



# Delta i fizyka cząstek elementarnych (III): Skąd wiemy to, co wiemy

Piotr CHANKOWSKI\*

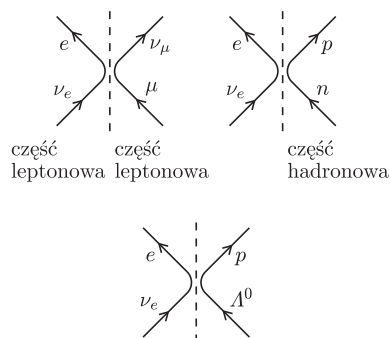
Model Standardowy powstał jako synteza początkowo luźno powiązanych ze sobą badań nad oddziaływaniami słabymi i silnymi. Historia jego powstania jest przede wszystkim historią idei teoretycznych. Same bowiem badania doświadczalne i nagromadzone fakty, jakkolwiek absolutnie niezbędne jako wskazówki i testy koncepcji, nigdy nie mogą doprowadzić do sformułowania teorii o charakterze fundamentalnym.

Relację z wydarzeń, które doprowadziły do sformułowania Modelu Standardowego, podzielę na dwie części. W niniejszym odcinku omówię okres od lat trzydziestych XX wieku do powstania *Delty*, a za miesiąc przypomnę wydarzenia, których *Delta* była bezpośrednim świadkiem. Na początku odkryto (głównie w promieniowaniu kosmicznym;  $\Delta_{91}^{10}$ ,  $\Delta_{03}^4$ ) wiele nowych cząstek, takich jak miony  $\mu^\pm$  i mezony  $\pi^\pm$  i  $\pi^0$  ( $\Delta_{76}^{12}$ ,  $\Delta_{80}^4$ ,  $\Delta_{00}^5$ ). Zarówno  $\mu^\pm$ , jak i  $\pi^\pm$  rozpadały się wskutek oddziaływań słabych, o czym świadczyły stosunkowo długie ich czasy życia. Wkrótce też zaczęto odkrywać cząstki dziwne, które dość łatwo produkowały się parami w zderzeniach wysokoenergetycznych hadronów, ale rozpadały się powoli, mając czasy życia świadczące, że również za te rozpady odpowiedzialne są oddziaływania słabe. Aby wyjaśnić, dlaczego cząstki te ( $K$ ,  $\Sigma$ ,  $\Lambda^0$ , ...) nie rozpadają się wskutek oddziaływań silnych, K. Nishijima i M. Gell-Mann nadali im liczbę kwantową zwaną dziwnością  $S$  ( $\Delta_{74}^1$ ,  $\Delta_{90}^7$ ) i wprowadzili zasadę, że dziwność jest zachowana w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych, ale nie w oddziaływaniach słabych.

W tym czasie teoria oddziaływań elektromagnetycznych była już dobrze opracowana. Jej początkowe trudności zostały przezwyciężone dzięki pracom J.S. Schwingera, R.P. Feynmana, S.-I. Tomonagi i F. Dysona (pierwsi trzej otrzymali wspólnie Nagrodę Nobla w roku 1965), którzy sformułowali procedurę jej renormalizacji, czyli spójny sposób usuwania nieskończoności występujących w obliczeniach wychodzących poza najprostsze przybliżenie. Procedura ta zawodziła jednak w przypadku zaproponowanej przez E. Fermiego, jeszcze w roku 1934, teorii jądrowych rozpadów  $\beta$  powodowanych przez oddziaływania słabe. Choć bardzo dobrze opisywała ona większość takich rozpadów, była jednak nierenormalizowalna. Oznaczało to m.in., że przy opisie słabych reakcji cząstek o energiach rzędu kilkuset GeV stosowane przybliżenie da prawdopodobieństwa reakcji większe od jedności. Odkrycie rozpadających się wskutek oddziaływań słabych cząstek  $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$  i cząstek dziwnych, konieczność uwzględnienia tzw. rozpadów  $\beta$  typu Gamowa–Teller, a zwłaszcza odkrycie niezachowania parzystości, tj. łamania symetrii względem odbicia lustrzanego, w rozpadach  $\beta$  ( $\Delta_{87}^{10}$ ,  $\Delta_{95}^{12}$ ) wymusiło modyfikację teorii Fermiego. Ulepszoną jej wersję, uwzględniającą (w zasadzie) także niezachowanie parzystości w słabych procesach nieleptonowych (odkryte jako występowanie rozpadów  $K^+$  na dwa oraz na trzy piony,  $\Delta_{95}^{12}$ ), zaproponowali w roku 1957 Feynman i Gell-Mann. W ich wersji teorii struktura chiralna części leptonowej elementarnego oddziaływania miała już taką samą postać jak w Modelu Standardowym. Taką samą strukturę chiralną miała też część hadronowa oddziaływania, tyle że wyrażona była ona przez pola barionów takich jak  $p$ ,  $n$ ,  $\Lambda^0$ .

