez schodkowe wzbudzenie może nastąpić jonizacja. Jeśli nie dostarczymy energii na drugi stopień wzbudzenia — zaobserwujemy świecenie opóźnione Arnolda.

7.2.2. Nowy model Calvina

Calvin odstąpił ostatnio [41] od swego prostego, wyżej opisanego modelu. Stwierdził on, że mechanizm działania lamelli przypomina mechanizm przekazywania energii w półprzewodzących solach organicznych. W tym też duchu zinterpretował swe prowadzone od lat doświadczenia z komórkami donorowo-akceptorowymi. Calvin traktuje lamellę jak małe fotoogniwo. Nie mogąc zmierzyć bezpośrednio różnicy potencjałów powstałej po oświetleniu (nie pozwalają na to wymiary lamelli) tworzy modele skonstruowane według hipotetycznej budowy lamelli i sprawdza ich działanie. Komórki utworzone są z warstwy donoru elektronów — barwnika grającego rolę chlorofilu (jest nim przeważnie ftalocjanina) i warstwy chloranilu będącego akceptorem elektronów. Na anizotropowej krystalicznej warstwie barwnika o grubości 10^{-4} - 10^{-3} cm sublimowana jest jeszcze cieńsza warstwa chloranilu. Dla takiej komórki umieszczonej pomiędzy elektrodami mierzono ciemne przewodnictwo, polaryzację dielektryczną, fotoprzewodnictwo oraz czas jego zaniku i stężenie wolnych spinów metodą ESR. W ciemności w komórce donorowo-akceptorowej tworzą się dziury we ftalocjaninie i ujemne nośniki w chloranilu. Przez to wzrasta około 10^7 razy ciemne przewodnictwo ftalocjaniny i powstają niesparowane elektrony. Po oświetleniu warstwy ftalocjaniny poprzez półprzeźro-

czystą elektrodę drobiny jej ulegają wzbudzeniu. Wzbudzone elektrony ftalocjaniny są przekazywane ujemnym jonom akceptora, przez co tworzą się dalsze dziury we ftalocjaninie i podwójne jony w chloranilu. W ten sposób ilość niesparowanych spinów maleje w czasie oświetlania. Z pomiaru stężenia niesparowanych spinów i stężenia ładunków można otrzymać ruchliwość nośników. Badanie komórek donorowo-akceptorowych doprowadziło Calvina do następujących wniosków dotyczących chloroplastów:

- 1) aparat fotosyntetyzujący w roślinie zawiera donory i akceptory elektronów,
- 2) trójwymiarowemu uporządkowaniu ftalocjaniny w modelu odpowiada dwuwymiarowe uporządkowanie chlorofilu w lamelli,
- 3) energia wzbudzenia chlorofilu migruje (podobnie jak w antagonistycznej teorii!) do krańca dwuwymiarowego uporządkowania, gdzie dopiero jest zużywana do reakcji,
- 4) reakcja polega na przekazaniu elektronu z chlorofilu do akceptora elektronów (czynnika redukującego),
- 5) kompleks przekazujący ładunek dyfunduje, następnie dzieli się na ujemnie naładowany czynnik redukujący i dodatnio naładowany chlorofil,
- 6) dziura chlorofilu migruje do ferrocytochromów i utlenia je na ferriocytochromy,
- 7) utlenione cytochromy redukują się przez zubożenie ujemnego jonu, przypuszczalnie OH^- , pochodzącego z pierwszego kroku reakcji prowadzącej do fotosyntetycznej ewolucji tlenu.

Jak widać, w miarę rozwoju obie teorie wyraźnie upodabniają się do siebie.

7.3. Propozycje Webera

Podobny nieco mechanizm pierwszego kroku fotosyntezy proponuje Weber [17]. Zwraca on uwagę na trudności występujące przy wprowadzeniu mechanizmu półprzewodnikowego jako koniecznego kroku w wykorzystywaniu energii do fotosyntezy. Folie organiczne, których budowa przypomina chloroplasty, wykazują bardzo małą wydajność fotoprzewodnictwa. Ich półprzewodnikowy charakter spowodowany jest w znacznej mierze przez silne sprzężenie dwóch elektronów ich drobin. Elektrony te, z których jeden jest w stanie podstawowym, a drugi wzbudzonym, mają przeciwne spiny. To silne sprzężenie przeciwdziała oddzieleniu się elektronu od dziury, dopóki nie przewyżczy go oddziaływanie innej drobiny donoru. Dopiero wówczas wzbudzony elektron może być oddzielony i przekazany do akceptora.

7.4. Kompromisowa teoria Francka

Franck proponuje teorię kompromisową [3]. W skrócie wygląda ona tak: 1) kwant ${}^3n-\pi$ lub ${}^3\pi-\pi$ wytwarza kompleks ładunkowy (dodatnia dziura chlorofilu i ujemny akceptor elektronów), 2) kwant absorbowany przez kompleks chlorofil-utleniacz (absorpcja w pobliżu 7000 Å) zubożnia akceptor elektronów, po czym dodatnia dziura migruje dalej sama do cytochromów, które utlenia, tracąc dodatni ładunek.

8. Zakończenie

Gdy czyta się mnóstwo prac i opracowań dotyczących zjawiska fotosyntezy nasuwa się mimo woli smutny wniosek, że mimo tak olbrzymiego wysiłku bardzo mało jeszcze wiemy o tym podstawowym zjawisku. Prace dawniejsze podzielić można na trzy wyraźne grupy: prace fizyków, chemików i biologów. Dopiero od niedawna zaczęła się ściślejsza współpraca pomiędzy specjalistami różnych dziedzin, która rokuje nadzieję na szybsze rozwiązanie problemu.

Literatura

- [1] R. Emerson, R. Chalmers, *Research in Photosynthesis*, New York 1957, str. 349.
- [2] M. Calvin, *Rev. mod. Phys.*, **31**, 147 (1959).
- [3] J. Franck, J. L. Rosenberg, C. Weiss, *The Primary Photochemical step in Photosynthesis w Luminescence of Organic and Inorganic Materials*, New York 1962 (International Conference).
- [4] T. N. Godnev, *Strojenije chlorofila*, Mińsk 1952.
- [5] *Encyclopedia of Plant Physiology*, Berlin 1960, vol. V cz. I i II.
- [6] T. N. Godnev, *Fiziologia Rastienij*, **6**, 36 (1959).
- [7] A. S. Holt, E. F. Jacobs, *Am. Journ. of Botany*, **41**, 710 (1954).
- [8] J. M. N. Duysens, *Nature*, **173**, 692 (1954).
- [9] A. A. Krasnowskij, *Doklady A.N.S.S.S.R.* **60**, 421 (1948); **61**, 91 (1948); **89**, 527 (1953).
- [10] A. A. Krasnowskij, V. A. Gavrilova, *Dokl. A.N.S.S.S.R.*, **81**, 1105 (1951).
I. E. Erohin, A. A. Krasnowskij, *Biofizika*, **6**, 392 (1961).
- [11] V. B. Evstigneev, V. A. Gavrilova, *Dokl. A.N.S.S.S.R.*, **91**, 899 (1953).
- [12] V. B. Evstigneev, V. A. Gavrilova, *Dokl. A.N.S.S.S.R.*, **103**, 97 (1955).
- [13] V. B. Evstigneev, I. G. Savkina, *Biofizika*, **6**, 30 (1961).
- [14] H. Linschitz, I. Rennert, *Nature*, **169**, 193 (1952).
- [15] A. S. Holt, *Canad. J. Biochem.*, **36**, 436 (1958).
- [16] R. Livingston, *J. Amer. Chem. Soc.*, **77**, 2179 (1955).
- [17] G. Weber, *Comparative Biochemistry of photoreactive systems*, Academic Press, New York 1960.
- [18] A. Jabłoński, *Postępy Fizyki*, **13**, 15 (1962).
- [19] M. Calvin, G. Dorough, *Science*, **105**, 433 (1947).
- [20] R. S. Becker, M. Kasha, *J. Amer. Chem. Soc.*, **79**, 3669 (1955).
- [21] J. Fernandez, R. S. Becker, *J. Chem. Phys.*, **31**, 467 (1959).
- [22] G. Porter, *Proc. Roy. Soc.*, **A200**, 284 (1950).
- [23] A. N. Sidorov, A. N. Terenin, *Optika i Spektroskopia*, **8**, 482 (1960).
- [24] J. Franck, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.*, **44**, 527 (1958).
- [25] M. Calvin, *Rev. mod. Phys.*, **31**, 157 (1959).
- [26] S. Garnick, *Research in Photosynthesis*, New York 1957.
- [27] D. R. Kerns, M. Calvin, *J. Amer. Chem. Soc.*, **83**, 2110 (1961).
- [28] D. R. Kerns, G. Tollin, M. Calvin, *J. chem. Phys.*, **32**, 1020 (1956).
- [29] M. Kasha, *Rev. mod. Phys.*, **31**, 162 (1959).
- [30] W. A. Arnold, H. K. Sherwood, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.*, **43**, 105 (1957).
Research in Photosynthesis, New York 1957.
W. Arnold, R. K. Clayton, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.*, **46**, 769 (1960).
- [31] R. Livingston, S. Weil, *J. Amer. Chem. Soc.*, **71**, 1542 (1949).
- [32] R. Livingston, V. A. Ryan, *J. Amer. Chem. Soc.*, **75**, 2176 (1953).

- [33] V. B. Evstigneev, V. A. Gavrilova, A. A. Krasnowskij, Dokl. A.N.S.S.S.R., **70**, 261 (1950).
- [34] A. K. Čiborov, A. W. Kariakin, Biofizika, **7**, 561 (1961).
- [35] V. G. Krishina, L. Goodman, J. chem. Phys., **33**, 381 (1960).
- [36] R. Livingston, S. Weil, J. Amer. Chem. Soc., **75**, 2173 (1951).
- [37] S. S. Brody, M. Brody, Nature, **189**, 547 (1961).
- [38] D. Frąckowiak, M. Kamińska, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys., **10**, 601 (1962).
- [39] R. Emerson, W. Arnold, J. Gen. Physiol., **15**, 391 (1932).
- [40] J. Myers, C. S. French, Plant Physiol., **35**, 963 (1960).
- [41] M. Calvin, J. Theoret. Biol., **1**, 258 (1961).

Witold Giriat

Institut Fizyki PAN
Warszawa

Struktura krawędzi absorpcji podstawowej w półprzewodnikach

1. Wstęp

Badania optyczne półprzewodników w chwili obecnej stanowią już bardzo rozległą dziedzinę wiedzy, która wykazuje w dalszym ciągu silne tendencje rozwojowe. Znaczny rozwój tych badań datuje się od około 10 lat. Do jednych z pierwszych należą tu badania przeprowadzone przez zespoły Bardeena i Fana [1, 2]. Prace te w znacznym stopniu przyczyniły się do rozwoju optyki półprzewodników.

Badania optyczne półprzewodników można podzielić na kilka grup bądź to ze względu na rodzaj występujących zjawisk, bądź ze względu na rodzaj stosowanej techniki pomiarowej. Rozróżniamy tu następujące grupy tematyczne [3]:

- a) absorpcja podstawowa (uwarunkowana przejściami międzypasmowymi),
- b) absorpcja na wolnych nośnikach (absorpcja metaliczna),
- c) absorpcja na drganiach sieci (Reststrahlen),
- d) odbicie w obszarze krótkofalowym,
- e) odbicie w obszarze długofalowym,
- f) świecenie rekombinacyjne i in.

W ostatnich kilku latach (głównie w zespole Laxa [4]) została rozpracowana wielce obiecująca metoda badań optycznych, a mianowicie magnetooptyka.

Badania optyczne dostarczają wiele cennych informacji o własnościach półprzewodników. Cały szereg tych wiadomości nie można otrzymać z innych pomiarów fizycznych. Należy także podkreślić dużą precyzję badań optycznych, co pozwala na głębszą analizę badanych zjawisk w półprzewodnikach.

Z pomiarów absorpcji międzypasmowej można bardzo dokładnie wyznaczyć szerokość pasma energii wzbronionej i jej zmiany z temperaturą. Analiza struktury krawędzi absorpcji podstawowej pozwala wyciągnąć wnioski dotyczące charakteru występujących przejść. Otrzymuje się także dane o strukturze energetycznej półprzewodnika i o widmie fononowym, jak również dane odnośnie ekscytonów¹. W oparciu o rozwój techniki doświadczalnej, zwią-

Zagadnieniu ekscytonów będzie poświęcony osobny artykuł w „Postęпах Fizyki“ [5]

zanej głównie z konstrukcją przyrządów optycznych o dużych zdolnościach rozdzielczych, osiągnięto znaczne postępy w tych badaniach [6].

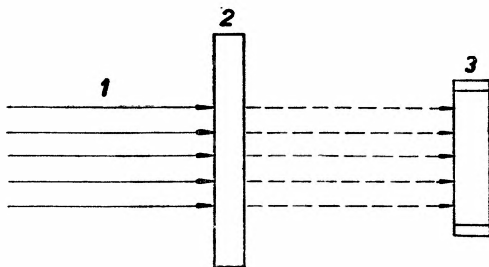
W ostatnim okresie rozpoczęto badania krawędzi absorpcji w silnie domieszkowanych półprzewodnikach [7—10]. Badania te dostarczają ciekawych informacji o zmianach struktury energetycznej w silnie domieszkowanych półprzewodnikach oraz danych odnośnie występujących tu mechanizmów rozpraszania elektronów i przejść międzypasmowych.

W półprzewodniku można rozróżnić cztery źródła nośników prądu: a) elektrony swobodne w pasmie przewodnictwa, b) elektrony (i dziury) związane z poziomami domieszkowymi, c) elektrony (i dziury) w pasmie walencyjnym, d) elektrony w pasmach wewnętrznych, tj. leżących głębiej niż pasmo walencyjne. W rozpatrywanym tu zakresie energii (energii mniejszej od 6 eV), elektrony z głębszych pasm nie biorą udziału w absorpcji i nie będą brane pod uwagę. Nie będzie także rozpatrywana tu absorpcja wywołana przez elektrony w pasmie przewodnictwa (i dziury w pasmie walencyjnym). Również poza zakresem zainteresowania tego artykułu jest wpływ domieszek na absorpcję.

Tematem niniejszego artykułu jest krótkie przedstawienie niektórych zagadnień związanych z absorpcją podstawową w czystych półprzewodnikach. W krótkim zarysie omówiono także technikę wyznaczania współczynnika absorpcji.

2. Absorpcja promieniowania przy przejściach międzypasmowych (absorpcja podstawowa)

Rozpatrzmy płaskorównoległą płytkę półprzewodnikową (rys. 1), prostopadle do której pada promieniowanie. Gdy energia padającego kwantu promieniowania jest mniejsza od pewnej wartości $h\nu_0$, to część padającego promienio-

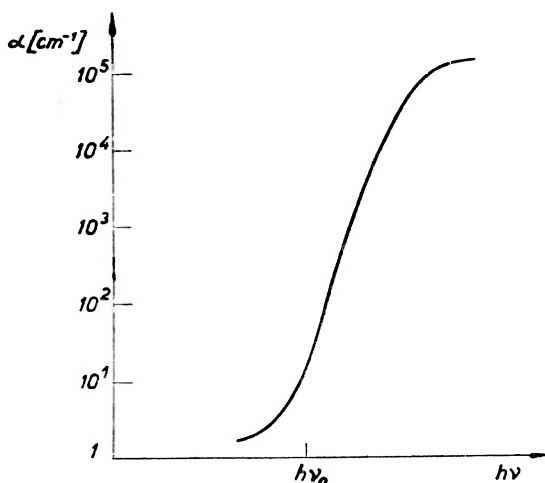


Rys. 1. Schematyczne przedstawienie układu do określenia absorpcji; 1 — padające promieniowanie, 2 — płytka półprzewodnikowa, 3 — detektor promieniowania

wania odbija się od powierzchni półprzewodnika, a reszta przechodzi przez płytkę bez żadnej absorpcji. Półprzewodnik jest przezroczysty i detektor stwierdza obecność promieniowania po drugiej stronie płytki. Przy wzroście energii kwantów promieniowania ponad wartości $h\nu_0$ w płycie następuje bardzo

silny wzrost absorpcji. Wielkość współczynnika absorpcji wzrasta o kilka rzędów wielkości przy niedużych zmianach $h\nu$. Przy dalszym wzroście $h\nu$ współczynnik absorpcji pozostaje stały (lub nieznacznie się zmienia) i wynosi około 10^5 cm^{-1} . Typowy przebieg współczynnika absorpcji podano na rys. 2.

Ten charakterystyczny wzrost współczynnika absorpcji jest spowodowany przejściami elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Przejścia takie mogą mieć miejsce tylko wtedy, gdy energia kwantów padającego promieniowania jest wystarczająco duża, by spowodować przerzut elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Energia kwantów promieniowania $h\nu_0$, przy której następuje silny wzrost absorpcji, jest równa szerokości pasma energii wzbronionej ΔE ($h\nu_0 = \Delta E$). Jednakże ściśle wyznaczenie



Rys. 2. Typowa zależność współczynnika absorpcji od energii kwantów padającego promieniowania

$h\nu_0$ nie jest zagadnieniem prostym. Dokładność wyznaczenia $h\nu_0$ z bezpośredniego pomiaru współczynnika absorpcji na ogół nie przekracza 0,1 eV.

Przy przejściach mogą występować procesy (np. udział fononów), które wpływają na położenie krawędzi absorpcji i otrzymana w ten sposób wartość $h\nu_0$ jest pewną wartością wypadkową. Aby móc otrzymać dokładne dane należy przeanalizować strukturę krawędzi absorpcji.

Rozróżniamy dwa rodzaje przejść międzypasmowych: a) przejście proste, b) przejście skośne. Występuje także absorpcja o wykładniczej krawędzi. Dla przejść prostych i skośnych jest opracowana teoria i w swych głównych aspektach zachodzące zjawiska są zrozumiałe. W przypadku wykładniczej krawędzi absorpcji jest dużo materiału doświadczalnego, jednak do chwili obecnej, pomimo prób w tym kierunku, nie ma teorii, która by w sposób zadawalający je tłumaczyła. Należy przyjąć, że są to przejścia proste, przy których udział ekscytonów odgrywa istotną rolę.

3. Przejścia proste

Rozpatrując zagadnienie przejść międzypasmowych robimy tu założenie, że mamy do czynienia z niezdegenerowanym zarówno pasmem walencyjnym, jak i pasmem przewodnictwa oraz zakładamy, że mamy do czynienia ze skalarną masą efektywną. Energia elektronu $E_p(\mathbf{k}'')$ w pasmie przewodnictwa jest dana przez równanie

$$E_p(\mathbf{k}'') = \hbar^2 \mathbf{k}''^2 / 2m_e, \quad (1)$$

zaś energia $E_v(\mathbf{k}')$ w pasmie walencyjnym przez

$$E_v(\mathbf{k}') = -\Delta E - \hbar^2 \mathbf{k}'^2 / 2m_a, \quad (2)$$

gdzie \mathbf{k}'' i \mathbf{k}' — wektor falowy elektronu w pasmie przewodnictwa i w pasmie walencyjnym, m_e , m_a — masa efektywna elektronu i dziury, ΔE — szerokość pasma energii wzbronionej.

Pod wpływem promieniowania o odpowiednio dużej częstotliwości ν występują przejścia elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Z zasady zachowania energii wynika, że

$$h\nu = E_p(\mathbf{k}'') - E_v(\mathbf{k}'). \quad (3)$$

Takie przejścia powodują pojawienie się w pasmie przewodnictwa elektronu o wektorze falowym \mathbf{k}'' i prędkości $\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \Delta \mathbf{k}'' E_p(\mathbf{k}'') = \hbar \mathbf{k}'' / m_e$ oraz dziury w pasmie walencyjnym o wektorze falowym — \mathbf{k}' i prędkości $\mathbf{V}_h = \frac{1}{\hbar} \Delta \mathbf{k}' E(\mathbf{k}') = \hbar \mathbf{k}' / m_a$.

Z ogólnych praw mechaniki kwantowej wynika, że przejścia takie mogą mieć miejsce jedynie wtedy, gdy jest spełniony warunek (prawo zachowania pędu).

$$\mathbf{k}' + \mathbf{K} - \mathbf{k}'' = 0, \quad (4)$$

gdzie \mathbf{K} — wektor falowy fotonu.

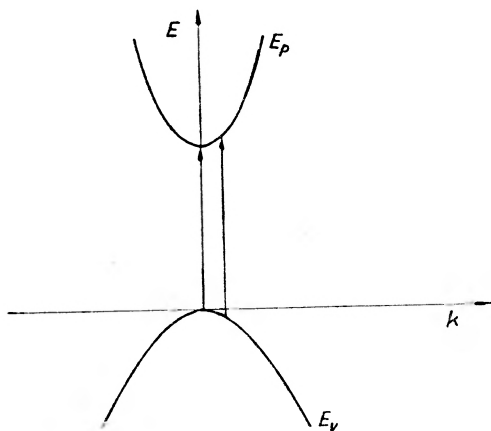
Długość fali elektronu w kryształach (w temperaturze 300°K) wynosi około $6 \cdot 10^{-7}$ cm, zaś długość fali świetlnej (w interesującym nas obszarze) jest rzędu 10^{-4} cm, więc \mathbf{K} jest dużo mniejsze od \mathbf{k}' i \mathbf{k}'' . Wobec tego równanie (4) przyjmie postać

$$\mathbf{k}' \approx \mathbf{k}'' \quad (5)$$

Tak więc przejścia elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa z udziałem tylko fotonu zachodzą bez zmiany wektora falowego. Energia fotonu jest przekazywana elektronowi, który pod wpływem tej energii przechodzi z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Przejścia takie nazywamy przejściami prostymi. Na rys. 3 podano schematycznie przedstawienie przejść prostych w przypadku, gdy maksimum energii w pasmie walencyjnym

jest położone przy tej samej wartości wektora falowego co i minimum energii w pasmie przewodnictwa. Jeżeli warunek (5) nie jest spełniony, przejścia międzypasmowe nie mogą występować przy absorpcji samego tylko fotonu.

Rozróżniamy dwa rodzaje przejść prostych, a mianowicie przejścia proste dozwolone i przejścia proste „zabronione“. Występowanie w danym półprzewodniku jednego lub drugiego rodzaju przejść prostych zależy od tego, z jakich stanów atomowych jest utworzone pasmo walencyjne i pasmo przewodnictwa. Gdy pasmo walencyjne pochodzi ze stanów s atomów, zaś pasmo przewodnictwa ze stanów p , to mamy do czynienia z przejściami dozwolonymi. Przejścia proste zabronione będą miały miejsca w przypadku, gdy np. pasmo walencyjne pochodzi ze stanów s , zaś pasmo przewodnictwa ze stanów d .



Rys. 3. Przejście proste ($k' = k''$)

Współczynnik absorpcji w przejściach prostych dozwolonych (w układzie MKS) wyraża się wzorem [11, 12]

$$\alpha_d = \frac{e^2 (2m_r)^{3/2} f}{4\pi n m \hbar^2 \varepsilon_0 c} (\hbar\omega - \Delta E_p)^{1/2}, \quad (6)$$

gdzie e — ładunek elektronu, n — współczynnik załamania, ε_0 — stała dielektryczna próżni, c — prędkość światła w próżni, \hbar — stała Plancka, m_r — masa zredukowana ($m_r = \frac{m_e + m_d}{m_c + m_d}$), f — siła oscylatora, m — masa swobodnego elektronu.

W równaniu (6) występuje pewien czynnik, a mianowicie siła oscylatora f . W celu dokładnego określenia siły oscylatora należy znać wyrażenia na funkcje falowe elektronów w pasmie przewodnictwa i pasmie walencyjnym. W większości spotykanych przypadków jego wartość niezbyt dużo się różni od jedności.

Wyrażając $\hbar\omega$ i ΔE_p w elektronowoltach, równanie (6) przyjmuje następującą postać

$$\alpha_d = 2,7 \cdot 10^5 n^{-1} (2m_r/m)^{3/2} f (\hbar\omega - \Delta E_p)^{1/2} \text{ cm}^{-1}. \quad (7)$$

Równanie to jest spełnione w bardzo wąskim zakresie wartości $(\hbar\omega - \Delta E)$. Dla dużych wartości $(\hbar\omega - \Delta E)\alpha_a$ osiąga nasycenie przy wartości około 10^5 cm^{-1} . Dla $\hbar\omega < \Delta E_p$, $\alpha_a = 0$. Przyjmując $f = 1$, $2m_r/m = 1$, $n = 2,7$ i $\hbar\omega - \Delta E = 0,01 \text{ eV}$, otrzymujemy $\alpha_a = 10^4 \text{ cm}^{-1}$.

Współczynnik absorpcji dla przejść prostych „zabronionych“ wyraża się wzorem [11].

$$\alpha_z = \frac{e^2(2m_r)^{5/2}f}{6\pi n m^2 \hbar^2 \varepsilon_0 c} \left\{ \frac{(\hbar\omega - \Delta E_p)^{3/2}}{\hbar\omega} \right\}. \quad (8)$$

Wyrażając $\hbar\omega$ i ΔE_p w elektronowoltach, równanie (8) przyjmuje postać

$$\alpha_z = 1,8 \cdot 10^5 n^{-1} (2m_r/m)^{5/2} f \frac{(\hbar\omega - \Delta E_p)^{3/2}}{\hbar\omega} \text{ cm}^{-1}. \quad (9)$$

Dla $f = 1$, $2m_r/m = 1$, $n = 2,7$, $\hbar\omega = 1 \text{ eV}$; $\hbar\omega - \Delta E_p = 0,01 \text{ eV}$, otrzymujemy $\alpha_z = 70 \text{ cm}^{-1}$.

Z pomiarów współczynnika absorpcji w funkcji energii kwantów padającego promieniowania, w przypadku przejść prostych, można rozróżnić przejścia dozwolone od „zabronionych“ oraz dokładnie wyznaczyć wartość szerokości pasma energii wzbronionej, wartość tę otrzymuje się jako przedłużenie prostej α_a^2 (dla przejść dozwolonych) lub $\alpha_z^{2/3}$ (dla przejść wzbronionych) do przecięcia z osią $\alpha = 0$. Prócz tego można otrzymać pewne dane odnośnie do mas efektywnych. Przeprowadzone pomiary absorpcji przy przejściach prostych [np. 13, 14] potwierdzają słuszność podanych tutaj wzorów.

Wzory (6) i (8) zostały wyprowadzone w oparciu o ogólne prawa oddziaływania promieniowania z elektronami w półprzewodnikach. Przyjęto doskonałą strukturę krystaliczną, tj. nie uwzględniono efektów związanych z obecnością domieszek oraz defektów w sieci krystalicznej. Przejście elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa rozpatrywano jako przejścia bez oddziaływania z innymi elektronami oraz nie uwzględniono oddziaływania elektronu z dodatnią dziurą wytworzoną w pasmie walencyjnym przez przeniesienie elektronu do pasma przewodnictwa, tj. nie brano pod uwagę wpływu ekscytonów na krawędź absorpcji. Z przeprowadzonych pomiarów współczynnika absorpcji dla germanu i krzemu [6] wynika, że dla wyjaśnienia zależności $\alpha = \alpha(h\nu)$ należy uwzględnić oddziaływanie elektronu z powstałą dziurą. Wpływ ekscytonów na krawędź absorpcji w Ge i Si jest rozpatrywany w pracy [15].

4. Przejścia skośne

Na rys. 4 przedstawiono dla danego kierunku krystalograficznego schemat struktury energetycznej półprzewodnika w obrębie pierwszej strefy Brillouina. Struktura energetyczna tego typu występuje w wielu półprzewodnikach, między innymi w germanie i krzemie. Odstęp energii wzbronionej dla przejść prostych ΔE_p^z nie jest najmniejszą odległością ΔE_s pomiędzy górną krawędzią pasma

Równanie to jest spełnione w bardzo wąskim zakresie wartości $(\hbar\omega - \Delta E)$. Dla dużych wartości $(\hbar\omega - \Delta E)\alpha_a$ osiąga nasycenie przy wartości około 10^5 cm^{-1} . Dla $\hbar\omega < \Delta E_p$, $\alpha_a = 0$. Przyjmując $f = 1$, $2m_r/m = 1$, $n = 2,7$ i $\hbar\omega - \Delta E = 0,01 \text{ eV}$, otrzymujemy $\alpha_a = 10^4 \text{ cm}^{-1}$.

Współczynnik absorpcji dla przejść prostych „zabronionych“ wyraża się wzorem [11].

$$\alpha_z = \frac{e^2(2m_r)^{5/2}f}{6\pi n m^2 \hbar^2 \epsilon_0 c} \left\{ \frac{(\hbar\omega - \Delta E_p)^{3/2}}{\hbar\omega} \right\}. \quad (8)$$

Wyrażając $\hbar\omega$ i ΔE_p w elektronowoltach, równanie (8) przyjmuje postać

$$\alpha_z = 1,8 \cdot 10^5 n^{-1} (2m_r/m)^{5/2} f \frac{(\hbar\omega - \Delta E_p)^{3/2}}{\hbar\omega} \text{ cm}^{-1}. \quad (9)$$

Dla $f = 1$, $2m_r/m = 1$, $n = 2,7$, $\hbar\omega = 1 \text{ eV}$; $\hbar\omega - \Delta E_p = 0,01 \text{ eV}$, otrzymujemy $\alpha_z = 70 \text{ cm}^{-1}$.

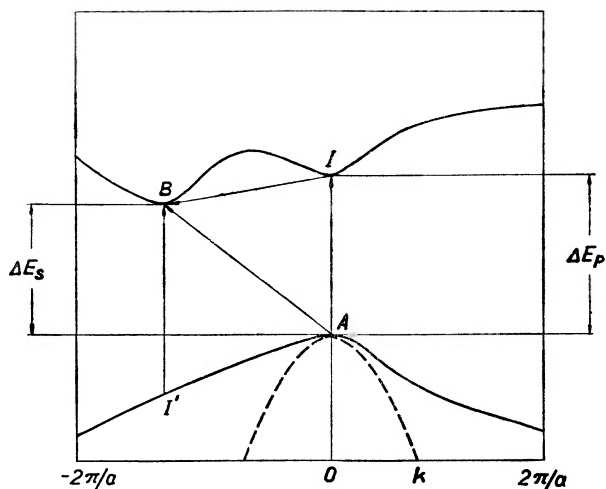
Z pomiarów współczynnika absorpcji w funkcji energii kwantów padającego promieniowania, w przypadku przejść prostych, można rozróżnić przejścia dozwolone od „zabronionych“ oraz dokładnie wyznaczyć wartość szerokości pasma energii wzbronionej, wartość tę otrzymuje się jako przedłużenie prostej α_a^2 (dla przejść dozwolonych) lub $\alpha_a^{2/3}$ (dla przejść wzbronionych) do przecięcia z osią $\alpha = 0$. Prócz tego można otrzymać pewne dane odnośnie do mas efektywnych. Przeprowadzone pomiary absorpcji przy przejściach prostych [np. 13, 14] potwierdzają słuszność podanych tutaj wzorów.

Wzory (6) i (8) zostały wyprowadzone w oparciu o ogólne prawa oddziaływania promieniowania z elektronami w półprzewodnikach. Przyjęto doskonałą strukturę krystaliczną, tj. nie uwzględniono efektów związanych z obecnością domieszek oraz defektów w sieci krystalicznej. Przejście elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa rozpatrywano jako przejścia bez oddziaływania z innymi elektronami oraz nie uwzględniono oddziaływania elektronu z dodatnią dziurą wytworzoną w pasmie walencyjnym przez przeniesienie elektronu do pasma przewodnictwa, tj. nie brano pod uwagę wpływu ekscytonów na krawędź absorpcji. Z przeprowadzonych pomiarów współczynnika absorpcji dla germanu i krzemu [6] wynika, że dla wyjaśnienia zależności $\alpha = \alpha(h\nu)$ należy uwzględnić oddziaływanie elektronu z powstałą dziurą. Wpływ ekscytonów na krawędź absorpcji w Ge i Si jest rozpatrywany w pracy [15].

4. Przejścia skośne

Na rys. 4 przedstawiono dla danego kierunku krystalograficznego schemat struktury energetycznej półprzewodnika w obrębie pierwszej strefy Brillouina. Struktura energetyczna tego typu występuje w wielu półprzewodnikach, między innymi w germanie i krzemie. Odstęp energii wzbronionej dla przejść prostych ΔE_p^z nie jest najmniejszą odległością ΔE_s pomiędzy górną krawędzią pasma

walencyjnego a dolną krawędzią pasma przewodnictwa, gdyż znajdują się one przy różnych wartościach k i przejścia proste nie mogą występować między nimi. Przy przejściach prostych występuje oddziaływanie elektronu jedynie z padającym promieniowaniem. Przy przejściach w półprzewodniku elektron może oddziaływać nie tylko z promieniowaniem, które pobudza go do przejścia, lecz także z różnymi defektami kryształu, takimi jak drgania sieci, domieszkowe atomy, dyslokacje i in. Oddziaływanie elektronu z tymi defektami może powodować zmianę jego wektora falowego, przy czym przy takim oddziaływaniu może wystąpić także pewna zmiana energii elektronu bądź też energia elektronu może pozostać niezmienną. Jednoczesne oddziaływanie elektronu z promieniowaniem i defektami kryształu umożliwiła elektronowi przejścia,



Rys. 4. Schematyczne przedstawienie struktury energetycznej półprzewodnika

przy których w sposób istotny zmienia się wektor falowy. Takie przejścia nazywamy przejściami skośnymi. Przejścia takie zachodzą już wtedy, gdy energia kwantów padającego promieniowania $h\nu$ osiąga wartość około ΔE_s . Z wyliczonych powyżej procesów, które mogą wpływać na zmianę wektora falowego elektronu, zajmiemy się tu wpływem drgań sieci, gdyż one występują niezależnie od doskonałości kryształu. Występowanie oddziaływań elektronu z atomami domieszek, dyslokacjami itp. w sposób istotny zależy od własności badanego kryształu, zaś w kryształach doskonałych można je zaniedbać.

Oddziaływanie elektronu z siecią krystaliczną może powodować absorpcję lub emisję fononu (lub kilku fononów). Prawdopodobieństwo procesów wielofononowych jest bardzo małe, więc przedstawione tu rozważania ograniczymy do przypadku jednofononowego. Przy oddziaływaniu elektronu z fotonem i fononem zasada zachowania pędu przy przejściu elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa przyjmuje następującą postać

$$\mathbf{k}'' \pm \mathbf{K}_s = \mathbf{k}' + \mathbf{K}_p, \quad (10)$$

gdzie k' i k'' — wektor falowy elektronu w pasmie walencyjnym i pasmie przewodnictwa, K_s — wektor falowy fononu, K_p — wektor falowy fotonu. Znak plus odpowiada emisji fononu, znak minus — absorpcji fononu.

Zaniedbując wektor falowy fotonu mamy

$$k'' - k' \pm K_s = 0. \quad (11)$$

Dla tego przejścia zasada zachowania energii ma postać

$$E_p(k'') \pm h\nu_s = E_v(k') + h\nu, \quad (12)$$

gdzie ν i ν_s odpowiadają częstości fotonu i fononu. Tak jak i poprzednio znak plus dotyczy emisji fononu, minus — absorpcji fononu.

Warunek, że wektor falowy przy przejściach związanych z oddziaływaniem elektron-foton pozostaje stały, wynika stąd, że dla innych wartości k element macierzowy opisujący prawdopodobieństwo takiego przejścia jest równy zero. Obliczenie [16] współczynnika absorpcji dla przejść skośnych prowadzi się używając następującego schematu. Przyjmuje się, że przejście elektronu z A w pasmie walencyjnym do B w pasmie przewodnictwa (gdzie A i B mają różne k , rys. 4) zachodzi poprzez stan wirtualny. W pierwszej fazie elektron przechodzi z A do I w pasmie przewodnictwa bez zmiany k i stąd z emisją lub absorpcją fononu (zmiana wektora k) przechodzi do punktu B . Przy tym podwójnym przejściu zasada zachowania pędu jest zachowana w każdym przejściu, zaś zasada zachowania energii jest spełniona dla podwójnego przejścia jako całości, a nie jest spełniona w poszczególnych etapach. Czas życia stanu wirtualnego jest bardzo krótki, wobec tego, zgodnie z zasadą nieoznaczoności, energia nie jest dokładnie zdefiniowana. Przejścia skośne mogą także zachodzić w inny sposób, a mianowicie w pierwszej fazie elektron oddziaływając z fononem przechodzi z punktu A do stanu wirtualnego I' w pasmie walencyjnym, gdzie wektor falowy jest równy k w punkcie B i stąd jako przejście proste przechodzi do punktu B .