Pisząc  $\Delta_{XY}^n$ , odwołujemy się do numeru  $n$  *Delty* z roku 19XY lub 20XY. Pełna lista przywoływanych artykułów jest na stronie [www.deltami.edu.pl](http://www.deltami.edu.pl).

Jądrowe rozpady  $\beta$  są to samorzutnie zachodzące przemiany  
 $J(A, Z) \rightarrow J(A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$ ,  
 $J(A, Z) \rightarrow J(A, Z - 1) + e^+ + \nu_e$ ,  
gdzie  $J(A, Z)$  oznacza jądro o liczbie masowej  $A$  i porządkowej  $Z$ .  
W zależności od całkowitego spinu pary leptonów wyróżnia się przemiany  $\beta$  typu Fermiego (spin pary zerowy),  
np.  $^{14}\text{O}_8 \rightarrow ^{14}\text{N}_7 e^+ \nu_e$  i Gamowa–Teller (spin pary równy 1),  
np.  $^6\text{He}_2 \rightarrow ^6\text{Li}_3 e^- \bar{\nu}_e$ .

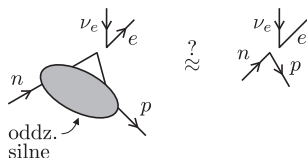


Oddziaływania elementarne teorii Fermiego–Feynmana–Gell-Manna.

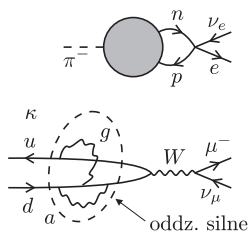
Słynne twierdzenie E. Noether ( $\Delta_{88}^{12}$ ,  $\Delta_{95}^{12}$ ) wiąże symetrie z prawami zachowania. Np. w mechanice symetrii względem przesunięć w przestrzeni odpowiada zachowanie pędu, a symetrii względem obrotów wokół trzech osi (trzem generatorom obrotów) – stałość w czasie trzech składowych wektora momentu pędu. Z symetriami równań kwantowej teorii pola, również tymi odpowiadającymi obrotom w abstrakcyjnych przestrzeniach pól, także wiążą się wielkości zachowane (zwane „ładunkami”) – po jednej na każdy generator symetrii. Wielkości te jako operatory są dane przez całki z tzw. prądów Noether.

\*Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

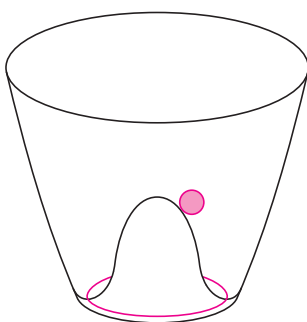
Oprócz bycia przyczyną grupowania się hadronów w multiplety cząstek o niemal takich samych masach, symetria izospinowa  $SU(2)_V$  narzuca także pewne związki na amplitudy prawdopodobieństwa różnych procesów, np.  $\mathcal{A}(pn \rightarrow \pi^+d) = \sqrt{2}\mathcal{A}(pn \rightarrow \pi^0d)$ , gdzie  $d$  oznacza deuteron. Dzięki teorii grup, aby otrzymać ten wynik, nie trzeba rozwiązywać ani nawet znać równań teorii oddziaływań silnych! – wystarczy założenie, że są one  $SU(2)_V$  niezmiennicze.



Zagadka teorii FFG.  
 $\mathcal{A}(n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e) = (\mathcal{A}_V - \mathcal{A}_A) \cdot \mathcal{A}_{\text{lept.}}$



Rozpad  $\pi^+ \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  według teorii FFG i według Modelu Standardowego.



Mechaniczny analog potencjału pola skalarnego powodującego spontaniczne naruszenie symetrii. Stanem równowagi kulki (w przypadku pola – stanem podstawowym) jest położenie w którymś z tworzących cały okrąg minimów.

hadronów, takich jak  $p, n, \Lambda^0$  itp., co przez pewne wyrażenia (operatory) będące tzw. prądami Noether symetrii oddziaływań silnych. W owym czasie wiadomo było, że oddziaływania silne muszą być niezmiennicze względem symetrii  $SU(2)_V$  izospinu (wspomnianej już w poprzednim odcinku), o czym świadczyło dobrze już wtedy znane grupowanie się wszystkich znanych naonczas hadronów i jąder atomowych w multiplety tej grupy. Symetria izospinowa w istocie tłumaczyła, dlaczego  $\mathcal{A}_V = 1$ , ale na pierwszy rzut oka nie widać było symetrii, która mogłaby zapewnić  $\mathcal{A}_A = 1$ . Razem z symetrią  $SU(2)_V$  musiałyby one mieć charakter symetrii chiralnej  $SU(2)_L \times SU(2)_R$ , ale teoria, w której równaniach występują jawnie wyrazy grające rolę mas nukleonów, takiej symetrii wykazywać nie może.

Feynman i Gell-Mann zauważyli także, że struktura oddziaływań ich teorii miała taką postać, że mogłaby ona być naturalnym przybliżeniem jakiejś ogólniejszej teorii, w której oddziaływania słabe przenoszone byłyby przez bardzo masywne bozony pośredniczące o spinie  $1\hbar$ . Zastąpienie punktowego oddziaływania z teorii FFG przez takie oddziaływanie wymienne byłoby krokiem w kierunku renormalizowalnej teorii oddziaływań słabych, choć sam ten krok sprawy jeszcze by nie rozwiązywał: teorie, w równaniach których występują bezpośrednio wyrazy nadające masy bozonom o spinie  $1\hbar$ , są nadal (choć „trochę mniej”) nierenormalizowalne.

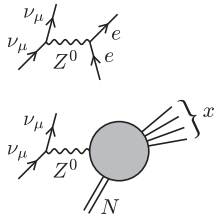
Kluczem do rozwiązania problemu amplitudy  $\mathcal{A}_A$  okazały się przeniesione przez Y. Nambu na grunt fizyki cząstek koncepcje z teorii nadprzewodnictwa ( $\Delta_{83}^{12}, \Delta_{88}^3, \Delta_{04}^{1i2}$ ), za opracowanie której Nagrodę Nobla w 1972 roku otrzymali J. Bardeen, L.N. Cooper i J.R. Schrieffer. Zrozumienie jego dynamicznych aspektów (czyli, w uproszczeniu, właśnie spontanicznego naruszenia symetrii) zainspirowało Nambu do rozpatrzenia podobnego mechanizmu w teorii cząstek. Pisząc w skrócie, zauważył on, iż możliwe jest zbudowanie teorii oddziałujących silnie pól nukleonowych, której równania są niezmiennicze względem chiralnej symetrii  $SU(2)_L \times SU(2)_R$ , tj. zapewniają  $\mathcal{A}_V = \mathcal{A}_A = 1$ , a równe masy obu nukleonów powstają dynamicznie, wskutek oddziaływań, mimo że odpowiednie człony nie występują jawnie w niezmienniczych względem symetrii chiralnej równaniach teorii. Pokazał też, że tak zbudowana teoria przewiduje istnienie bezmasowych mezonów (utożsamionych przez niego z mezonami  $\pi$ ), które są stanami związanymi jej fundamentalnych fermionów.

Drugi ważny w kontekście Modelu Standardowego krok uczynił J. Goldstone, który, rozwijając idee Nambu, zauważył, że znacznie prostszym niż skomplikowana dynamika silnie oddziałujących pól fermionowych sposobem spontanicznego naruszenia symetrii może być wprowadzenie do teorii pola skalarnego, którego potencjał wprowadzicie zachowuje symetrię, ale ma tworzące continuum minima dla niezerowej wartości pola. Zaletą tego mechanizmu jest to, że nie wymaga on, by same oddziaływania były silne, co także znacznie upraszcza rachunkową stronę teorii. Na przykład, istnienie bozonów NG (bezmasy cząstek o spinie 0 związanych z naruszonymi spontanicznie symetriami) jest wtedy oczywiste bez złożonych rachunków *à la* Nambu.

Również w pracach Nambu pojawiła się idea, że jeżeli w rzeczywistości symetria chiralna jest jedynie symetrią przybliżoną (tzn. psujące ją człony równań są w jakimś sensie „małe”; zob. odcinek II), to mezony  $\pi$  będą miały masy niezerowe, ale małe w porównaniu z masą nukleonów, a amplituda  $\mathcal{A}_A$  będzie bliska, ale niedokładnie równa jedności. Tak więc to w pracach Nambu, za które otrzymał on w roku 2008 Nagrodę Nobla ( $\Delta_{08}^{12}$ ), pojawiła się po raz pierwszy myśl, że mezony  $\pi$  są stanami związanymi punktowych fermionów (których rolę u Nambu odgrywały jeszcze nukleony, a nie kwarki).