Jeśli w przejściu skośnym bierze udział fonon o danej energii E_f , to współczynnik absorpcji α_s będzie się składał z dwu części, z absorpcji związanej z absorpcją fononu (α_a) i emisją fononu (α_e)

$$\alpha_s = \alpha_a + \alpha_e. \quad (13)$$

Współczynnik absorpcji związany z absorpcją fononu wyraża się wzorem [17]

$$\left. \begin{aligned} \alpha_a &= \frac{A(h\nu - \Delta E_s + E_f)^2}{[\exp(E_f/kT) - 1]} & \text{dla} & \quad h\nu > \Delta E_s - E_f \\ \alpha_a &= 0 & \text{dla} & \quad h\nu \leq \Delta E_s - E_f \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

zaś związany z emisją fononu — wzorem

$$\left. \begin{aligned} \alpha_e &= \frac{A(h\nu - \Delta E_s - E_f)^2}{[1 - \exp(-E_f/kT)]} & \text{dla} & \quad h\nu > \Delta E_s + E_f \\ \alpha_e &= 0 & \text{dla} & \quad h\nu \leq \Delta E_s + E_f \end{aligned} \right\}, \quad (15)$$

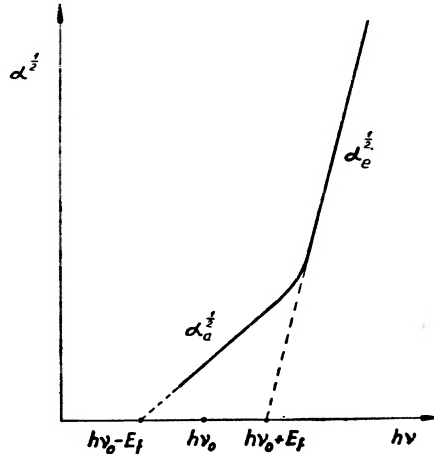
gdzie A — stała, E_f — energia fononu biorącego udział w przejściu, k — stała Boltzmana (nie mylić z wektorem falowym).

Absorpcja związana z absorpcją fononu rozpoczyna się przy częstotliwości ν_1 , gdzie

$$h\nu_1 = \Delta E_s - E_f, \quad (16)$$

natomiast absorpcja związana z emisją fononu wystąpi przy częstotliwości ν_2 , gdzie

$$h\nu_2 = \Delta E_s + E_f. \quad (17)$$



Rys. 5. Schematyczny przebieg zależności współczynnika absorpcji od energii dla przejść skośnych z udziałem jednego fononu

Współczynnik absorpcji przy przejściach skośnych α_s , w których biorą udział fonony o danej energii E_f , zgodnie z (13), (14) i (15), wyraża się wzorem

$$\begin{aligned} \alpha_s &= A' \left\{ \frac{(h\nu - \Delta E_s - E_f)^2}{1 - \exp(-E_f/kT)} + \frac{(h\nu - \Delta E_s + E_f)^2}{\exp(E_f/kT) - 1} \right\} \quad \text{dla } h\nu > \Delta E_s + E_f \\ &= A' \frac{(h\nu - \Delta E_s + E_f)}{[\exp(E_f/kT) - 1]} \quad \text{dla } \Delta E_s - E_f < h\nu \leq \Delta E_s + E_f \\ &= 0 \quad \text{dla } h\nu \leq \Delta E_s - E_f. \end{aligned} \quad (18)$$

Występujący tu stały czynnik A' w układzie MKS wyraża się następująco [11]

$$A' = \frac{M e^2 m_d^{3/2} f E_f \Delta E_0}{32 \pi \epsilon_0 m m_e^{1/2} \hbar^2 c n \omega (l_0 k T_0) (\Delta E_0 - h\nu)^2}, \quad (19)$$

gdzie M — liczba minimów w pasmie przewodnictwa, l_0 — średnia droga swobodna fononów w pasmie przewodnictwa w temperaturze T_0 , ω — częstota promieniowania, ΔE_0 — odległość międzypasmowa dla przejść prostych ze stanu A do I .

Na rys. 5 przedstawiono schematyczny przebieg $\alpha_s^{1/2} = f(h\nu)$ dla przypadku, gdy w przejściu bierze udział jeden fonon. Wykres składa się z dwu odcinków

prostych; dolny odcinek odpowiada absorpcji związanej z absorpcją fononu, górny odcinek odpowiada absorpcji związanej z emisją fononu. Całość wykresu opisuje równanie (18).

Jak to już było powiedziane, wzory powyższe odnoszą się do przypadku, gdy mamy do czynienia z przejściami z udziałem jednego typu fononów, których energia wynosi E_f . W rzeczywistości w kryształach występują fonony o różnych energiach i wszystkie te fonony mogą brać udział przy przejściach skośnych. W ogólnym przypadku współczynnik absorpcji przy przejściach skośnych będzie się składał z sumy przejść związanych z absorpcją fononów α_{ai} oraz emisji fononów α_{ei}

$$\alpha_s = \sum_i (\alpha_{ai} + \alpha_{ei}), \quad (20)$$

gdzie i oznacza fonony o danych energiach. W tym ogólnym przypadku krawędź absorpcji dla przejść skośnych na wykresie $\alpha_s^{1/2} = f(h\nu)$ będzie się składała z szeregu odcinków prostych odpowiadających poszczególnym fononom. Każdemu fononowi odpowiadają dwa odcinki prostej związane z emisją i absorpcją fononu. Z otrzymanych z doświadczenia wykresów $\alpha_s^{1/2} = f(h\nu)$ można więc dokładnie określić odstęp energii wzbronionej przy przejściach skośnych oraz energię fononów Ef_i biorących udział w tych przejściach. Z analizy bezwzględnej wartości współczynnika absorpcji, zgodnie z równaniem (19), można wyciągnąć wnioski odnośnie do liczby minimów w pasmie przewodnictwa badanego półprzewodnika. Można także określić miejsca występowania tych minimów w strefie Brillouina.

Struktura krawędzi absorpcji przy przejściach skośnych jest silnie zależna od temperatury. Z obniżeniem temperatury znikają składowe odpowiadające absorpcji fononów. W bardzo niskich temperaturach pozostają tylko składowe odpowiadające emisji fononów.

Przejścia skośne były szczegółowo zbadane dla germanu i krzemu [6]. Otrzymane wyniki doświadczalne dobrze odpowiadają naszkicowanemu tutaj mechanizmowi przejść skośnych. Przejścia skośne obserwowano także w innych półprzewodnikach [np. 18]. W pracach [6] stwierdzono także wpływ ekscytonów na przejścia skośne. Zagadnienie to było rozpatrywane w pracy Elliotta [15].

5. Wykładnicza krawędź absorpcji

Reasumując dyskusję o przejściach prostych i skośnych można powiedzieć, że z teorii przejść międzypasmowych wynika zależność współczynnika absorpcji w postaci $\alpha \sim (h\nu - \Delta E)^n$, gdzie $n = 1/2$ odnosi się do przejść prostych dozwolonych, $n = 3/2$ do przejść prostych „zabronionych“, $n = 2$ do przejść skośnych dozwolonych i $n = 3$ do przejść skośnych „zabronionych“. Tego ostatniego przypadku dotychczas nie stwierdzono w doświadczeniu.

Istnieje pewna grupa materiałów, dla której żadna z tych zależności nie ma miejsca. Badając strukturę krawędzi absorpcji podstawowej dla halogenków [19],

dla CdS [20], dla CdSe [21] i innych materiałów, stwierdzono występowanie wykładniczej krawędzi absorpcji (prawo Urbacha). Dane doświadczalne otrzymane dla tych materiałów opisuje równanie

$$\alpha = \alpha_0 \exp - \left[\frac{\sigma(h\nu_0 - h\nu)}{kT} \right], \quad (21)$$

gdzie α_0 i σ — stałe, $h\nu$ — energia fotonów, $h\nu_0$ — ekstrapolowana szerokość pasma energii wzbronionej w 0°K. Słuszność empirycznego wzoru (21) stwierdzono dla obszaru zmienności α w zakresie 4—5 rzędów wielkości.

Do chwili obecnej nie ma zadawalającej teorii, która by potrafiła wyjaśnić wykładniczy charakter krawędzi absorpcji. Dexter [22] proponował półkwantowy mechanizm oparty o statystyczne rozważania lokalnych fluktuacji szerokości pasma energii wzbronionej spowodowanych wpływem drgań termicznych sieci na odstępów międzyatomowe. Na podstawie takich rozważań można otrzymać pewne zależności eksponencjalne, które jednak nie są wynikiem zadawalającym. Trudno zinterpretować parametr σ oraz podać jego zależności od takich wielkości, jak wielkości potencjału deformacyjnego i stałych elastycznych kryształu. Zagadnieniem tym zajmował się Hopfield [23], który występowanie wykładniczej krawędzi absorpcji wiąże z mechanizmem przejść, w którym udział ekscytonów jest bardzo istotny.

6. Pomiar współczynnika absorpcji

Wyznaczenie współczynnika absorpcji sprowadza się do pomiaru przepuszczalności T w badanym zakresie długości fal. Badane próbki muszą być wyszlifowane do powierzchni płaskorównoległych, a następnie starannie polerowane lub trawione, tak by otrzymać powierzchnie optyczne. Przez powierzchnię optyczną rozumie się taką płaską powierzchnię, której zdolność odbijająca jest taka sama, jak to wynika z wartości współczynnika załamania. Do pomiaru przepuszczalności używa się jednowiązkowych bądź dwuwiązkowych spektrofotometrów. Przy pomiarach absorpcji przy krawędzi pochłaniania (analiza kształtu krawędzi absorpcji) bardzo istotną sprawą jest duża zdolność rozdzielcza stosowanej aparatury. Do tego celu stosuje się podwójne monochromatory, przeważnie z siatką dyfrakcyjną [24]. Pomiarów w temperaturach niskich (temperatury ciekłego azotu i helu) bądź też w temperaturach wysokich (powyżej temperatury pokojowej) przeprowadza się w odpowiednich kryostatatach.

W ogólnym przypadku zależność pomiędzy mierzoną przepuszczalnością T , a współczynnikiem absorpcji α ma następującą postać (wzór Airy) [25]

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d} + 4R e^{-\alpha d} \sin^2 \psi}{1 - R^2 e^{-2\alpha d} - 2R e^{-\alpha d} \cos 2(\varphi + \psi)}, \quad (22)$$

gdzie I i I_0 — natężenie promieniowania padającego na detektor z próbką i bez próbki, d — grubość próbki, R — współczynnik odbicia, zaś

$$\varphi = \frac{4\pi nd}{\lambda} \quad (23)$$

$$\psi = \arctg \frac{2\kappa}{n^2 + k^2 - 1}, \quad (24)$$

gdzie n — współczynnik załamania, κ — współczynnik ekstynkcji ($\kappa = \frac{\alpha\lambda}{4\pi}$), λ — długość fali padającego promieniowania.

W ogólnym przypadku obliczenie α z pomiarów T jest bardzo uciążliwe. Wyraz $\cos 2(\varphi + \psi)$ opisuje efekt interferencyjny. W przypadku gdy płytka jest dostatecznie gruba, wyraz ten można pominąć. Wyraz $\sin^2 \psi$ zależy od κ . W większości interesujących przypadków $\kappa \leq 10^{-2}$, a więc wyrażenie to może być zaniedbane.

Przyjmując powyższe upraszczające założenia otrzymujemy ogólnie stosowany wzór przy wyznaczeniu α

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}}. \quad (25)$$

Wzór (25) uwzględnia wielokrotne odbicia występujące w próbce. Rozwiązując (25) względem α mamy

$$\alpha = \frac{2,3}{d} \log \frac{(1-R)^2 + \sqrt{(1-R)^4 + 4R^2 T}}{2T}. \quad (26)$$

Przy obliczaniu współczynnika absorpcji wygodnie jest przedstawić wzór (26) graficznie jako $\alpha = \alpha(R, T)$. Mając tę rodzinę krzywych, z pomiarów T w łatwy sposób wyznacza się α w przypadku zarówno stałego, jak i zmiennego R .

Do wzoru (26) wchodzi współczynnik odbicia R . Wyznacza się go bądź przez bezpośredni pomiar, bądź oblicza się, o ile jest znany współczynnik załamania n . Pomiedzy współczynnikiem odbicia, a współczynnikiem załamania istnieje prosty związek

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2}, \quad (27)$$

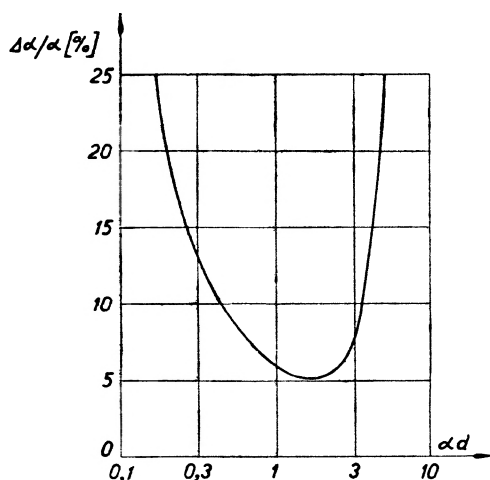
przy czym wielkość κ można prawie zawsze zaniedbać.

Pomiary współczynnika załamania przeprowadza się metodą wyznaczania kąta najmniejszego odchylenia przy przechodzeniu światła danej długości fali przez pryzmat wykonany z badanego materiału. Współczynnik załamania można także wyznaczyć stosując metodę mikroskopową [26].

Aby móc wyciągnąć wnioski z otrzymanych krzywych należy wiedzieć, jaka jest dokładność tego pomiaru. Krzywą dyspersji spektrofotometru łatwo można sprawdzić i błędów związanego z położeniem krzywej na osi energii można

nie brać pod uwagę. Szczególną uwagę natomiast należy zwrócić na błąd przy wyznaczaniu bezwzględnej wartości α . Trzeba przyjąć, że błąd w wyznaczaniu R ($R = 10\text{--}40\%$) może osiągnąć wartości dochodzące do 4% . Błąd wyznaczania T jest około 1% . Dokładność pomiaru grubości płytki jest duża (metody interferencyjne) i błąd może być sprowadzony znacznie poniżej 1% .

Biorąc różniczkę zupełną z wyrażenia (26) i wstawiając podane powyżej wartości maksymalnych błędów otrzymujemy zależność $\Delta\alpha/\alpha = f(ad)$. Zależność tę przedstawiono na rys. 6. Z rys. 6 widać, że minimalny błąd przy wyznaczaniu α , który wynosi 5% występuje wtedy, gdy iloczyn $ad \sim 1\text{--}2$. Dla innych wartości ad błąd bardzo szybko rośnie. Wynika stąd, że dla wyznaczenia współczynnika α w dużym obszarze zmienności (wchodzą w rachubę zmiany od 0 do $\sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$), należy dysponować płytkami o różnych grubościach (od kilku



Rys. 6. Względny błąd współczynnika absorpcji w zależności od ad [27]

cm do ułamków mikrona). Rzeczą istotną jest zapewnienie takiej samej zdolności odbijającej dla wszystkich płytek o różnej grubości. Narzuca to duże wymagania odnośnie polerowania (lub trawienia) powierzchni badanych płytek.

Z reguły pomiary α przeprowadza się tak, że ad zmienia się co najmniej o rząd wielkości. Wobec tego błąd przy wyznaczaniu α przekracza 10% . Błąd ten można obniżyć poprzez bardzo staranne wyznaczenie R i stosowanie dużej ilości płytek, tak by był spełniony warunek $0,5 < ad < 3$. W ten sposób przy pomiarze α można osiągnąć błąd mniejszy niż 10% .

Należy zwrócić uwagę na trudności, które występują przy wyznaczaniu dużych wartości α . W wielu przypadkach stosuje się tu cienkie naporowane warstwy. Jednak absorpcja w polikrystalicznych warstwach na ogół różni się od absorpcji w materiałach monokrystalicznych. Cienkie płytki monokrystaliczne uzyskuje się poprzez szlifowanie. Jest to sprawa trudna, gdyż trzeba uzyskać płytki grubości mikronów. Przy pomiarach α dla krzemu [13] stosowano wyszlifowane płytki o grubości $0,5$ mikrona. Przy tak cienkich płytkach

należy zwrócić uwagę na naprężenia, które mogą w nich wystąpić i istotnie zmienić wartość współczynnika absorpcji. Dla niektórych materiałów [21] udaje się otrzymać z fazy gazowej bardzo cienkie (poniżej mikrona) monokrystaliczne płytki. Możliwość otrzymania bezpośrednio w procesie wzrostu kryształu tak cienkich płytek bardzo ułatwia pomiar przy dużych wartościach α . Duże nadzieje należy wiązać z możliwością otrzymywania naparowanych monokrystalicznych cienkich warstw.

W przeprowadzonej tu dyskusji błędów przy wyznaczeniu α założono, że mamy do czynienia ze ściśle monochromatycznym promieniowaniem. W rzeczywistości zawsze spotykamy się ze skończoną szerokością widmową $\Delta\lambda$. W przypadku silnej zależności α od λ wynikający stąd błąd może być znaczny. Przyjmując uproszczony wzór na przepuszczalność (bez uwzględnienia wielokątnych odbić)

$$T = ae^{-\alpha(\lambda)d}, \quad (28)$$

na względny błąd $\Delta\alpha/\alpha$ spowodowany skończoną szerokością wiązki $\Delta\lambda$ otrzymuje się następujące wyrażenie [19]

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{(d^2T/d\lambda^2)(\Delta\lambda)^2}{24T\log(T/a)}, \quad (29)$$

Dla krawędzi wykładniczej, zgodnie z (21), mamy

$$\alpha = \alpha_0 e^{-c\lambda} \quad (30)$$

czyli

$$T = ae^{-\alpha_0 \exp(-c\lambda)}. \quad (31)$$

Wstawiając drugą pochodną z (31) do (29) mamy

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{c^2(\Delta\lambda)^2}{24} [1 - \alpha d]. \quad (32)$$

Tak więc dla wykładniczej krawędzi absorpcji względny błąd α jest proporcjonalny do kwadratu $\Delta\lambda$ oraz do kwadratu nachylenia krawędzi absorpcji.

Z równania (32) wynika, że dla $\alpha d > 1$ $\Delta\alpha$ jest ujemne, zaś dla $\alpha d < 1$ $\Delta\alpha$ jest dodatnie. Dokładny pomiar α otrzymuje się dla $\alpha d = 1$. Otrzymane z pomiaru nachylenie wykładniczej krawędzi c' dla danej grubości d jest mniejsze od wartości rzeczywistej c [28]. Aby otrzymać rzeczywiste nachylenie prostej $\alpha = f(h\nu)$ należy przeprowadzić pomiary dla płytek o różnych grubościach, przy czym rzeczywisty przebieg $\alpha = f(h\nu)$ otrzyma się biorąc pod uwagę punkty, dla których $\alpha d = 1$.

Literatura

- [1] H. Fan, M. Backer, *Semiconducting Materials*, Proc. Conference of Reading, London 1951.
- [2] H. Fan, Rep. Progr. Phys. **19**, 107 (1956).
- [3] W. Wardzyński, Prace PIE (w druku).
- [4] B. Lax, S. Zwerdling, Progress in Semiconductors **5**, 221 (1960).

- [5] W. Wardzyński, *Postępy Fizyki* (w przygotowaniu).
- [6] G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington, V. Roberst, *Phys. Rev.* **108**, 1377 (1957); **111**, 1245 (1958).
- [7] C. Haas, *Phys. Rev.* **125**, 1965 (1962).
- [8] J. Pankow, P. Agrain, *Phys. Rev.* **126**, 956 (1962).
- [9] Czan Czun Da, J. Rauluszkiewicz, W. Wardzyński, *Phys. Stat. Sol.* **2**, 1254 (1962).
- [10] W. Gariat (praca nie-opublikowana).
- [11] R. A. Smith, *Wave Mechanics of Crystalline Solids*, Cambridge University Press 1961.
- [12] T. P. McLean, *Progres in Semiconductors*, Heywood, London **5**, 53 (1960).
- [13] W. C. Dash, R. Newman, *Phys. Rev.* **99**, 1151 (1955).
- [14] G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington, V. Roberts, *Proc. Phys. Soc.* **17**, 863 (1958).
- [15] R. J. Elliott, *Phys. Rev.* **108**, 1384 (1957).
- [16] J. Bardeen, F. J. Blatt, L. H. Hall, *Proceedings of Atlantic City Photoconductivity Conference*, John Willey, New York 1956.
- [17] R. A. Smith, *Semiconductors*, Cambridge University Press 1959.
- [18] W. Gariat, *Acta phys. Polon.* (w druku).
- [19] F. Mosser, F. Urbach, *Phys. Rev.* **102**, 1519 (1956).
- [20] D. Dutton, *Phys. Rev.* **112**, 785 (1958).
- [21] R. B. Parsons, W. Wardzyński, A. D. Yoffe, *Proc. Roy. Soc. A* **262**, 120 (1961).
- [22] D. L. Dexter, *Suppl. Nuovo Cimento* **7**, 245 (1958).
- [23] J. J. Hopfield, *J. Phys. Chem. Solids* **22**, 63 (1961).
- [24] V. Roberts, *J. Sci. Instrum.* **29**, 134 (1952).
- [25] G. W. Rosenberg, *Optika tonkoslojnych pokrytij*, GIF-ML, Moskwa 1958. str. 356.
- [26] W. Wardzyński, *Proc. Roy. Soc. A* **260**, 370 (1961).
- [27] F. Oswald, *Optik*, **16**, 527 (1959).
- [28] K. Kobayashi, T. Tomiki, *J. Phys. Chem., Solids* **22**, 73 (1961).

Władysław Kolka

I Katedra Fizyki
Politechnika Gdańska

Stabilizacja napięcia wyładowaniem koronowym

Wstęp

Lampy wykorzystujące pewne własności wyładowań w gazach od dawna są w powszechnym użyciu do stabilizacji napięcia stałego jako elementy łączone równolegle do źródła napięcia, ewentualnie jako źródła napięcia odniesienia w stabilizatorach elektronowych. Szeroko rozpowszechnione są lampy wykorzystujące wyładowanie jarzeniowe, pozwalające w zależności od konstrukcji stabilizować napięcia w zakresie ok. 60-150 V przy prądach do kilkuset mA.

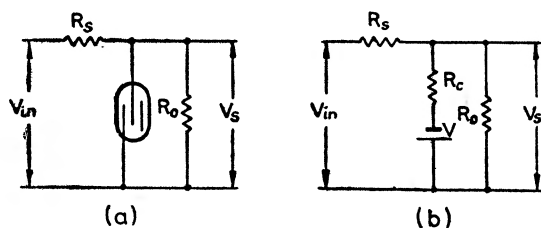
Dopiero w ostatnich latach rozpracowano własności stabilizacyjne wyładowania koronowego, wykorzystując je do produkcji tzw. stabilizatorów koronowych. Okazuje się, że jako element stabilizacyjny ten typ wyładowania posiada dużo zalet w porównaniu z wyładowaniem jarzeniowym. Wyładowania koronowe pozwalają m. in. stabilizować napięcia w szerokim zakresie od kilkuset woltów do kilkudziesięciu kilowoltów. Stabilizator koronowy jest elementem mało obciążającym źródło napięcia, pobierając prąd zwykle dużo mniejszy od 1 mA. Rozmiary geometryczne tych stabilizatorów są podobne do typowych lamp elektronowych, a uzyskiwany stopień stabilizacji jest porównywalny do otrzymywanego z konwencjonalnych układów elektronowych, z tym, że w sposób prosty i bezpośredni. Dla stabilizacji wyższych napięć, stabilizatory te można łączyć szeregowo. W wypadkach konieczności pobierania dużych prądów, mogą one być użyte w charakterze napięcia odniesienia w najprostszych typach stabilizatorów elektronowych. Wymienione właściwości predestynują je do stabilizacji napięcia w dużym zakresie w urządzeniach pobierających stosunkowo małą moc. Nadają się m. in. do stabilizacji zasilaczy dla liczników G.M., proporcjonalnych, scyntylacyjnych oraz dla fotopowielaczy i lamp oscyloskopowych. Używane też są do innych specjalnych celów, jak np. do zabezpieczania kondensatorów w chwili włączania napięcia i w przełącznikach radarowych. Stabilizatory koronowe są masowo produkowane i stosowane za granicą i od niedawna także w Polsce.

Pierwsza krótka notatka o możliwości zastosowania samoistnych wyładowań koronowych dla stabilizacji napięcia podana została przez Medicusa w roku

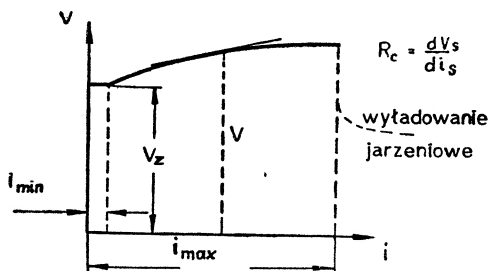
1933 [1]. Szczegółowe badania tego zagadnienia przeprowadzone zostały dopiero w roku 1947 w laboratorium N.R.L. (USA) przez Blifforda, Arnolda i Friedmana, a wyniki opublikowane w roku 1949 [2]. Bardziej szczegółowe dane i próba ogólnej metody projektowania opisana została w r. 1951 przez Lichtmana [3]. Opublikowano też szereg prac omawiających technologiczne ulepszenia i dalsze możliwości zastosowania tych stabilizatorów [4-10].

1. Istotne parametry stabilizatorów koronowych

Stabilizator koronowy włączany jest zwykle w układ tak, jak podano na rys. 1a, którego układ zastępczy podano na rys. 1b. Oznaczenia na rysunkach są następujące: V_{in} — napięcie źródła niestabilizowanego, V_s — napięcie sta-



Rys. 1. a) Schemat włączenia stabilizatora w obwód, b) układ zastępczy



Rys. 2. Zależność napięcia na elektrodach w funkcji prądu przepływającego przez stabilizator koronowy

bilizowane na zaciskach stabilizatora, R_s — opór szeregowy, R_0 — opór obciążenia, R_c — opór różniczkowy stabilizatora zdefiniowany jako dV_s/di_s , gdzie i_s — prąd płynący przez stabilizator. Jednym z najważniejszych warunków wymaganych od stabilizatora jest żądanie, aby współczynnik stabilizacji określony jako $S = dV_{in}/dV_s$ był jak największy i aby równocześnie względna strata napięcia na R_s była mała. Wpływ oporów R_s , R_0 oraz R_c na współczynnik stabilizacji ilustruje związek (2):

$$S = \frac{dV_{in}}{dV_s} = 1 + \frac{R_s}{R_0} + \frac{R_s}{R_c}. \quad (2)$$

Zwiększenie R_s powoduje konieczność zwiększenia przyłożonego napięcia do uzyskania zapłonu korony, szczególnie gdy $R_0 \leq R_s$.

Mniejsza wartość R_s daje gorszy współczynnik stabilizacji. Dlatego należy wybrać rozsądny kompromis stosunku R_s/R_0 . Opór różniczkowy stabilizatora R_c powinien być możliwie mały. Poza wymienionymi parametrami, istotnymi są oczywiście wartość napięcia stabilizowanego i jego stałość w czasie oraz natężenie i zakres przewodzonego prądu. Teoretyczną zależnością napięcia, przyłożonego do elektrod od natężenia prądu przepływającego, oraz innych parametrów zajmiemy się niżej (równ. 5). Ogólny przebieg zależności zmian napięcia w funkcji prądu przedstawia rys. 2.

2. Ogólne właściwości wyładowania koronowego

Wyładowanie koronowe powstaje przy niezbyt małych ciśnieniach gazu w tych przypadkach, gdy pole elektryczne jest bardzo niejednorodne. Warunki takie otrzymuje się używając elektrod o małym promieniu krzywizny. Przy stopniowym zwiększaniu różnicy potencjałów na elektrodach, dochodzimy do tzw. napięcia zapłonu, ściśle określonego dla danych warunków. Wskutek silnego pola w pobliżu elektrody o małym promieniu krzywizny ma miejsce jonizacja zderzeniowa i wzbudzenie cząsteczek gazu, co jest przyczyną pojawienia się w tym obszarze słabego świecenia. W warstwie tej, zwanej wewnętrzną lub koronującą, przebiegają lawiny elektronowe, pozostawiając za sobą dodatni ładunek przestrzenny. Poza warstwą wewnętrzną nie zachodzi jonizacja zderzeniowa pierwszego rodzaju, tak że w zasadzie nie ma elektronów swobodnych i prąd urzeczywistnia się tylko ruchem dodatnich i ujemnych jonów. Jeśli koronuje tylko jedna elektroda, to jak wskazują zbadane dotychczas procesy wyładowania koronowego, w obszarze zewnętrznym w zasadzie istnieją tylko jony jednego znaku, mianowicie znaku koronującej elektrody — prąd jest więc unipolarny. Ładunek przestrzenny obszaru zewnętrznego przeszkadza przewodzeniu większego prądu, co powoduje, że obszar ten posiada pewną oporność. Podwyższanie napięcia na elektrodach prowadzi do rozszerzania się szerokości warstwy wewnętrznej, co jak się okazuje, prowadzi do zmniejszania się oporu warstwy zewnętrznej, a w związku z tym wzrostu prądu wyładowania. W momencie gdy wskutek dalszego zwiększania napięcia warstwa koronująca zaczyna osiągać przeciwległą elektrodę otrzymamy, w zależności od warunków układu, przejście wyładowania koronowego w jarzeniowe, łukowe lub iskrowe. Stąd widać, że wyładowanie koronowe przedstawia wstępne stadium przebicia przestrzeni gazowej. Opisany mechanizm przejścia wyładowania koronowego w jarzeniowe lub inną formę przebicia w gazie narzuca warunek, aby stosunek odległości między elektrodami do promienia krzywizny elektrody koronującej był większy od ściśle określonej wielkości (której wartość jest rzędu kilku — inna zresztą dla każdej konfiguracji geometrycznej, gęstości i rodzaju gazu). Przy mniejszej wartości tego stosunku otrzymamy bezpośrednio przebicie łukowe, jarzeniowe lub iskro-

we. W wyładowaniu koronowym należy się liczyć z specyficznymi efektami, jak wzrostem temperatury i wynikającymi stąd lokalnymi zmianami gęstości gazu, oraz ze zmianą rodzaju gazu w wyniku reakcji chemicznych zachodzących w wyjątkowych warunkach w obszarze wewnętrznym, gdzie zachodzi intensywna jonizacja.

3. Wybór geometrii i polaryzacji elektrod

Aczkolwiek wyładowania koronowe w każdym układzie elektrod będą wykazywać własności stabilizacyjne, wybiera się prawie zawsze układ: cylindryczna katoda (wykonana z mosiądzu, miedzi, niklu i innych metali) z koaksjalnie osadzonym drutem-anodą (zwykle wolfram). Taka konfiguracja elektrod, ze względu na całkowite wykorzystanie powierzchni elektrod, pozwala osiągać stosunkowo duży prąd maksymalny, a więc duży zakres prądu użytecznego. Wybranie dodatkowej polaryzacji drutu jest podyktowane m. in. tym, że jony dodatnie, docierające do cylindrycznej katody, posiadają mniejszą energię od tej, którą miałyby, docierając do katody-drutu w wypadku zamiany znaków polaryzacji elektrod. Mniejsza energia jonów powoduje zmniejszenie wartości współczynnika γ , tj. liczby elektronów wyswobodzonych na katodzie przez uderzenie w nią jednego jonu dodatniego. Napięcie wyładowania jest więc mniej zależne od wartości γ i z tego powodu mniej zależy od zmian powierzchni katody w czasie pracy. Poza tym mniejsza wartość γ na cylindrycznej katodzie pozwala otrzymać wyższe napięcie dla danego ciśnienia gazu, rozszerzając w ten sposób zakres napięć określonego układu elektrod. Istotnie stwierdzono, że przy stosowaniu cylindra jako katody można uzyskać wyższy prąd maksymalny przed przejściem do wyładowania jarzeniowego. Pożądanym jest uzyskanie możliwie dokładnej koaksjalności elektrod. Jak wykazały badania, niespełnienie tego warunku będzie uniemożliwiało uzyskanie wyładowania nieprzerwanego na całej długości elektrod, co zwiększa opór R_c i zmniejsza wartość maksymalną prądu pracy [3, 4].

4. Stabilizowane napięcie i prąd wyładowania

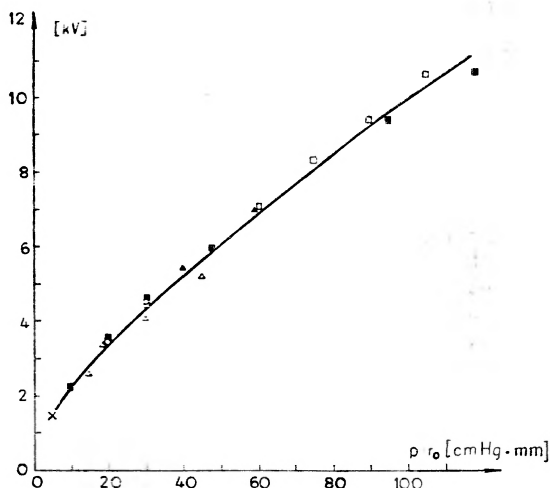
Wpływ rozmiarów elektrod i wypełnienia gazowego na napięcie zapłonu ilustruje wzór (3) otrzymany na drodze rozważań teoretycznych przez Wernera [11].

$$V_z = u \ln \left[\left(R - \frac{n\lambda_e}{p} \right) \frac{1}{r_0} - 1 \right], \quad (3)$$

gdzie R i r_0 są odpowiednio promieniami katody i anody, λ_e — średnia droga swobodna elektronu przy ciśnieniu 1 mm Hg, p — rzeczywiste ciśnienie gazu

wypełniającego, u — charakterystyczna różnica potencjałów, którą musi przebyć elektron w czasie ostatnich n swobodnych dróg na przestrzeni do anody. Meek i Craggs [15] okazali, że zależność napięcia zapłonu korony V_z od promienia drutu i ciśnienia gazu p , dla układu elektrod współśrodkowych cylinder—drut, jest podobna do prawa Paschena i może być przedstawiona w postaci (4):

$$\frac{V_z}{R} = f(p \cdot r_0) \cdot \ln \frac{R}{r_0} \quad (4)$$



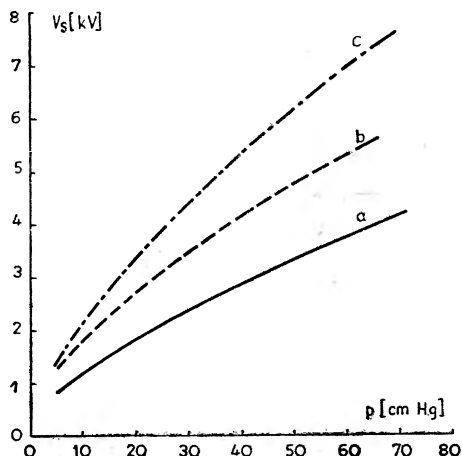
Rys. 3. Krzywa napięcia zapłonu korony w wodorze, dla wymiarów cylindra (R) i drutu (r) w mm

×	○	▲	□	■	△
R 1,5	R 3,5	R 7	R 7	R 7	R 5
r 0,5	r 0,5	r 1	r 1,5	r 2,37	r 0,75
(wg Cohena i Jenkinsa)					

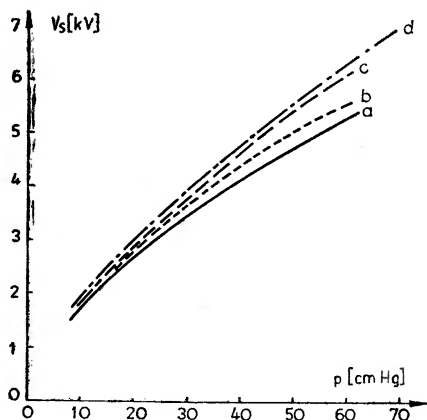
Wzór (4) został doświadczalnie potwierdzony dla wodoru powyżej minimum Paschena (rys. 3) [9]. Wpływ wymiarów elektrod na napięcie stabilizowane widać na rys. 4 i 5.