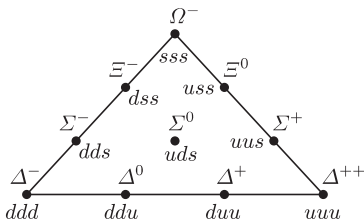
Wreszcie, rozpatrując dynamiczne naruszenie symetrii chiralnej w teoriach, w których fermiony fundamentalne oddziałują za pośrednictwem bozonów o spinie  $1\hbar$ , Nambu postawił ważne pytanie, czy masa tych bozonów pośredniczących również nie mogłaby być skutkiem samej dynamiki oddziaływań, co pozwoliłoby wyeliminować z równań wyrazy bezpośrednio nadające tym cząstkom masy i stworzyłoby nadzieję na zbudowanie renormalizowalnej teorii z masywnymi bozonami pośredniczącymi o spinie  $1\hbar$ .

Odpowiedź na pytanie postawione przez Nambu dały wkrótce (w roku 1964) prace F. Englerta i R. Brouta, oraz G.S. Guralnika, C.R. Hagen i T.W.B. Kibble'a. Pokazano w nich, że gdy spontaniczemu naruszeniu ulega symetria cechowania (lokalna, a nie globalna), bozony pośredniczące, niezależnie od konkretnego sposobu spontanicznego jej naruszenia, rzeczywiście stają się masywne, a bozony NG stają się bozonami pośredniczącymi o skrętności równej zero. Do tych samych wniosków doszedł także P.W. Higgs, który ponadto zauważył, że gdy za naruszenie symetrii cechowania jest odpowiedzialny kondensat pola skalarnego, tak jak to proponował Goldstone, musi dodatkowo istnieć masywna cząstka o spinie zero. . . Za te właśnie obserwacje Englert i Higgs otrzymali w roku 2013 Nagrodę Nobla ( $\Delta_{13}^{12}$ ).

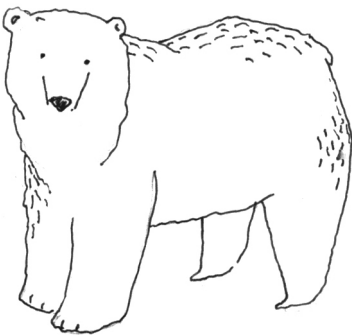


Diagramy procesów zarejestrowanych w komorze Gargamelle.

Historyczne zdjęcie z komory pęcherzykowej Gargamelle jest jednym z kilku zdobiących okładkę  $\Delta_{04}^8$ .



Dekuplet grupy  $SU(3)_V$  tworzący przez najbliższe bariony.



Oparty na spontanicznym naruszeniu symetrii cechowania sposób nadawania mas bozonom pośredniczącym, zwany dziś w skrócie mechanizmem Higgsa, został w roku 1967 spożytkowany przez S. Weinberga i niezależnie A. Salama do zbudowania zunifikowanej teorii słabych i elektromagnetycznych oddziaływań, na razie tylko leptonów ( $\Delta_{75}^6, \Delta_{76}^6$ ). Wykorzystali oni teorię pól o spinie  $1\hbar$  (tzw. teorię Yanga–Millsa, od nazwisk teoretyków, którzy pierwsi ją badali jeszcze w latach pięćdziesiątych XX w.) z grupą cechowania  $SU(2)_W \times U(1)_Y$ , rozpatrywaną wcześniej przez S. Glashowa. Była to najprostsza grupa, której przekształcenia dawało się zrealizować na polach znanych leptonów ( $e^-, \nu_e$  oraz  $\mu^-, \nu_\mu$ ). Jako mechanizm naruszenia symetrii Weinberg wykorzystał spostrzeżenia Goldstone'a, wprowadzając jeden dublet zespolonych pól skalarnych (czyli cztery rzeczywiste pola skalarne). Teoria ta to właśnie omówiony już w odcinkach I i II Model Standardowy, tylko bez kwarków i gluonów. Zastosowanie mechanizmu Higgsa do teorii oddziaływań słabych stanowiło przełom; wcześniej, kierując się sugestiami Nambu, próbowano w analogiczny sposób zbudować teorię oddziaływań silnych. Jak wspominał Weinberg: *zrozumieliśmy, że stosujemy dobre koncepcje do niewłaściwego problemu.*