Stabilizatory badano przy wypełnieniu różnymi gazami, m. in. w wodorze, azocie, helu i suchym powietrzu [2]. Jakkolwiek wybór rodzaju gazu określony jest głównie wymaganiami otrzymania małego oporu R_c , wpływ wybranego gazu na napięcie stabilizacji jest stosunkowo duży. Przy identycznej geometrii stabilizatora, zastąpienie wodoru azotem powoduje wzrost stabilizowanego napięcia (krzywa przedstawiona dla wodoru na rys. 3 leży poniżej odpowiedniej krzywej dla azotu i powyżej odpowiednich krzywych dla gazów szlachetnych w kolejności: argon, hel, neon, wodór, azot).

W momencie zapłonu stabilizatora, obserwuje się fluktuacje statystyczne ilości jonów, powodujące to, że prąd jest całkowicie nieustalony. Dopiero przy napięciu nieco wyższym od napięcia zapłonu, prąd staje się stabilny. Ta mini-



Rys. 4. Wpływ średnicy katody na napięcie stabilizowane przy prądzie $50 \mu\text{A}$ i średnicy anody — 1 mm; *a* — średnica katody 7 mm, *b* — 14 mm, *c* — 30 mm (wg Cohena i Jenkinsa)



Rys. 5. Wpływ średnicy anody na napięcie stabilizowane przy prądzie $50 \mu\text{A}$ i średnicy katody 14 mm. Krzywe *a*, *b*, *c*, *d* odpowiadają średnicom anody odpowiednio 1, 2, 3, 4 mm (wg Cohena i Jenkinsa)

malna wartość prądu i_{\min} jest rzędu kilku, do kilkunastu mikroamperów, w zależności od rozmiarów elektrod. W tabelicy I podano kilka wartości i_{\min} , poniżej których pojawia się niestabilność [9].

Tablica I

Napięcie znamionowe [V]	Prąd minimalny [μA]	
	Typ SC1	Typ SC3
350	1	1
400	1	1
600	4	3
800	11	7
1000	14	9
1400	16	11
2000	16	11

W miarę zwiększania napięcia na elektrodach warstwa wewnętrzna staje się coraz szersza, opór przestrzeni międzyelektrodowej maleje, w związku z czym prąd przewodzony rośnie. Gdy warstwa wewnętrzna zbliży się do katody, opór gwałtownie maleje i otrzymujemy raptowne przejście w wyładowanie jarzeniowe. Graniczny prąd, który stabilizator może przewodzić przed przejściem w wyładowanie jarzeniowe nazywamy prądem maksymalnym (i_{\max}). W momencie przejścia wyładowania obserwuje się gwałtowny spadek napięcia i wzrost prądu, co staje się wyraźnie widoczne dla stabilizatorów na wyższe napięcia. Przy stabilizatorach na niższe napięcia, obserwowany obraz wyładowania na oscylografie przybiera kształt piłowy, co tłumaczy się oscylacjami relaksacyjnymi między różnymi stanami wyładowania. Jak pokazuje doświadczenie, prąd maksymalny dla danego układu rośnie wraz z ciśnieniem. Fakt ten można w pewnym stopniu wytłumaczyć jakościowo w sposób następujący. Wzrost prądu przepływającego przez stabilizator (wskutek podwyższenia napięcia) uwarunkowany jest wytworzeniem większej ilości elektronów w przestrzeni międzyelektrodowej. Elektrony te (pomijając proces fotoelektryczny) wytwarzane są przede wszystkim w procesie jonizacji zderzeniowej. Liczba aktów tego rodzaju jonizacji proporcjonalna jest do liczby przebytych dróg swobodnych w przestrzeni, w której istnieje dostatecznie silne pole elektryczne. Ponieważ długość drogi swobodnej jest odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia gazu, więc przy wyższym ciśnieniu, pomiędzy anodą a katodą możliwa jest większa ilość dróg swobodnych, a więc większa liczba aktów jonizacji, co prowadzi do otrzymania większego prądu maksymalnego przed przejściem w wyładowanie jarzeniowe. Jednakże po przekroczeniu pewnego ciśnienia prąd maksymalny uzyskuje wartość prawie niezależną od ciśnienia, czego nie można wytłumaczyć w ramach poprzednio naszkicowanego schematu. Wartości tego prądu są rzędu $400 \mu\text{A}$ przy napięciu 400 V , aż do 2 mA przy napięciu 7 kV [9]. W wypadku gdy stabilizator pracuje przez dłuższy czas w pobliżu i_{\max} , prąd maksymalny maleje, szczególnie przy stabilizatorach na wyższe napięcie. Jak się okazuje, efekt ten występuje głównie wskutek wzrostu temperatury elektrod. Gdy po pewnym czasie stabilizator zostanie ponownie włączony, otrzymuje się pierwotną wartość i_{\max} . Praca ciągła przy i_{\max} powoduje także większą absorpcję wodoru w katodzie, co powoduje oczywiście obniżenie ciśnienia, a zatem i napięcia. Wpływ ten jest bardziej widoczny w stabilizatorach o małym ciśnieniu gazu wypełniającego i małych rozmiarach bańki, gdzie zmiany ilości gazu mają większy wpływ na napięcie stabilizowane. Z tych dwóch powodów, prąd przy pracy ciągłej powinien być dużo niższy od i_{\max} , co najmniej ok. 50%.

Tendencja stabilizatorów do przedwczesnego przejścia w wyładowanie jarzeniowe, może być w pewnym stopniu zmniejszona przez włączenie do niego szeregowo dużego oporu i równolegle kondensatora odpowiedniej wielkości. Odpowiednie obliczenia wartości tych elementów podał Lichtman [3]. Okazuje się jednak, że gdy stabilizator zostanie wykonany prawidłowo i starannie oraz wypełniony czystym gazem, to będzie gwarantował otrzymanie stałej

korony w całym zakresie pracy przy użyciu oporów szeregowych rzędu kilkudziesięciu $k\Omega$ i przypuszcza się, że wtedy włączanie kondensatorów nie jest konieczne [7].

5. Opór stabilizatorów

Teoretyczną zależność łączącą napięcie stabilizowane (V_s), napięcie zapłonu (V_z), ciśnienie (p), przepływający prąd (i) oraz rozmiary elektrod, otrzymał po raz pierwszy Townsend [10]. Wyrażenia zmodyfikowane otrzymali Werner [11] i Loeb [10]. We wszystkich tych pracach zakłada się, że ładunek przestrzenny nie zmienia istotnie pola elektrycznego. Werner i Loeb zakładają ponadto, że jonizacja gazu zachodzi tylko w przestrzeni blisko drutu w warstwie o grubości r_u , charakterystycznej dla danej geometrii i rodzaju gazu, a pozostała przestrzeń międzyelektrodowa wypełniona jest jonami dodatnimi. Pole w pobliżu drutu jest niezmiennie i przy wzroście przyłożonego napięcia wzrasta tylko ładunek przestrzenny, a więc i natężenie prądu. Związek między parametrami geometrycznymi i fizycznymi podany przez Wernera i Loeba przedstawiony jest wzorem (5):

$$V_s(V_s - V_z) = \frac{ip \ln \frac{R}{r_0}}{2K_0 \cdot L} \left[(R^2 - r_0^2) - (r_u^2 - r_0^2) \frac{\ln \frac{R}{r_0}}{\ln \frac{r_u}{r_0}} \right], \quad (5)$$

gdzie R i r_0 oznaczają odpowiednio promień katody i anody, K_0 — ruchliwość jonów dodatnich przy ciśnieniu 1 mm Hg, L — długość elektrod. Stąd opór różniczkowy stabilizatora koronowego¹

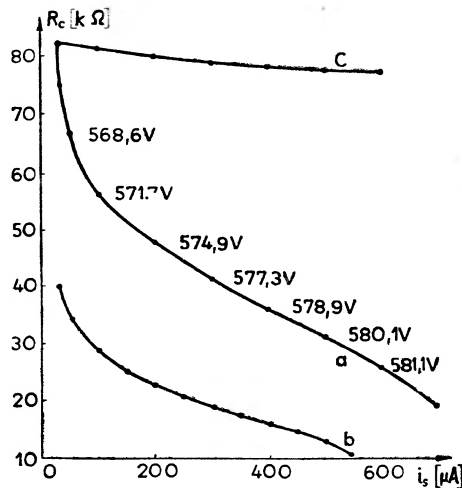
$$R_c = \frac{\partial V_s}{\partial i} = \frac{p \ln \frac{R}{r_0}}{2K_0(2V_s - V_z)L} \left[(R^2 - r_0^2) - (r_u^2 - r_0^2) \frac{\ln \frac{R}{r_0}}{\ln \frac{r_u}{r_0}} \right]. \quad (6)$$

Pomijając w wyrażeniu (6) mały wpływ zmian czynnika $(2V_s - V_z)$, wartość R_c dla stałego ciśnienia powinna być praktycznie stała, niezależna od natężenia prądu (rys. 6c). Krzywe doświadczalne otrzymane przez Collinsona i Hilla (rys. 6a, b) bardzo odbiegają jednak od krzywej teoretycznej, szczególnie dla większych prądów (nie wydaje się więc być uzasadniony ich wniosek o wystarczającej zgodności zależności teoretycznej z doświadczeniem, nawet dla

¹ Loeb w swojej pracy [10] str. 478 określa efektywny opór przestrzeni wyładowania jako $R_c = \frac{V_s - V_z}{i}$, w związku z czym otrzymuje:

$$R_c = \frac{p \ln \frac{R}{r_0}}{2K_0 v_s} \left[(R^2 - r_0^2) - (r_u^2 - r_0^2) \frac{\ln \frac{R}{r_0}}{\ln \frac{r_u}{r_0}} \right].$$

małych prądów). Prawdopodobnie wynika to z założenia przyjętego przy wyprowadzaniu wzoru (6), że ładunek przestrzenny nie zmienia w sposób istotny pola w przestrzeni między elektrodami, co jest słuszne jedynie dla prądów rzędu kilku mikroamperów [7]. Wzór (6) może być więc użyteczny jedynie w celu otrzymania najogólniejszych wskazówek niezbędnych dla projektowania stabilizatorów.



Rys. 6. Zależność oporu różniczkowego od prądu, przy stałym ciśnieniu. Krzywe *a* i *b* uzyskano doświadczalnie dla długości katod 3,8 cm i 7,6 cm; *c* — krzywa teoretyczna wg wzoru (6) (wg Collinsona i Hilla)

Występujący we wzorze (6) promień r_u zależy od ciśnienia. Dla wyższych ciśnień i małych prądów, wartość r_u zbliża się do wartości r_0 , a V_s do V_z , wobec czego

$$R_c = \frac{R^2 p \ln \frac{R}{r_0}}{2K_0 V_s L} \quad (7)$$

Ponieważ dla wyższych ciśnień krzywa Paschena staje się w przybliżeniu linią prostą, możemy napisać równanie (4) w postaci

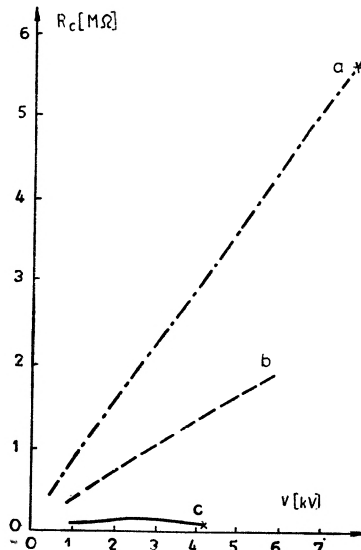
$$\frac{V_s}{\ln \frac{R}{r_0}} = b p r_0, \quad (8)$$

gdzie b — pewien współczynnik proporcjonalności. Porównując równania (8) i (7) otrzymujemy

$$R_c = \frac{R^2}{2K_0 L r_0 b} \quad (9)$$

Z wzoru (9) możemy otrzymać ogólny pogląd na zależność oporu R_c od wymiarów elektrod oraz rodzaju gazu. Stosunek R/r_0 posiada określoną wartość

graniczną (ok. 2,7), poniżej której wyładowanie przechodzi bezpośrednio w łukowe. Otrzymanie mniejszych wartości R_c można uzyskać przez zmniejszenie stosunku R/L i zwiększanie iloczynu K_0b . Uzyskanie małej wartości R/L ograniczone jest własnościami mechanicznymi (np. sztywność drutu). Wartości K_0 , b , oraz iloczynu K_0b dla kilku różnych gazów, badanych przez Meeka i Cragga podane są w tablicy II [9].



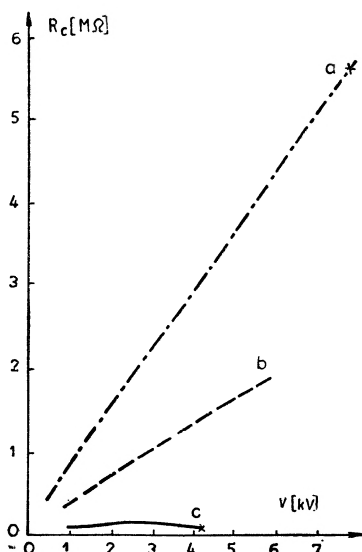
Rys. 7. Wpływ średnicy katody na opór R_c . Średnica anody 1 mm, długość elektrod 28 mm, zakres prądu 50-200 μ A. Krzywe a , b , c odpowiadają średnicom katody 30, 14, 7 mm. Zmiany napięcia uzyskiwano przez zmiany ciśnienia. x — odpowiada ciśnieniu atmosferycznemu (wg Cohena i Jenkinsa)

Tablica II

Gaz	Ruchliwość K	Parametr b	Iloczyn $K \cdot b$
Argon	230	16×10^2	$3,7 \times 10^5$
Hel	1600	8,3	13
Wodór	1000	30	30
Azot	230	42	9,6
Neon	610	7,5	4,6

Jak z tego zestawienia wynika, największe wartości iloczynu K_0b otrzymuje się dla wodoru. Zanieczyszczenia i domieszki na ogół zwiększają napięcie początkowe, zmniejszają współczynnik stabilizacji i zwiększają wartość i_{\max} . Zależności oporu R_c od rozmiarów elektrod pokazane są na rys. 7 i 8. Dalsze zmniejszanie R_c można by osiągnąć przez łączenie równoległe więcej układów w jednej bańce. W układzie cylindrycznym elektrod wyzyskanie tej możliwości jest jednak praktycznie bardzo trudne do osiągnięcia, ze względu na konieczność otrzymywania dokładnie identycznych rozmiarów elektrod.

graniczną (ok. 2,7), poniżej której wyładowanie przechodzi bezpośrednio w łukowe. Otrzymanie mniejszych wartości R_c można uzyskać przez zmniejszenie stosunku R/L i zwiększanie iloczynu K_0b . Uzyskanie małej wartości R/L ograniczone jest własnościami mechanicznymi (np. sztywność drutu). Wartości K_0 , b , oraz iloczynu K_0b dla kilku różnych gazów, badanych przez Meeka i Cragga podane są w tablicy II [9].

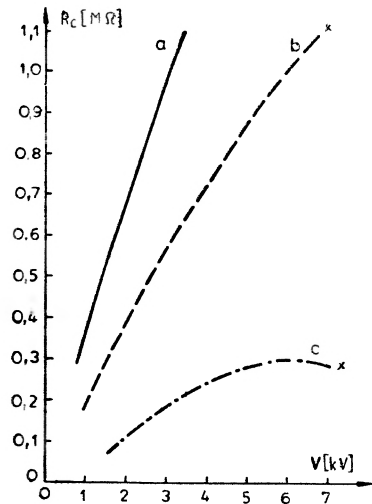


Rys. 7. Wpływ średnicy katody na opór R_c . Średnica anody 1 mm, długość elektrod 28 mm, zakres prądu 50-200 μ A. Krzywe a , b , c odpowiadają średnicom katody 30, 14, 7 mm. Zmiany napięcia uzyskiwano przez zmiany ciśnienia. x — odpowiada ciśnieniu atmosferycznemu (wg Cohena i Jenkinsa)

Tablica II

Gaz	Ruchliwość K	Parametr b	Poczyn $K \cdot b$
Argon	230	16×10^2	$3,7 \times 10^5$
Hel	1600	8,3	13
Wodór	1000	30	30
Azot	230	42	9,6
Neon	610	7,5	4,6

Jak z tego zestawienia wynika, największe wartości iloczynu K_0b otrzymuje się dla wodoru. Zanieczyszczenia i domieszki na ogół zwiększają napięcie początkowe, zmniejszają współczynnik stabilizacji i zwiększają wartość i_{max} . Zależności oporu R_c od rozmiarów elektrod pokazane są na rys. 7 i 8. Dalsze zmniejszanie R_c można by osiągnąć przez łączenie równoległe więcej układów w jednej bańce. W układzie cylindrycznym elektrod wyzyskanie tej możliwości jest jednak praktycznie bardzo trudne do osiągnięcia, ze względu na konieczność otrzymywania dokładnie identycznych rozmiarów elektrod.