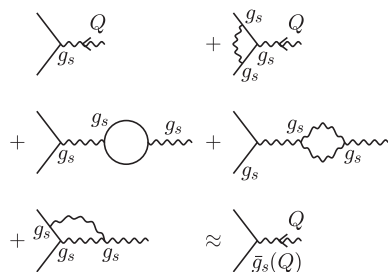
Teoria Salama–Weinberga przez kilka lat pozostawała niedoceniona przez innych teoretyków. Jej status zmienił się jednak diametralnie, gdy w roku 1972 G. 't Hooft (który był wówczas doktorantem) i M. Veltman udowodnili ściśle, że, tak jak przypuszczał Weinberg, jest to teoria renormalizowalna (w roku 1999 otrzymali za swoje badania Nagrodę Nobla,  $\Delta_{00}^1$ ). Gdy zaś w roku 1973 w doświadczeniu przeprowadzonym w CERN-ie, wykorzystującym wiązkę neutronów produkowaną przez synchrotron protonowy PS, zarejestrowano w komorze pęcherzykowej Gargamelle reakcje  $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$  i  $\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X$ , gdzie  $N$  oznacza nukleon, a  $X$  dowolny zbiór hadronów, w których oddziaływanie przenosi bozon  $Z^0$  ( $\Delta_{84}^6$ ), teoria Salama i Weinberga została powszechnie zaakceptowana jako najpoważniejsza propozycja unifikacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych (którą już w roku 1957 przewidywał Schwinger).

Rozbudowanie teorii Glashowa, Salama i Weinberga, tak by opisywała także słabe i elektromagnetyczne oddziaływania hadronów, stało się możliwe dzięki koncepcjom z lat sześćdziesiątych, które, poparte odkryciami eksperymentalnymi, doprowadziły do uznania na początku lat siedemdziesiątych chromodynamiki za właściwą teorię oddziaływań silnych.

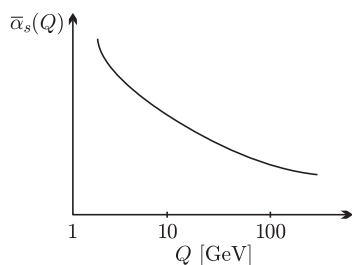
Pierwszym krokiem na tej drodze była wysunięta w roku 1961 przez Gell-Manna i niezależnie Y. Ne'emana hipoteza przybliżonej symetrii  $SU(3)_V$  oddziaływań silnych. Stanowiła ona podstawę klasyfikacji znanych hadronów ( $\Delta_{77}^6, \Delta_{79}^2, \Delta_{90}^7$ ) i, jak niegdyś tablica Mendelejewa, pozwoliła przewidzieć istnienie nowych cząstek. Idąc dalej, Gell-Mann przyjął, że w oddziaływaniach hadronów istotną rolę odgrywa też ukryta (zgodnie z sugestiami Nambu) przybliżona symetria  $SU(3)_L \times SU(3)_R$  i, uogólniając teorię FFG, przyjął, że hadronowa część oddziaływań słabych jest zbudowana z odpowiednich kombinacji prądów Noether tej właśnie symetrii. Pozwoliło mu to włączyć w tę teorię także oddziaływania słabe odpowiedzialne za rozpady cząstek dziwnych w taki sposób, że obliczając ich amplitudy, można było korzystać z teorii grup bez konieczności korzystania z dynamiki oddziaływań silnych (jego podejście nosiło tajemniczą nazwę „algebry prądów”).

Zgodnie z zasadą Pauliego ( $\Delta_{78}^{10}$ ) stan trzech kwarków  $u$  tworzących najbliższy barion  $\Delta^{++}$  o spinie  $3/2$  musi być całkowicie antysymetryczny. Ponieważ orbitalny moment pędu lekkiego barionu powinien być zerowy, stanem tym może być tylko stan  $u \uparrow u \uparrow u \uparrow$  (strzałki oznaczają kierunki spinów kwarków), który jest symetryczny. Kolor pozwala uczynić stan antysymetrycznym przez utworzenie kombinacji  $u_c u_n u_s + u_s u_c u_n + u_n u_s u_c - u_c u_s u_n - u_n u_c u_s - u_s u_n u_c$ .

Od strony koncepcyjnej rozpraszanie głęboko nieelastyczne elektronów na nukleonach jest podobne do słynnego doświadczenia Rutherforda ( $\Delta_{91}^6$ ). Elektron o dużej energii, odchylony pod dużym kątem, wysła wirtualny foton o bardzo małej długości fali, który dzięki temu ma dużą „zdolność rozdzielczą” – „widzi” więc indywidualne składniki nukleonu.



„Biegająca” (zależna od skali energii  $Q$ ) stała sprzężenia  $\bar{g}_s(Q)$ .



Ustalona na podstawie pomiarów

$$\bar{\alpha}_s^* = \frac{\bar{g}_s^2}{4\pi}$$

zależność biegnącej stałej sprzężenia chromodynamiki od energii.

W języku kwarków pomysł Cabibbo polegał na tym, że kwark  $u$  emitując  $W^+$ , może przejść albo w  $d$ , albo w  $s$ , a czynniki mnożącymi uniwersalną stałą sprzężenia  $g_W/\sqrt{2} = e/\sqrt{2} \sin \theta_C$  są odpowiednio  $\cos \theta_C$  i  $\sin \theta_C$ .

Jednak równoprawne potraktowanie przez Gell-Manna oddziaływań słabych zmieniających dziwność i tych, które jej nie zmieniały, prowadziło do trudności – mierzone czasy życia cząstek dziwnych były dłuższe niż przewidywała teoria, co wskazywało, że efektywna stała sprzężenia tych pierwszych oddziaływań jest słabsza niż drugich. Problem ten rozwiązał w roku 1963 N. Cabibbo, postulując, że uniwersalna stała sprzężenia (znana ze słabych reakcji leptonowych) w tych dwóch rodzajach słabych oddziaływań hadronów jest mnożona odpowiednio przez  $\sin \theta_C$  i  $\cos \theta_C$  (kąt  $\theta_C$  nazywa się, oczywiście, kątem Cabibbo). Propozycja ta legła u podstaw omówionej już w odcinku I struktury zapachowej oddziaływań słabych.

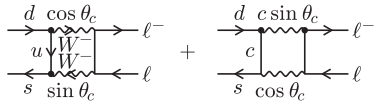
W roku 1964 Gell-Mann i niezależnie G. Zweig zauważyli, że cechy wszystkich hadronów można by wyjaśnić, przyjmując, iż bariony są zbudowane z trzech tworzących podstawowy multiplet grupy  $SU(3)_V$  rodzajów (zapachów) kwarków, a mezony z par, jakie można utworzyć z trzech kwarków i trzech antykwarków. Kwarki te, oznaczane dziś  $u$ ,  $d$  i  $s$ , musiały mieć ładunki elektryczne  $+\frac{2}{3}e$ ,  $-\frac{1}{3}e$ ,  $-\frac{1}{3}e$ , przy czym pierwsze dwa o dziwności  $S = 0$  tworzą izospinowy dublet, a trzeci będący izosingletem ma dziwność  $S = -1$ . Kolor, jako dodatkowa cecha kwarków, został wprowadzony przez O.W. Greenberga jeszcze w tym samym roku, by uzgodnić kwarkową budowę hadronów z zakazem Pauliego.

Hipoteza istnienia kwarków, z początku bardzo kontrowersyjna, uzyskała spektakularne potwierdzenie w przeprowadzonym w laboratorium SLAC w Stanford w końcu lat sześćdziesiątych XX wieku eksperymencie (nagrodzonym w roku 1990 Nagrodą Nobla) polegającym na tzw. głęboko nieelastycznym rozpraszaniu elektronów na nukleonach. Eksperyment ten (zob.  $\Delta_{77}^7$ ,  $\Delta_{85}^4$ ,  $\Delta_{85}^7$ ), zinterpretowany przez J. Bjorkena i Feynmana, pokazał, że nukleony rzeczywiście są zbudowane z punktowych składników (które Feynman nazywał partonami) oraz że wzajemne oddziaływania kwarków na bardzo małych odległościach (tj. przy dużych przekazach pędu od rozpraszanego elektronu do nukleonu) są bardzo słabe. Mierząc charakterystyki głęboko nieelastycznego rozpraszania na nukleonach elektronów i neutronów mionowych  $\nu_\mu$  (których wiązki były produkowane przez PS w CERN-ie), dość szybko ustalono, że partony oddziałujące z wirtualnym fotonem mają spin  $\hbar/2$  oraz liczbę barionową równą  $1/3$ , i utożsamiono je z kwarkami. Dalsze badania wykazały, że kwarki nie niosą całego pędu nukleonu – muszą więc w nim występować także jakieś elektrycznie obojętne składniki.