Rys. 8. Wpływ średnicy anody na opór R_c . Długość elektrod 28 mm, średnica katody 14 mm zakres prądu 50-200 μA . Krzywe a , b , c odpowiadają średnicom anody 1, 2, 3 mm. Zmiany V uzyskiwano przez zmianę ciśnienia. x — ciśnienie 1 Atm. (wg Cohena i Jenkinsa)

6. Szumy

Szumy wytwarzane przez stabilizatory są dwojakiego pochodzenia. Pierwszy typ, to znane szumy, związane z wysoką temperaturą elektronową w plazmie wyładowania. Drugi typ, to przypadkowe fluktuacje związane z procesami jonizacji. Wielkość szumów tego drugiego rodzaju rośnie w miarę obniżania prądu, a więc gdy maleje ilość jonów związanych z tym procesem. Podobnie obserwuje się duże fluktuacje, gdy prąd zaczyna osiągać swoje maksimum przed przejściem w wyładowanie jarzeniowe. Fluktuacje te powodują przypadkowe wahania się napięcia w czasie, tworząc tzw. biały szum. Posiada on widmo częstotliwości sięgające do kilku MHz. Wyniki pomiarów szumu, przeprowadzone oscylografem o szerokości wstęgi 2 MHz podane są w tablicy III.

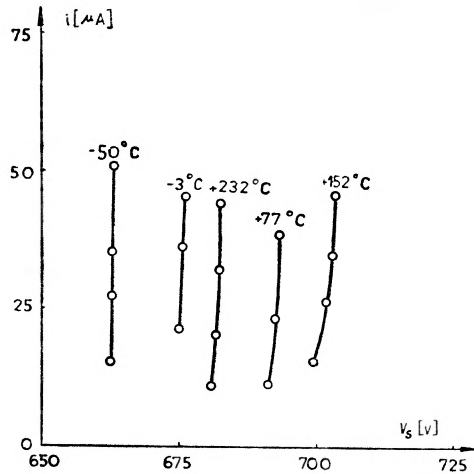
Tablica III

Typ stabilizatora	Napięcie znamionowe [V]	Szumy przy 200 μA [mV skut.]
S.C. 1	350	6
	400	7
	600	12
	800	30
	1000	41
	1400	84
	2000	76
S.C. 2	2,5 kV	60
	3,0 kV	60
	3,5 kV	60
	4,0 kV	60

Są to średnie wartości skuteczne otrzymane przy prądzie $200 \mu\text{A}$ [9]. Ogólnie można przyjąć, że amplituda szumów w pobliżu napięcia zapłonu jest około trzy razy większa od wartości stabilaryzowanych.

7. Wpływ temperatury otoczenia oraz prędkości zmiany natężenia prądu

Ogólnie można stwierdzić, że temperatura otoczenia posiada bardzo mały wpływ na napięcie pracy stabilizatora koronowego. Średnia gęstość gazu w bańce pozostaje stała, a w związku z tym jedynym czynnikiem mogącym wpływać na ewentualne zmiany napięcia mogłaby być zmiana ruchliwości jonów dodatnich. W rzeczywistości jednak, ze względu na to, że temperatura gazu

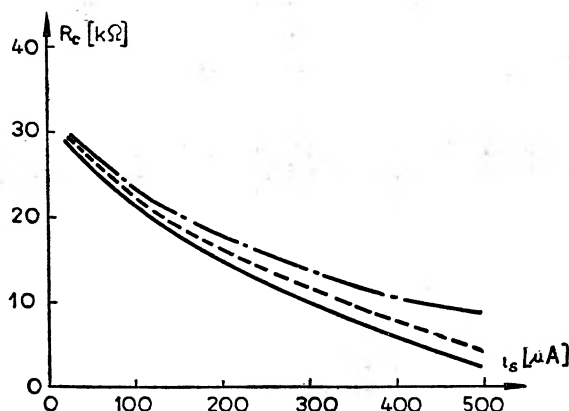


Rys. 9. Wpływ temperatury na napięcie pracy stabilizatora typu BS 101 (wg Lichtmana)

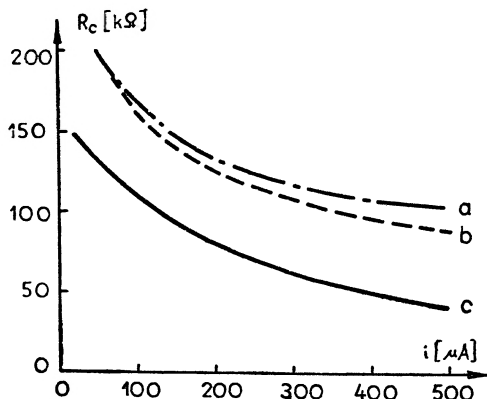
podnosi się szybciej w pobliżu elektrod niż na zewnątrz elektrod, co wpłynie na zmniejszenie się gęstości gazu wokół elektrod a zwiększenie na zewnątrz, obserwuje się pewną niewielką zależność napięcia stabilizowanego od temperatury otoczenia. Zmiana napięcia pracy, mogąca się pojawić wskutek wspomnianej zmiany ruchliwości jonów dodatnich, która zgodnie z teorią zmienia się w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalnie do temperatury, jest jak się okazuje, dużo mniejsza niż wynikałoby to z równania (5). Współczynnik temperaturowy w zakresie -20°C do $+70^\circ\text{C}$ jest rzędu 0,01-0,02% na stopień Celsjusza. Obserwowana zależność zmian napięcia od temperatury przedstawiona jest na rys. 9 [3]. Ostatecznie przyjmuje się, że zasadniczą przyczyną zmian napięcia ze zmianą temperatury jest zmiana gęstości gazu, wskutek emitowania lub pochłaniania go przez ścianki naczyń i elektrod.

Na zmianę napięcia stabilizowanego mają też wpływ lokalne zmiany temperatury, prowadzące do lokalnych zmian gęstości gazu spowodowane zmianami natężenia przepływającego prądu. W wyniku tych ostatnich efektów termicznych można zaobserwować trzy różne zależności pomiędzy prądem

a napięciem oraz prądem a oporem stabilizatora, w zależności od szybkości i częstości dokonywanych zmian natężenia prądu: a) zależność dla zmian prądu w czasie krótszym od 0,1 sek, b) zależność dla zmian prądu w czasie paru sek., c) zależność dla zmian prądu dokonywanych w czasie paru minut.

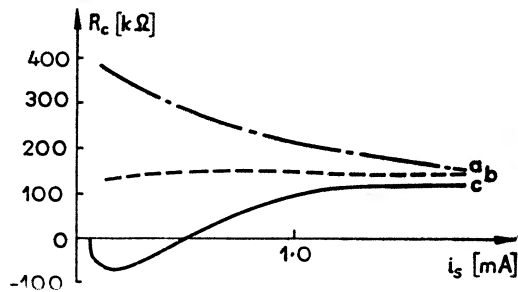


Rys. 10. Zależność oporu R_c od szybkości zmian natężenia przepływającego prądu dla $V_s = 400$ V. Krzywa a — przy 100 Hz, b — skokowa zmiana prądu, c — powolna zmiana prądu (wg Cohena i Jenkinsa)

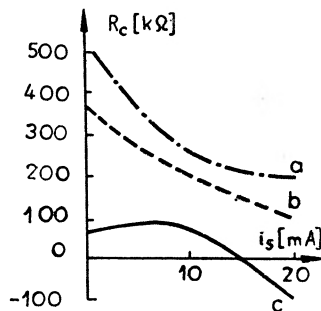


Rys. 11. Zależność oporu różniczkowego od szybkości zmian natężenia prądu dla $V_s = 2$ kV. Krzywa a — przy 100 Hz, b — skokowa zmiana prądu, c — powolna zmiana prądu (wg Cohena i Jenkinsa)

Zależność a) należy brać pod uwagę przy użyciu stabilizatora do redukcji przydźwięku (50 Hz lub więcej). Zależność b) przy stabilizacji stanów przejściowych i zależność c) przy wolnych zmianach wywołanych np. przez zmianę napięcia sieci, zmianę wartości elementów układu lub zmianę obciążenia. Typowe zależności $R_c = f(i)$ dla w/w przypadków pokazano na rys. 10-13. Jak widać, opór R_c tym bardziej zależy od szybkości zmian prądu, im wyższe jest napięcie stabilizowane. Dla stabilizatorów niskonapięciowych obserwuje się tylko małą zależność od szybkości zmian prądu. Dla napięć wyższych krzywe



Rys. 12. Zależność oporu R_c od szybkości zmian natężenia prądu dla $V_s = 4$ kV. Krzywa *a* — przy 100 Hz, *b* — skokowa zmiana prądu, *c* — powolna zmiana prądu (wg Cohena i Jenkinsa)



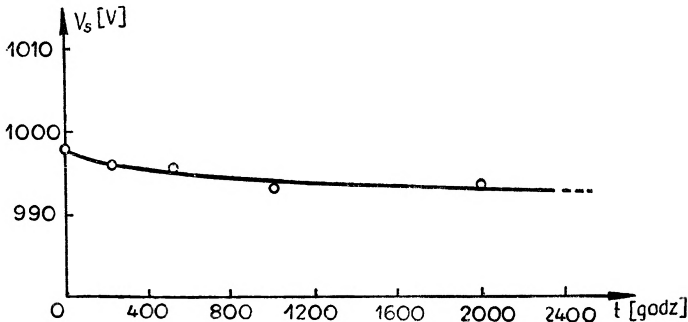
Rys. 13. Zależność oporu różniczkowego od szybkości zmian prądu dla $V_s = 7$ kV. Krzywa *a* — przy 100 Hz, *b* — skokowa zmiana, *c* — powolna zmiana prądu (wg Cohena i Jenkinsa)

$R_c = f(i)$ dla wolnych zmian leżą znacznie poniżej krzywych odpowiadających zmianom szybkim. Wartość oporu R_c dla wolnych zmian może być zerem lub nawet przyjmować wartość ujemną dla stabilizatorów na wyższe napięcia [9].

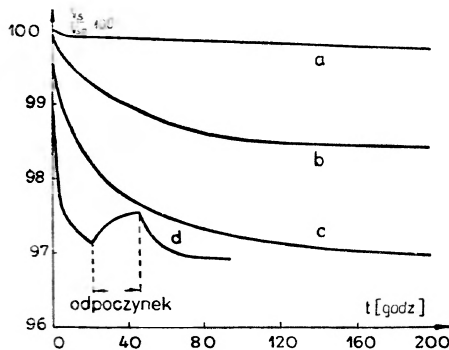
8. Zależność parametrów stabilizatora od czasu pracy

Stałość napięcia zarówno w czasie pracy ciągłej, jak też i w okresie nieużywania jest jednym z najważniejszych warunków, jakich wymaga się od stabilizatora. Ogólnie biorąc, napięcie w czasie pracy nieco się obniża, jak widać na rys. 14. Ponieważ dla danego stabilizatora napięcie zależy tylko od gęstości wypełniającego gazu, należy zmniejszyć do minimum możliwości jej zmiany, tzn. zmniejszyć możliwości absorpcji zjonizowanego gazu przez ścianki, a szczególnie powierzchnię katody. Oznacza to, że obróbka katody powinna być bardzo staranna. Po napełnieniu gazem stabilizatory zwykle poddaje się starzeniu przez ok. 100 godz., w ciągu których ciśnienie wodoru ustala się przez wytworzenie zrównoważonej warstwy absorbującej. Dla stabilizatorów na wyższe napięcia zmiany napięcia w czasie są mniejsze, ponieważ są one mniej czułe na zmiany gęstości gazu. Podobnie jest dla stabilizatorów posiadających bańki o większej objętości. Średnio ocenia się czas życia sta-

bilizatorów na ok. 10 000 godz., w ciągu których napięcie zmienia się ok. 2,5%. Czas ten staje się dłuższy, przy używaniu małych prądów. Największy spadek napięcia obserwuje się w ciągu pierwszych kilkudziesięciu godzin. Jeżeli w ciągu pracy stabilizator okresowo odpoczywa, to przy ponownym włączeniu obserwuje się niewielki wzrost napięcia (rzędu 0,2-0,5%), które jednak dostatecznie szybko wraca do stanu pierwotnego. Przypuszczalną przyczyną tej zmiany napięcia jest wzrost absorpcji wodoru w katodzie w czasie pracy, co pociąga za sobą



Rys. 14. Zależność napięcia V_s od czasu pracy. Prąd $i = 250 \mu\text{A}$ (wg Cohena i Jenkinsa)

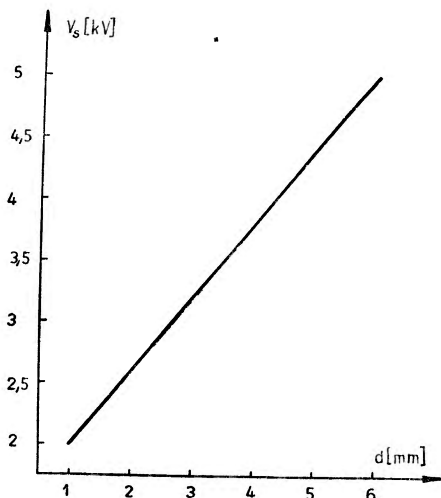


Rys. 15. Zależność napięcia V_s od czasu, przy różnych przygotowaniach stabilizatora. Na osi rzędnych odłożono procentową zmianę napięcia pracy względem napięcia początkowego przy prądzie $50 \mu\text{A}$. Krzywa *a* — po wyładowaniu jarzeniowym, *b* — po wyładowaniu jarzeniowym i wygrzewaniu w wodorze, *c* i *d* — przed wyładowaniem jarzeniowym (wg Collinsona i Hilla)

zmiany ciśnienia, a więc i napięcia. Opierając się na tym przypuszczeniu, przyspieszono starzenie się stabilizatora poddając katodę gwałtownemu bombardowaniu przy wyładowaniu jarzeniowym. Okazało się, że proces ten w znacznym stopniu skraca okres starzenia się. W dodatku tak przygotowane stabilizatory po włączeniu wykazują minimalny wzrost napięcia. Wygrzewanie elektrod w wodorze okazuje się mało skuteczne, a wygrzewanie po wyładowaniu jarzeniowym, w pewnym stopniu odwraca efekt uzyskany przez to wyładowanie. Wpływ takiego sztucznego starzenia pokazany jest na rys. 15 [7]. Celem zmniejszenia opóźnień czasowych w zapłonie dodawano do izolatorów utrzymujących elektrody niewielką ilość toru [9].

9. Stabilizatory produkowane obecnie

Stabilizatory koronowe są obecnie produkowane masowo w niektórych krajach (np. Anglia, USA). W Polsce stabilizatory koronowe produkuje Przemysłowy Instytut Elektroniki w Warszawie. Wszystkie typy oparte są na wykorzystaniu cylindrycznego układu elektrod. Wypełnione są czystym wodorem lub wodorem z domieszką helu. Stabilizatory te zostały znormalizowane i np. angielskie pokrywają zakres napięć od 350 V do 7000 kV skokami co 200 V. Odpowiednie napięcia osiągnięto przez zastosowanie trzech różniących



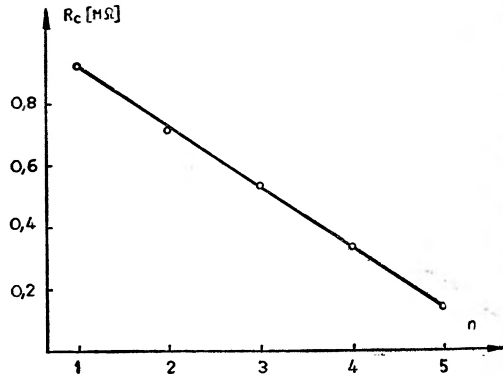
Rys. 16. Zależność napięcia stabilizowanego od odległości katoda-anoda

się rozmiarami układów elektrod, wypełnionych gazem pod różnym ciśnieniem. Elektrody te umieszczone są w bańkach konwencjonalnych lamp elektronowych typu miniaturowego lub nawet subminiaturowego.