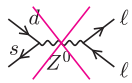
Dzięki wcześniejszym pracom (m.in. D.J. Grossa, C.G. Callana) wiedziano już wtedy, że słabnięcie wzajemnych oddziaływań kwarków na małych odległościach można by wyjaśnić przez malenie wraz ze wzrostem energii tzw. biegnącej stałej sprzężenia teorii opisującej ich oddziaływania. Wszystkie kawałki układanki zaczęły wskakiwać na swoje miejsce, gdy w końcu roku 1972 Gross ze swoim (mającym polskie korzenie) doktorantem F. Wilczkiem oraz niezależnie H.D. Politzer (laureaci Nagrody Nobla w roku 2004,  $\Delta_{04}^{12}$ ) pokazali, że jedynymi kwantowymi teoriami pola mającymi tę właściwość są teorie, w których kwarki oddziałują z bozonami cechowania nieabelowych grup (inaczej, grup nieprzemiennych, takich jak  $SU(3)_c$ , czy  $SU(2)$ , ale nie jak  $U(1)_{EM}$  elektrodynamiki) cechowania. Teorie takie fachowo nazywa się *asymptotycznie swobodnymi*. Naturalne więc było utożsamienie grupy cechowania z grupą  $SU(3)_c$  koloru i tym samym ośmiu bozonów cechowania z elektrycznie obojętymi składnikami hadronów. Początkowo nie było jasne, czy kolorowa symetria cechowania jest symetrią ścisłą, czy też jest ona, tak jak symetria cechowania modelu Salama i Weinberga, spontanicznie naruszona. Za drugą możliwością zdawało się przemawiać istnienie masywnych mezonów o spinie  $1\hbar$ , ale po przeanalizowaniu różnych trudności, z jakimi musiałoby się to wiązać, Gross, Wilczek i Politzer zasugerowali, że symetria kolorowa musi być ścisła. Wskazali przy tym na to, że będący „odwrotną stroną medalu” asymptotycznej swobody wzrost siły wzajemnego oddziaływania kwarków wraz z ich oddalaniem się może być przyczyną ich uwięzienia w hadronach ( $\Delta_{91}^9$ ) i wysunęli hipotezę (do dziś nieudowodnioną,  $\Delta_{00}^{12}$ ), że jako swobodne cząstki można rejestrować w detektorach tylko „białe”, tj. będące singletami grupy koloru, cząstki (były wprawdzie doniesienia o zarejestrowaniu cząstek mających ułamkowe ładunki,  $\Delta_{74}^4$ , ale były one nieprawdziwe).

Zaakceptowanie chromodynamiki jako poprawnej teorii oddziaływań silnych umożliwiło niemal natychmiastowe włączenie w schemat Weinberga, Salama i Glashowa słabych oddziaływań kwarków. Ponieważ chromodynamika dawała proste objaśnienie pochodzenia globalnych symetrii  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  i  $SU(3)_L \times SU(3)_R$  i ich przybliżonego charakteru (zob. odcinek II), było jasne, dzięki koncepcjom Feynmana, Gell-Manna i Cabibbo, że bozony pośredniczące muszą sprzęgać się do kwarków i że chiralna struktura tych oddziaływań rządzi się takimi samymi zasadami, jak analogiczne sprzężenia leptonów.

Mechanizm GIM.

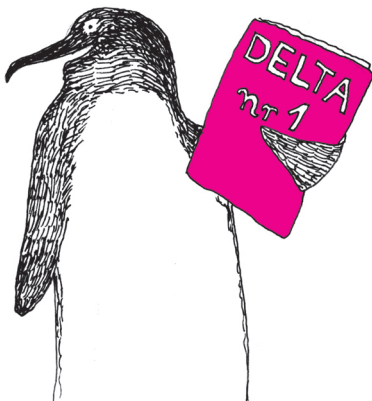


Gdyby masy kwarków  $u$  i  $c$  były jednakowe, oba pokazane przyczynki do amplitudy  $\mathcal{A}(K^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-)$  znosiłyby się całkowicie. Ponieważ  $m_c \gg m_u$ ,  $\mathcal{A}(K^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-) \sim g_W^4 (m_c^2/M_W^2) \sin 2\theta_C$ . Struktura Modelu Standardowego nie prowadzi do diagramu.



Mówimy, że w pierwszym przybliżeniu nie istnieją prądy neutralne zmieniające zapach kwarków. Są one generowane w kolejnych przybliżeniach przez diagramy z wymianami  $W^\pm$  (takie jak wyżej), ale odpowiednie amplitudy są dodatkowo tłumione przez mechanizm GIM.

To, że neutrino powstające w rozpadach  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  nie jest tożsame z neutrinem znanym z jądrowych rozpadów  $\beta$ , wykazali eksperymentalnie L. Lederman, M. Schwartz i J. Steinberger w roku 1960 ( $\Delta_{89}^2$ ). Z kolei to, że  $\pi^+$  rozpada się niemal zawsze na  $\mu^+ \nu_\mu$ , a nie na parę  $e^+ \nu_e$ , jest potwierdzeniem tego, że cząstka pośrednicząca w oddziaływaniu słabym ma spin  $1\hbar$ .