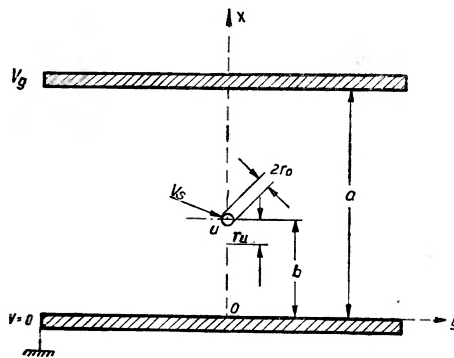
Poza wyżej omówionymi stabilizatorami cylindrycznymi obserwowano zachowywanie się stabilizatorów koronowych w układzie drut-plate w atmosferze suchego i oczyszczonego powietrza [13]. Taki układ elektrod pozwala m. in. łatwo zmniejszać opór różniczkowy R_c , przez możliwość równoległego łączenia więcej drutów-anod nad jedną płytke-katodę. Otrzymane wyniki okazują się w dużej mierze zachęcające. Niektóre otrzymane zależności ilustrują rys. 16, 17. Dodatkową zaletą tego układu elektrod jest możliwość oddziaływania na wysokość stabilizowanego potencjału, przy pomocy dodatkowej płytki sterującej. Jeżeli druty-anody znajdują się w dodatkowym zewnętrznym polu elektrycznym, skierowanym prostopadle do płytki-katody, to jak się okazuje, zmieni się potencjał zapłonu korony, a więc i wysokość potencjału stabilizowanego. Pole zewnętrzne można wytworzyć dodatkową płytkę (sterującą) równoległą do płytki-katody (rys. 18) i przykładając do niej różne potencjały, można w pewnym zakresie (np. 30%) w sposób płynny otrzymywać

różne potencjały stabilizowane tym samym egzemplarzem [14]. Teoretyczne rozważania prowadzą do wniosku, że zależność potencjału stabilizowanego V_s od potencjału sterującego V_g jest funkcją liniową przedstawioną równaniem (10):

$$V_s = V_0 + kV_g, \quad (10)$$



Rys. 17. Opór R_c w zależności od ilości drutów-anod, dla $i_s = 200 \mu\text{A}$, przy odległości płytka—druty 1 mm



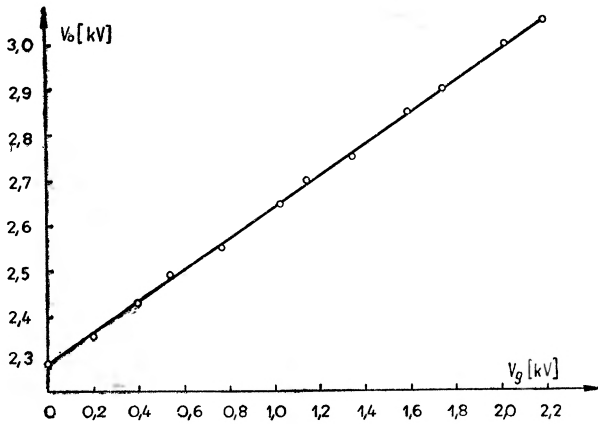
Rys. 18. Układ elektrod stabilizatora trójelektrodowego

gdzie V_0 jest wartością V_s przy zwartych płytkach, k — współczynnik proporcjonalności. Tę zależność potwierdzono doświadczalnie w szerokim zakresie zmienności V_g (rys. 19). Wartość k może być obliczona ze znajomości stałych geometrycznych układu i stałych charakterystycznych dla danego gazu (n , u , λ_e) oraz dla danego ciśnienia p (porównaj wzór (3)). Otrzymuje się wtedy

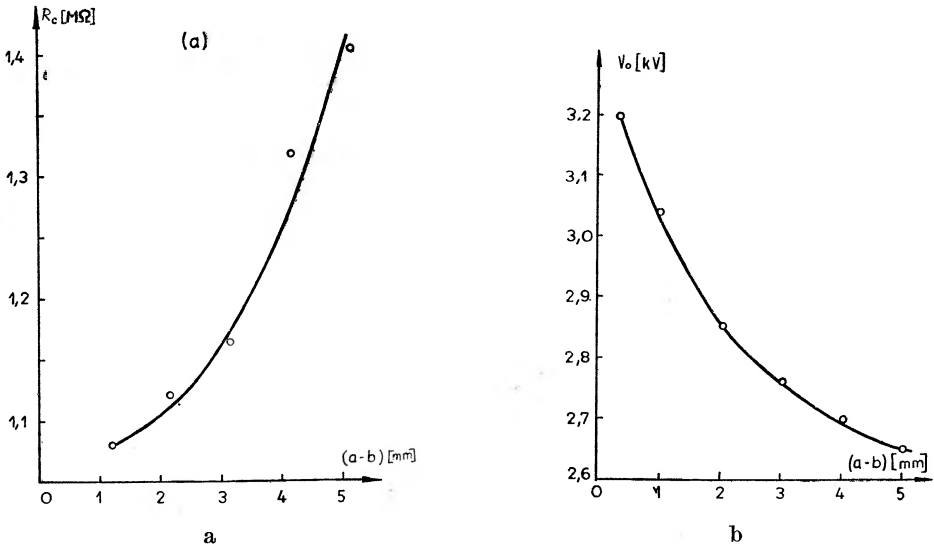
$$k = \frac{1}{a} \left[b - r_0 - \frac{n\lambda_e}{u} V_0 \right]. \quad (11)$$

Jak się okazuje, układ elektrod z płytką sterującą polepsza równocześnie własności stabilizacyjne, zmniejszając opór R_c . Z prześledzenia rozkładu pola w przestrzeni międzyelektrodowej wynika mianowicie, że w obecności ze-

wewnętrznego pola, przy zmianie V_s wzrost promienia warstwy koronującej r_u będzie większy, niż gdyby tego pola nie było. Według wzoru (6) wzrost r_u prowadzi do zmniejszenia oporu różniczkowego R_c . Doświadczenie wniosek ten potwierdza, co widać na rys. 20a, gdzie pokazano zależność R_c w funkcji



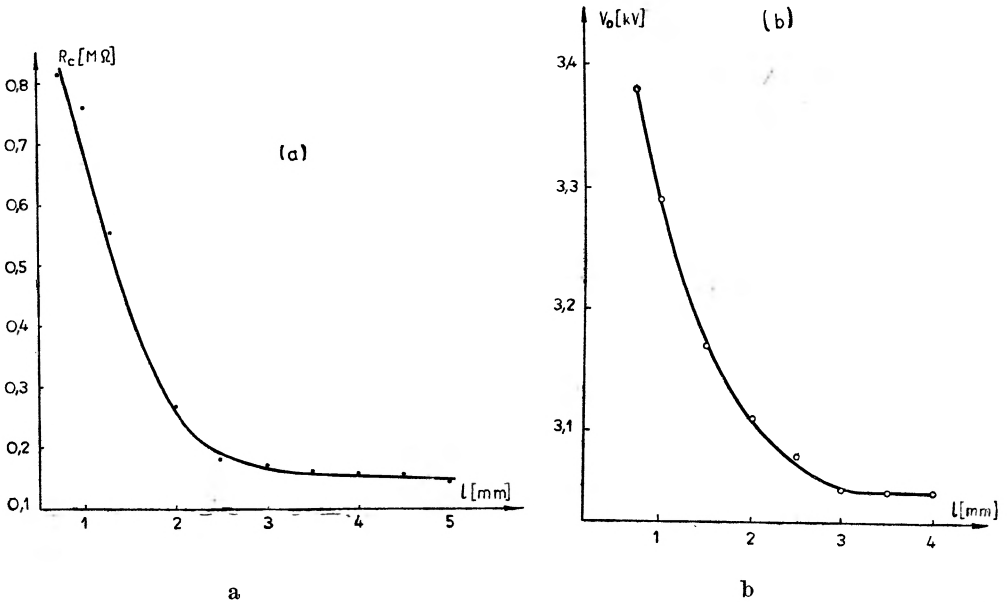
Rys. 19. Zależność potencjału zapłonu korony od potencjału płytki sterującej przy $a = 2,65$ mm, $b = 1,15$ mm, dla jednego drutu



Rys. 20. Zależność R_c (krzywa a) oraz V_0 (krzywa b) od odległości płytki sterującej od drutu – anody dla jednego drutu, przy $i_s = 200 \mu A$, $a = 2,65$ mm, $b = 1,15$ mm

odległości płytki sterującej od anod, co odpowiada zmianie natężenia pola zewnętrznego. Ta zmiana natężenia pola (zmiana odległości płytek) powoduje zmianę napięcia zapłonu V_0 , co widać na rys. 20b. Przy użyciu większej ilości drutów niż jeden, istotny wpływ na potencjał zapłonu V_0 oraz na opór R_c posiada odległość wzajemna między anodami L . Zależność tę ilustruje rys. 21

dla pięciu drutów—anod. Jak widać, zbliżanie drutów poza określoną odległość (w naszym przypadku ok. 3 mm) powoduje szybki wzrost V_0 i R_c , aż przy pewnej odległości w ogóle nie otrzymuje się korony, lecz od razu przebiecie łukowe lub iskrowe. Fakt ten spowodowany jest oczywiście zmniejszaniem się niejednorodności pola pochodzącego od poszczególnych drucików. Począwszy



Rys. 21. Zależność oporu R_c dla $i_c = 200 \mu\text{A}$ (krzywa *a*) i potencjału zapłonu V_0 (krzywa *b*) od odległości między drutami przy $a = 2,65 \text{ mm}$, $b = 1,15 \text{ mm}$

od pewnej odległości nie obserwuje się wzajemnego działania pola poszczególnych anod na siebie (pod względem tworzenia się korony i zmian oporu R_c), wobec czego wartości V_0 oraz R_c pozostają stałe, niezależne od odległości między anodami L .

Zakończenie

Z poprzednich uwag wynika, że stabilizatory koronowe mogą mieć główne zastosowanie do stabilizacji zasilaczy stosunkowo wysokiego napięcia, pobierając prąd poniżej 1 mA. W zależności od wysokości stabilizowanego napięcia i żądanego stopnia stabilizacji, opór szeregowy powinien mieć wartość rzędu 1-10 MΩ. Opór różniczkowy można uzyskać rzędu 100 kΩ. Równoległe łączenie stabilizatorów o cylindrycznej geometrii elektrod jest praktycznie niemożliwe. Mały pobór prądu pozwala na stosowanie zasilaczy prostych oraz powoduje małą stratę napięcia na oporze szeregowym. Możliwość łączenia szeregowego pozwala daleko rozszerzyć zakres wymaganych napięć. Celem zmniejszenia oporu R_c w układzie elektrod płytka—druty istnieje możliwość równoległego

łączenia anod, a zastosowanie dodatkowej płytki pozwala regulować potencjał stabilizowany tym samym egzemplarzem w zakresie kilkudziesięciu procent poziomu napięcia stabilizowanego.

Literatura

- [1] G. Medicus, *Z. tech. Phys.*, **14**, 304 (1933).
- [2] I. H. Blifford, R. G. Arnold, H. Friedman, *Electronics*, **22**, 110 (1949).
- [3] S. W. Lichtman, *Proc. Instn Radio Engrs*, **39**, 419 (1951).
- [4] E. E. Shelton, F. Wade, *Electronic Engng*, **25**, 18 (1953).
- [5] P. Holton, B. S. Sharpe, *Electronic Engng*, **25**, 63 (1953).
- [6] F. A. Benson, J. P. Smith, *J. sci. Instrum.*, **60**, 192 (1953).
- [7] A. I. L. Collinson, D. W. Hill, *ibid.*, **32**, 13 (1955).
- [8] E. Cohen, R. O. Jenkins, *Electronic Engng*, **11** (1960).
- [9] E. Cohen, R. O. Jenkins, *Proc. Instn Elect. Engrs*, 285 (1960).
- [10] L. B. Loeb, *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases*, Wiley, 1939, Rozdział 10.
- [11] S. Werner, *Z. Phys.* **90**, 356 (1934); **92**, 705 (1934).
- [12] I. S. Townsend, *Phil. Mag.*, **28**, 83 (1914).
- [13] W. Kolka, W. Mościcki, *Acta phys. Polon.*, **22**, 191 (1962).
- [14] W. Kolka, *Acta phys. Polon.*, **23**, 263 (1963).
- [15] I. M. Meek, I. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, Wiley, 1939, Rozdział 10.

Nowi FRS

Na zebraniu w dniu 31 marca 1963 londyńskie Towarzystwo Królewskie dokonało wyboru nowych członków (Fellows of the Royal Society). Między innymi wybrani zostali:

dr J. B. Adams, dyrektor Culham Laboratory w Abington, w uznaniu za wkład w projektowanie i konstrukcję synchrotronu protonowego na 25 GeV w ośrodku CERN-u w Genewie;

Prof. E. H. S. Burhop, profesor fizyki w University College w Londynie, autor prac teoretycznych i doświadczalnych w dziedzinie fizyki atomowej i jądrowej, w szczególności dotyczących zjawiska Augera i zderzeń atomowych;

dr P. B. Hirsch, wykładowca fizyki w Uniwersytecie Cambridge, znany z badań metodą mikroskopu elektronowego defektów struktury krystalicznej metali i związków między defektami struktury a właściwościami mechanicznymi;

prof. P. T. Matthews, profesor fizyki teoretycznej w Imperial College of Science and Technology w Londynie — w uznaniu za wybitne badania w dziedzinie kwantowej teorii pola i teorii cząstek elementarnych;

dr D. Tabor, wykładowca fizyki w Uniwersytecie Cambridge i zastępca dyrektora Zakładu Fizyki i Chemii Ciał Stałych w Cavendish Laboratory, specjalista w dziedzinie właściwości fizycznych i mechanicznych ciał stałych;

prof. A. J. C. Wilson, profesor fizyki w University College of South Wales and Monmouthshire w Cardiff, znany ze swych badań struktury atomowej kryształów metodą analizy rentgenowskiej.

Nagroda Rumforda dla Bethego

Wybitny fizyk teoretyk Hans Bethe (Cornell University) otrzymał Nagrodę Rumforda, przyznaną mu przez Amerykańską

Akademii Sztuk i Nauk za jego wkład do teorii produkcji energii w gwiazdach.

Bethe jest pięćdziesiątym trzecim laureatem nagrody, która została ufundowana w r. 1796 przez Benjaminą Thompsona (hrabiego Rumforda) i która początkowo składała się „z dwóch medali; jeden ze złota, drugi ze srebra, o takich wymiarach, aby aby oba razem miały wartość 300 dolarów“. Obecnie poza medalami w skład nagrody wchodzi również suma 5000 dolarów.

Sześćdziesięciolecie Kurczatowa

12 stycznia 1963 odbyło się w Instytucie Energii Atomowej w Moskwie uroczyste posiedzenie Rady Naukowej Instytutu poświęcone uczczeniu sześćdziesiątej rocznicy urodzin I. W. Kurczatowa, znanego fizyka i wybitnego organizatora prac badawczych w dziedzinie fizyki jądrowej.

Kurczatow zainteresował się fizyką jądrową już w latach trzydziestych. Brał udział w budowie pierwszego cyklotronu w ZSRR. W czasie II wojny światowej złożył Akademii Nauk ZSRR memoriał wskazujący na konieczność rozwinięcia badań w dziedzinie fizyki jądrowej, ze względu na możliwość uzyskania wielkich ilości energii z rozszczepienia jądrowego. Akademia Nauk uznając wagę tych zagadnień powierzyła Kurczatowowi organizację i kierownictwo badań w tej dziedzinie. Z zadania tego, mimo bardzo trudnych warunków wojennych, Kurczatow wywiązał się doskonale. Kurczatow kierował również pierwszymi radzieckimi badaniami w dziedzinie reakcji termojądrowych.

Międzynarodowa Komisja Miar i Wag

W r. 1875 siedemnaście państw podpisało „Pakt Metra“, wprowadzający układ metryczny oraz postanawiający założenie Mię-

dzynarodowego Biura Miar i Wag w Sèvres pod Paryżem. Obecnie do Paktu Metra należy 38 państw. Przedstawiciele tych państw zbierają się co 6 lat w Paryżu na tak zwanej Generalnej Konferencji Miar i Wag, której postanowienia w sprawach wzorców i nomenklatury są w tych państwach obowiązujące. Co roku zbiera się natomiast Międzynarodowa Komisja, złożona z przedstawicieli 18 różnych państw, która przygotowuje projekty uchwał na Generalną Konferencję.

Generalna Konferencja 1960 r. przyjęła nowy wzorec metra jako równy $1650763,73$ długościom fali w próżni pomarańczowo-czerwonego prążka ^{86}Kr . Międzynarodowa Komisja Miar i Wag, której zebranie odbyło się w październiku 1962 w Paryżu, proponuje wprowadzenie 12 wzorców wtórnych, opartych na długościach fali szeregu prążków ^{86}Kr , ^{198}Hr i ^{114}Cd .

Komisja proponuje również zmiany w Międzynarodowej Praktycznej Skali Temperatur, które zbliżą ją bardziej do termodynamicznej skali temperatur. W szczególności proponuje się wprowadzenie kilku punktów stałych w obszarze najniższych temperatur.

W sprawach nomenklatury zaproponowano wprowadzenie dwóch nowych przedrostków: femto — 10^{-15} , symbol „f” i atto — 10^{-18} , symbol „a”. W ten sposób ilość przedrostków liczbowych wzrosła do 14:

10^{12}	tera	T
10^9	giga	G
10^6	mega	M
10^3	kilo	k
10^2	hekto	h
10	deka	da
10^{-1}	decy	d
10^{-2}	centy	c
10^{-3}	mili	m
10^{-6}	mikro	μ
10^{-9}	nano	n
10^{-12}	piko	p
10^{-15}	femto	f
10^{-18}	atto	a.

Należy zauważyć, że Międzynarodowe Biuro Miar i Wag przyjęło dla „deka” skrót da, mimo że w wielu krajach ustaliła się praktyka stosowania skrótu dk.

Międzynarodowa Komisja Miar i Wag wybrała nowego sekretarza, którym został

prof. J. de Boer, dyrektor Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Amsterdamie i przewodniczący Komisji Symboli, Jednostek i Słownictwa Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej.

Ośrodek badawczy teorii względności

Uniwersytet Stanu Texas założył w Austin (Texas, USA) ośrodek badawczy teorii względności (Center for Research in Relativity Theory). Jest to wspólne przedsięwzięcie Wydziałów Fizyki i Matematyki tego Uniwersytetu. Ośrodek rozporządza czterema etatami profesorów, ponadto na najbliższy rok akademicki przewidziane jest zaproszenie jednego profesora z innego ośrodka (visiting professorship) oraz cztery stypendia podoktorskie. Obecnie dwa etaty samodzielnych pracowników nauki zajmują: profesor matematyki A. Schild i profesor fizyki E. L. Schucking, a od września mają jeszcze przyjść: profesor fizyki R. Penrose i profesor matematyki R. K. Sachs. W bieżącym roku akademickim trzy stypendia podoktorskie zajmowali: J. Kristian z Obserwatorium Yerkes, I. Ozsvath z Obserwatorium Hamburgskiego i A. H. Thompson z King's College w Uniwersytecie Londyńskim.

Krakowskie sympozjum reakcji i spektroskopii jądrowej

W dniach od 17 do 23 marca 1963 odbyło się w Instytucie Fizyki Jądrowej w Bronowicach pod Krakowem polsko-jugosłowiańskie sympozjum na temat reakcji jądrowych i spektroskopii jądrowej. W sympozjum wzięło udział 17 fizyków jugosłowiańskich z Instytutu Borysa Kidriča w Belgradzie, Instytutu Rudera Boskoviča w Zagrzebiu i Instytutu Josefa Stefana w Ljublanie oraz 73 fizyków polskich z Instytutu Fizyki Jądrowej w Bronowicach, z Uniwersytetu Jagiellońskiego, z Uniwersytetu Warszawskiego i z Instytutu Badań Jądrowych w Świerku.

Przedstawiono 58 prac. Poza krótkimi referatami 15-minutowymi wygłoszono również szereg referatów zbiorczych i tak H. Niewodniczański przedstawił program badań Instytutu Fizyki Jądrowej w Brono-

wicach, N. Cindro mówił o badaniach prowadzonych w Instytucie Rudera Boskovića nad mechanizmami reakcji średnich energii, A. Z. Hryniewicz przedstawił program badań pracowni spektroskopii w Instytucie Fizyki Jądrowej, J. Chwaszczewska przedstawiła wyniki prac, prowadzonych w Instytucie Badań Jądrowych nad detektorami półprzewodnikowymi, R. V. Popiè (Instytut Borysa Kidriča) omówił badania zachowania parzystości w silnych oddziaływaniach.