Jeszcze przed tymi teoretycznymi osiągnięciami zauważono, że teoria słabych oddziaływań FFG-Cabibbo przewiduje zbyt szybki, sprzeczny z danymi, rozpad neutralnego kaonu (cząstki dziwnej) na dwa naładowane leptony ( $e^+e^-$  lub  $\mu^+\mu^-$ ). Rozwiązanie tego problemu zaproponowane przez Glashowa, J. Iliopoulosa i L. Maianiego (w roku 1970) po zaakceptowaniu kwarków sprowadzało się do hipotezy, że istnieje czwarty kwark  $c$ , nazwany *powabnym*, o ładunku  $+\frac{2}{3}e$  i że, emitując  $W^+$ , może on przejść albo w  $s$ , albo w  $d$  ze względnymi amplitudami mnożonymi przez  $-\sin\theta_C$  i  $\cos\theta_C$ . Ten mechanizm redukcji amplitudy rozpadu  $K^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ , będącego przykładem procesu rzadkiego, jest nazywany mechanizmem GIM. Mechanizm ten przenosi się do pełnego, sześciokwarkowego Modelu Standardowego, a rolę relacji  $\cos\theta_C \sin\theta_C - \sin\theta_C \cos\theta_C = 0$  pełni wtedy relacja unitarności macierzy CKM (zob. odcinek I). To właśnie mechanizm GIM sprawia, że Model Standardowy tak dobrze ilościowo opisuje procesy rzadkie (zob. np.  $\Delta_{98}^3$ ).

Bodaj najbardziej nieoczekiwany wydarzeniem lat sześćdziesiątych XX wieku było odkrycie w 1964 roku niezachowywania parzystości kombinowanej CP, tj. łamanie w pewnych reakcjach symetrii polegającej na odbiciu lustrzanym połączonym z zamianą cząstek na antycząstki ( $\Delta_{81}^3, \Delta_{89}^4$ ). Efekt ten zaobserwowano jako zachodzący bardzo rzadko (około dwa razy na tysiąc innych rozpadów) rozpad długożyciowego neutralnego kaonu  $K_L$  (cząstki dziwnej,  $\Delta_{78}^5$ ) na dwa piony. Odkrycie niezachowania CP było szokiem i traktowano je z początku jak skazę na doskonałości praw fizyki. Jednakże trzy lata później A. Sacharow zauważył, że niezachowywanie symetrii CP, liczby barionowej (co, jak wspominałem w odcinku II, jest uwzględnione w Modelu Standardowym) oraz dodatkowo brak równowagi termodynamicznej na pewnym etapie ewolucji wszechświata są koniecznymi warunkami dynamicznego wytworzenia obserwowanej we wszechświecie znacznej przewagi materii nad antymaterią. Gdyby któryś z tych trzech warunków nie był spełniony, cała materia uległaby anihilacji w trakcie ewolucji wszechświata i pozostałoby jedynie stygnące z czasem promieniowanie reliktowe ( $\Delta_{06}^{12}$ ). Praca Sacharowa, gdy już została doceniona, zmieniła radykalnie nastawienie do niezachowania CP: uznane zostało ono za konieczny warunek powstania we wszechświecie obserwowanych struktur, a co za tym idzie także życia ( $\Delta_{02}^{12}$ ).

Powstał zatem problem uwzględnienia łamania CP w uzupełnionej o QCD i elektrosłabe oddziaływania kwarków teorii Weinberga–Salama (próby takie podejmowano, oczywiście, już wcześniej, jeszcze na gruncie teorii FFG-Cabibbo). Analizę tego problemu przedstawili w roku 1973 dwaj japońscy teoretycy M. Kobayashi i T. Maskawa. Wynikało z niej, że w tej teorii jest to możliwe tylko pod warunkiem, że dopuści się istnienie sześciu kwarków! Śmiałość (względnie stopień desperacji) tego pomysłu musi być oczywisty: w roku 1973 znane były doświadczalnie tylko trzy kwarki (tworzące zaledwie półtoje rodziny), istnienie czwartego kwarka było wprawdzie bardzo prawdopodobne – cztery kwarki były niezbędne dla mechanizmu GIM i znakomicie pasowały do czterech znanych ówczesnie leptonów ( $e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\mu$ ), ale wprowadzenie jeszcze dwu nowych kwarków z miejsca psuło tę cieszącą oko każdego teoretyka kwarkowo-leptonową odpowiedniość! Pomysł okazał się jednak słuszny, a Kobayashi i Maskawa otrzymali Nagrodę Nobla w 2008 roku ( $\Delta_{08}^{12}$ ).

W naszej wędrówce przez historię idei dotarliśmy do roku 1974, w którym ukazał się pierwszy numer *Delty*. O tym, co zdarzyło się w fizyce cząstek od tego czasu, napiszemy w następnym odcinku.