Goście jugosłowiańscy zwiedzili Kraków oraz spędzili weekend w Tatrach.

Tranzystory optyczne

W laboratorium IMB w Stanach Zjednoczonych opracowano nowy rodzaj tranzystora z arsenku galu, w którym sygnały są przenoszone przez światło. Prąd elektryczny, wchodząc do tego tranzystora jest konwertowany na światło, które po przejściu przez tranzystor jest absorbowane i uwalnia elektrony. W efekcie prąd tylko pozornie przepływa przez tranzystor, a w rzeczywistości energia jest przenoszona przez światło. To odkrycie może niezmiernie uprościć technologię tranzystorów o krótkim czasie „włączania“, w których dotychczas trzeba było robić bazy o bardzo małej grubości. Światło przechodzi, oczywiście, o wiele szybciej przez bazę tranzystora niż nośniki elektryczne, a zatem grubość bazy przestaje być decydująca. Ostatecznie prędkość działania urządzenia będzie ograniczona tylko czasem emisji i absorpcji światła. Przy pierwszych próbach osiągnięto już czasy włączania poniżej 10 nanosekund.

Synchrocyklotron w Getyndze

W Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Getyndze rozpoczął działanie synchrocyklotron przyspieszający deuterony do energii 28 MeV przy prądzie 20 μ A.

Synchrotron japoński

W Instytucie Energii Atomowej działa już pierwszy w Japonii synchrotron przyspieszający elektrony do energii 750 MeV.

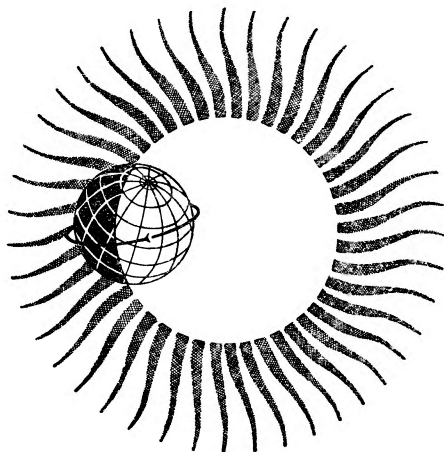
Synchrotron przeznaczony jest przede wszystkim do badań w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych. Budowa tego akceleratora trwała sześć lat.

Akcelerator liniowy w Glasgow

Prof. P. I. Dee z Uniwersytetu w Glasgow otrzymał fundusz w wysokości 10 milionów funtów na budowę akceleratora liniowego przyspieszającego elektrony do energii 100 MeV.

Międzynarodowy Rok Spokojnego Słońca

Międzynarodowy Komitet Geofizyczny zaproponował wprowadzenie symbolu Międzynarodowego Roku Spokojnego Słońca (1 stycznia 1964 — 31 grudnia 1965). Projektodawcami symbolu, który reprodukujejmy poniżej, są dr N. W. Puszkow (ZSRR) i dr H. Odishaw (USA).



Czy w fizyce potrzebni są laboranci ?

W maju 1962 r. Amerykański Instytut Fizyki urządził konferencję przedstawicieli szeregu amerykańskich uniwersytetów, instytutów badawczych, laboratoriów przemysłowych i szkół średnich na temat rekrutacji i szkolenia laborantów w fizyce. Rozważano kwestie: czy w fizyce potrzebni są laboranci? Czy wzrost liczby laborantów

ułatwi rozwiązanie problemu szczupłości kadr fizyków, dającego się odczuć już obecnie, a który z całą pewnością wystąpi w jeszcze ostrzejszej formie w latach następnych? Jakie rodzaje prac mogą spełniać laboranci i jak należy ich kształcić? Skąd mają rekrutować się laboranci?

Na pierwsze dwa pytania uczestnicy konferencji odpowiedzieli twierdząco; w odniesieniu do dalszych pytań wysuwano jedynie pewne sugestie oraz gorąco zachęcano Amerykański Instytut Fizyki do dalszych badań tych problemów.

Laboranci zajmują się w fizyce bardzo różnymi pracami, które trudno jest wszystkie wyczerpać i trudno zdefiniować. Laborantem może być mechanik, który przygotowuje aparatury w sali wykładowej, może być absolwent uczelni technicznej, który w laboratorium przyfabrycznym pomaga fizykowi zajmującemu się problemami ciała stałego, absolwent technikum, który pracuje w grupie próżniowej wielkiego akceleratora, czy wreszcie skanerka emulsji jądrowych lub fotografii z komór pęcherzykowych. Rodzaj prac jest bardzo różny, różne muszą być więc kwalifikacje, a zatem drogi kształcenia i rekrutacji personelu.

R. C. Anderson (Brookhaven National Laboratory) podkreślił ogromną rolę, jaką grają laboranci w badaniach fizycznych. W wielkiej mierze realizacja zamierzeń fizyka zależy od współpracy laboranta. Najlepszym sposobem rekrutacji laborantów wydaje się uzmysłowienie im wagi i wartości ich pracy, no i oczywiście zapewnienie dostatecznie wysokich zarobków.

Zjazd Kół Naukowych Studentów Fizyki

W dniach od 26 do 28 kwietnia 1963 odbył się w Warszawie IV Ogólnopolski Zjazd Kół Naukowych Studentów Fizyki. Organizatorem tego zjazdu było Koło Naukowe Studentów Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, a koszty zjazdu pokryło Zrzeszenie Studentów Polskich. Do Warszawy przyjechało 89 studentów ze wszystkich uniwersytetów polskich oraz z Wyższych Szkół Pedagogicznych w Katowicach i Opolu.

Uroczystego otwarcia Zjazdu dokonał Jego Magnificencja Rektor Uniwersytetu Warszawskiego prof. Stanisław Turski,

a następnie przybyłych studentów powitali Pełnomocnik Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej min. Wilhelm Billig i Dyrektor Instytutu Fizyki Doświadczalnej prof. Jerzy Pniewski.

Na Zjeździe wygłoszono 26 krótkich (20-minutowych) referatów z prac własnych. W większości referowane były prace magisterskie. Po każdym referacie odbywała się dyskusja, niejednokrotnie bardzo ożywiona.

Najlepsze prace zostały nagrodzone przez Jury w następującym składzie: przewodniczący — prof. Wojciech Rubinowicz, członkowie — doc. Augustyn Chełkowski (Uniwersytet Poznański), prof. Andrzej Hrynkiwicz (Uniwersytet Jagielloński), doc. Danuta Kunisz (Uniwersytet Jagielloński), prof. Maciej Suffczyński (Uniwersytet Warszawski), doc. Bogdan Sujak (Uniwersytet Wrocławski), doc. Tadeusz Skaliński (Uniwersytet Warszawski), prof. Leonard Sosnowski (Uniwersytet Warszawski), prof. Józef Werle (Uniwersytet Warszawski) i prof. Zdzisław Wilhelmi (Uniwersytet Warszawski).

Jury postanowiło przyznać osiem równorzędnych nagród:

1. Nagroda Ministra Szkolnictwa Wyższego (1000 zł) — R. Konkol i Z. Sychta (Poznań) za pracę *Wpływ obciążenia na obwód rezonansowy ferroelektryków typu BaTiO₃*.

2. Nagroda Dyrektora Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk (1000 zł) — L. Sniadower (Warszawa) za pracę *Efekt magnetoplazmowy w kryształach InSb*.

3. Nagroda Polskiego Towarzystwa Fizycznego (1000 zł) — H. Gładysz (Warszawa) za pracę *Badania nad efektem fotostrykcyjnej Ge i Si*.

4. Nagroda Ministra Szkolnictwa Wyższego (1000 zł) — J. Irlik (Kraków) za pracę *Momenty magnetyczne ¹⁵⁸Gd i ¹⁶⁸Er w stanach dwuquasicząstkowych*.

5. Nagroda Pełnomocnika Rządu d/s Wykorzystania Energii Jądrowej (800 zł) — Krystyna Siwek-Diamant (Warszawa) za pracę *Wyznaczenie przekrojów czynnych na reakcje wywołane przez neutrony o energii około 14 MeV na izotopach ¹¹⁸Sn i ¹¹⁹Sn*.

6. Nagroda Dyrektora Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszaw-

skiego (1000 zł) — A. Nadolny (Warszawa) za pracę *Badanie kinetyki foto-przewodnictwa w borze*.

7. Nagroda Polskiego Towarzystwa Fizycznego (1000 zł) — H. Świątak (Kraków) za pracę *O grupach maksymalnego rzędu w polach grawitacyjnych*.

8. Nagroda rzeczowa Rektora Uniwersytetu Warszawskiego — J. Kapelewski (Warszawa) za pracę *Badanie efektów spójności w promieniowaniu rezonansowym ^{86}Rb i ^{23}Na przy uwzględnieniu struktury nad-subtelnej*.

Ponadto Jury przyznało następujące nagrody:

Nagroda Ministra Szkolnictwa Wyższego (500 zł) — A. Planner (Poznań) za pracę *Badanie elektronowego rezonansu paramagnetycznego w mikrofalowym pasmie N ($\lambda = 1,36\text{-}2,0\text{ cm}$)*.

Nagroda Ministra Szkolnictwa Wyższego (500 zł) — S. Zataj i W. Brzeski (Wrocław) za pracę *Anihilacja pozytonów w różnych fazach p-azoxyanizolu*.

Nagroda Głównego Urzędu Miar (500 zł) — K. Ernst (Warszawa) za pracę *Badania nad polaryzacją promieniowania rezonansowego dla linii Hg 2537 Å*.

Nagroda rzeczowa czasopisma *Problemy* — D. Bednarczyk (Wrocław) za pracę *Krzywa anhisterezy tytanianu baru*.

Nagroda rzeczowa czasopisma *Wiedza i Życie* — K. Pawlak (Warszawa) za pracę *Badanie bezwzględnych współczynników wewnętrznej konwersji przejścia ^{166}Tm na ^{166}Er dla wysokoenergetycznych linii*.

Uczestnicy Zjazdu dokonali wyboru nowego Komitetu Koordynacyjnego Pracy Kół Naukowych Studentów Fizyki. Do zadań Komitetu należy między innymi organizacja następnego Zjazdu, który odbędzie się za dwa lata we Wrocławiu.

W ostatnim dniu zjazdu studenci zwiedzili pracownie naukowe i dydaktyczne Instytutu Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz Ośrodek im. Andrzeja Sołtana Instytutu Badań Jądrowych w Świerku. Poza zajęciami naukowymi przewidziano również program towarzyski — studenci byli na wieczorku w „Hybrydach“ oraz, wobec odwołania przedstawienia „Fizyków“ Dürrenmata, musieli pójść do Opery Warszawskiej.

Konferencja dydaktyczna w Budapeszcie

W dniach od 8 do 10 kwietnia 1963 Węgierskie Towarzystwo Fizyczne zorganizowało w Budapeszcie konferencję naukowo-dydaktyczną dla nauczycieli fizyki w szkołach średnich. W ramach współpracy między Węgierskim i Polskim Towarzystwem Fizycznym zaproszono na tę konferencję delegację z Polski. Do Budapesztu pojechali: mgr Aniela Nowicka (Warszawa) i dr Stanisław Glücksman (Gliwice).

Tematyka konferencji obejmowała naukę o ciepłe, pewne zagadnienia z dziedziny termodynamiki i fizykę niskich temperatur.

Na zakończenie konferencji prof. L. Janossy wręczał nauczycielom wyróżniającym się w swej pracy wysokie nagrody pieniężne, ufundowane przez Węgierskie Towarzystwo Fizyczne.

Sir Charles Darwin

31 grudnia 1962 zmarł w wieku 75 lat znany fizyk teoretyk Sir Charles Darwin, wnuk słynnego biologa, autora dzieła *O pochodzeniu gatunków*.

Charles Darwin kształcił się w Trinity College w Cambridge. W r. 1910 został wykładowcą fizyki teoretycznej na uniwersytecie w Manchesterze, gdzie jego profesorem był Rutherford, a kolegami Bohr i Moseley. Współpracując z Rutherfordem Darwin opracował teorię rozpraszania cząstek α , dobrze zgadzającą się z wynikami doświadczeń Rutherforda. Zajmował się również teorią dyfrakcji promieni X na kryształach.

W czasie I wojny światowej Darwin służył w wojskach saperskich angielskich sił ekspedycyjnych we Francji i został odznaczony Krzyżem Wojskowym.

W r. 1919 został Darwin wybrany członkiem Christ College w Cambridge, a w cztery lata później został powołany na stanowisko profesora filozofii naturalnej (to jest fizyki teoretycznej) w Uniwersytecie Edynburskim. Tam zajmował się teorią elektromagnetyzmu, teorią kwantów i mechaniką statystyczną. On pierwszy opracował ogólną teorię stałych optycznych na podstawie danych uzyskanych z badań

rozproszenia światła na atomach, nie czyniąc przy tym żadnych założeń co do struktury samych atomów. Jego praca, wspólna z Fowlerem, o rozkładzie energii w zbiorze atomów lub cząsteczek, w której użyto pojęcia średniego stanu zbioru zamiast pojęcia stanu najbardziej prawdopodobnego, dała ściśle podstawy matematyczne wielu podstawowym pojęciom mechaniki statystycznej. W tym okresie również Darwin dał ważne przyczynki do teorii zjawiska Zeemana. W uznaniu jego osiągnięć londyńskie Towarzystwo Królewskie nadało mu w r. 1935 Medal Królewski.

W r. 1936 Darwin powrócił do Christ College jako Master, na krótko jednak, gdyż w r. 1938 został dyrektorem National Physical Laboratory. W czasie II wojny światowej poświęcił bardzo wiele wysiłku, aby dostosować program prac National Physical Laboratory do potrzeb alianckiego

wysiłku wojennego. Sam był w latach 1942—1945 doradcą naukowym Ministerstwa Wojny. W r. 1949 przeszedł na emeryturę, nie stracił jednak nadal kontaktu z National Physical Laboratory, pozostając do r. 1959 członkiem Komitetu Wykonawczego tej instytucji.

Darwin był nie tylko wybitnym fizykiem i zdolnym administratorem, interesował się także żywo i czynnie problemami edukacji i eugeniki.

Sir Charles Darwin był doktorem *honoris causa* licznych uniwersytetów, m. in. w Bristolu, Delhi, Edynburgu, St. Andrew, Manchesterze i Chicago. W roku 1939 był wiceprzewodniczącym Towarzystwa Królewskiego, a w latach 1940—1944 przewodniczącym brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego. W r. 1942 został kreowany Komandorem Orderu Imperium Brytyjskiego (KCBE).

K O M U N I K A T

Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego zwraca się z uprzejmą prośbą do wszystkich Czytelników Postępów Fizyki o nadsyłanie do Zarządu Głównego PTF materiałów (programów zjazdów, pamiątkowych fotografii, osobistych wspomnień członków itp.), dotyczących historii naszego Towarzystwa.

Nadesłane materiały będą gromadzone w Archiwum PTF, utworzonym na podstawie uchwały Zarządu Głównego PTF w dniu 23 maja 1963 r.

Zarząd Główny PTF
Warszawa, ul. Hoża 69

rozproszenia światła na atomach, nie czyniąc przy tym żadnych założeń co do struktury samych atomów. Jego praca, wspólna z Fowlerem, o rozkładzie energii w zbiorze atomów lub cząsteczek, w której użyto pojęcia średniego stanu zbioru zamiast pojęcia stanu najbardziej prawdopodobnego, dała ściśle podstawy matematyczne wielu podstawowym pojęciom mechaniki statystycznej. W tym okresie również Darwin dał ważne przyczynki do teorii zjawiska Zeemana. W uznaniu jego osiągnięć londyńskie Towarzystwo Królewskie nadało mu w r. 1935 Medal Królewski.

W r. 1936 Darwin powrócił do Christ College jako Master, na krótko jednak, gdyż w r. 1938 został dyrektorem National Physical Laboratory. W czasie II wojny światowej poświęcił bardzo wiele wysiłku, aby dostosować program prac National Physical Laboratory do potrzeb alianckiego

wysiłku wojennego. Sam był w latach 1942—1945 doradcą naukowym Ministerstwa Wojny. W r. 1949 przeszedł na emeryturę, nie stracił jednak nadal kontaktu z National Physical Laboratory, pozostając do r. 1959 członkiem Komitetu Wykonawczego tej instytucji.

Darwin był nie tylko wybitnym fizykiem i zdolnym administratorem, interesował się także żywo i czynnie problemami edukacji i eugeniki.

Sir Charles Darwin był doktorem *honoris causa* licznych uniwersytetów, m. in. w Bristolu, Delhi, Edynburgu, St. Andrew, Manchesterze i Chicago. W roku 1939 był wiceprzewodniczącym Towarzystwa Królewskiego, a w latach 1940—1944 przewodniczącym brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego. W r. 1942 został kreowany Komandorem Orderu Imperium Brytyjskiego (KCBE).

K O M U N I K A T

Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego zwraca się z uprzejmą prośbą do wszystkich Czytelników Postępów Fizyki o nadsyłanie do Zarządu Głównego PTF materiałów (programów zjazdów, pamiątkowych fotografii, osobistych wspomnień członków itp.), dotyczących historii naszego Towarzystwa.

Nadesłane materiały będą gromadzone w Archiwum PTF, utworzonym na podstawie uchwały Zarządu Głównego PTF w dniu 23 maja 1963 r.

Zarząd Główny PTF
Warszawa, ul. Hoża 69

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

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr WIEŚLAW WARDZYŃSKI

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu
Doc. dr HALINA CHĘCIŃSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr BRONISŁAW ŚREDNIAWA
Lublin — Prof. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ
Szczecin — Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń — Doc. dr WANDA HANUSOWA
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr BOGDAN SUJAK

TREŚĆ

S. D. Drell — Teoria procesów wysokiej energii (<i> tłum. A. Białas</i>)	505
A. Deloff — Dynamiczna teoria macierzy <i>S</i> i bieguny Regge	531
D. Frąckowiak — Luminescencja chlorofilu	549
W. Giriat — Struktura krawędzi absorpcji podstawowej w półprzewodnikach .	569
W. Kolka — Stabilizacja napięcia wyładowaniem koronowym	585
KRONIKA	605

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. Wileza 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.