

Delta i fizyka cząstek elementarnych (I): Model Standardowy jaki jest, każdy widzi

Piotr CHANKOWSKI*

Rzeczy należy przedstawiać tak prosto, jak tylko to jest możliwe. Ale nie prościej. Nie ważne kto, ważne, że słusznie!

Pisząc Δ_{XY}^n , odwołujemy się do numeru n *Delty* z roku 19XY lub 20XY; w przypadku pisma o mniej niż stuletniej tradycji jest to oznaczenie jednoznaczne. Pełna lista przywoływanych artykułów jest na stronie www.deltami.edu.pl.

Cząstki elementarne jako obiekty mikroświata podlegają prawom mechaniki kwantowej (zob. Δ_{75}^4 , Δ_{76}^9 , Δ_{78}^2). Przewidywania kwantowych teorii mają charakter statystyczny i polegają na podaniu prawdopodobieństw zajścia pewnych procesów. Każdemu zdarzeniu elementarnemu przypisuje się liczbę zespoloną \mathcal{A} – tzw. amplitudę prawdopodobieństwa. Prawdopodobieństwo zajścia zdarzenia jest dane przez $|\mathcal{A}|^2$. Jeśli cały proces składa się z ciągu zdarzeń o amplitudach \mathcal{A}_i , $i = 1, \dots, n$, to amplitudą całego procesu jest $\mathcal{A} = \mathcal{A}_1 \cdot \dots \cdot \mathcal{A}_n$. Jeśli proces może zajść na m sposobów, z których każdy ma amplitudę \mathcal{A}_i , to amplitudą całego procesu jest $\mathcal{A} = \mathcal{A}_1 + \dots + \mathcal{A}_m$. Właśnie ta reguła, która odróżnia kwantową probabilistykę od klasycznej, prowadzi do charakterystycznych dla mechaniki kwantowej zjawisk interferencyjnych.

Zwyczajem fizyków cząstek elementarnych energię E , pęd p i masę m podajemy w tych samych jednostkach, traktując prędkość światła c jako równą jedności. Bez tego wielkościami o tych samych mianach są E , pc i mc^2 .

*Wydział Fizyki,
Uniwersytet Warszawski

Od swych narodzin z początkiem roku 1974 *Delta* asystowała burzliwemu rozwojowi fizyki cząstek elementarnych. Na jej łamach regularnie pojawiały się doniesienia z „frontu” oraz artykuły przybliżające jej Czytelnikom wybrane zagadnienia tej fascynującej dziedziny fizyki. Nic więc dziwnego, że do jubileuszowego pięćsetnego numeru Δ_{16}^1 Redakcja zamówiła artykuł podsumowujący, co się wydarzyło w fizyce cząstek elementarnych, zwanej dziś częściej fizyką wysokich energii, przez ponad 40 lat istnienia *Delty*. Artykuł taki Czytelnikom *Delty* się jak najbardziej należy także z tego powodu, że 4 lipca 2012 roku zamknął się pewien długi rozdział badań nad oddziaływaniami cząstek elementarnych. Tego dnia ogłoszono odkrycie w eksperymentach prowadzonych w CERN-ie przy akceleratorze LHC rezonansu o masie 125 GeV, którego wszystkie charakterystyki są, w przedziałach osiągniętej dokładności doświadczalnej, takie jak przewidywanego przez teorię tzw. bozonu Higgsa.

Dzięki tym badaniom opracowany został spójny obraz struktury materii na odległościach do 10^{-19} m i zidentyfikowane zostały jej podstawowe „cegiełki” – punktowe (jak się wydaje), czyli prawdziwie elementarne cząstki (Δ_{74}^1). Stworzona i przetestowana została teoria oddziaływań fundamentalnych, zwana już od lat Modelem Standardowym. W ramach jednolitej struktury matematycznej opisuje ona trzy znane rodzaje oddziaływań cząstek elementarnych: silne, elektromagnetyczne i słabe (nie uwzględnia tylko oddziaływań grawitacyjnych). Teoria ta opiera się na kilku fundamentalnych ideach fizycznych, które wszystkie w zasadzie zostały sformułowane jeszcze przed powstaniem *Delty*, w przełomowych dla fizyki wysokich energii latach 1957–1973. Dlatego, aby osadzić we właściwym kontekście odkrycia, jakich dokonywano w fizyce wysokich energii za czasów istnienia *Delty*, konieczne jest bardziej całościowe ujęcie tematu zadanego mi przez Redakcję. W jakimś sensie prawie wszystko, co zdarzyło się w tej dziedzinie po roku 1974, a dotyczyło formowania się naszego zrozumienia świata cząstek dostępnego badaniom laboratoryjnym, miało charakter potwierdzenia idei teoretycznych sformułowanych w owych przełomowych latach lub nieco wcześniej. Oczywiście, po roku 1974 pojawiło się też wiele nowych idei teoretycznych, niektóre rewolucyjne, o których wspomnę w tym artykule. Trzeba jednak wyraźnie powiedzieć, że na razie żadna z tych idei nie została potwierdzona doświadczalnie i badanie ich konsekwencji oraz szukanie związanych z tymi ideami zjawisk będzie przypuszczalnie jeszcze zadaniem dla dzisiejszych młodych Czytelników *Delty*.

Aby lepiej zrozumieć, jaką rolę w formowaniu Modelu Standardowego i jego potwierdzaniu spełniły odkrycia dokonane po powstaniu *Delty*, dobrze jest najpierw pokrótce przedstawić tę teorię. Jak zapewne wszystkim Czytelnikom *Delty* wiadomo, podstawowymi składnikami materii (przynajmniej, jeśli nie próbujemy wnikać głębiej niż na odległości rzędu 10^{-19} m) są kwarki i leptoni – punktowe cząstki o spinie równym $\hbar/2$. Jak wszystkie cząstki o spinie połówkowym, zwane fermionami, podlegają one zakazowi Pauliego (Δ_{78}^{10}). Grupują się one w trzy rodziny po cztery cząstki każda (zob. Δ_{05}^5 , Δ_{12}^{12}): jeden kwark o ładunku $-1/3$ (w jednostkach $e > 0$), jeden o ładunku $2/3$, lepton o ładunku -1 i elektrycznie obojętne neutrino. I tak, pierwsza rodzina to kwarki dolny s i powabny c oraz mion μ^- i neutrino mionowe ν_μ i wreszcie trzecia to kwarki piękny b i top t oraz leptoni τ^- i ν_τ . Każdy z naładowanych fermionów może być lewo lub prawoskrętny, tj. mieć spin skierowany bądź zgodnie, bądź przeciwnie do kierunku jego pędu. Każdy z nich ma do pary odpowiadającą mu antycząstkę o takim samym spinie i przeciwnym ładunku elektrycznym. Każdy z kwarków to właściwie trzy kwarki różniące się pewną wewnętrzną cechą zwaną *kolorem*; trzy zaś antykwarki różnią *antykolor*. Rodzaje kwarków nazywa się *zapachami*. Odpowiadające sobie cząstki kolejnych rodzin różnią się tylko masą (i z definicji *zapachem*). Cząstki i ich antycząstki mają

Spin jest wewnętrznym momentem pędu cząstki. Według zasad mechaniki kwantowej cząstki mogą mieć spin $s \geq 0$ albo całkowity, albo połówkowy (w jednostkach \hbar). Rzut spinu cząstki na wybrany kierunek może przyjmować wartości $-s, -s+1, \dots, s-1, s$. W przypadku cząstek elementarnych wyróżnionym kierunkiem jest zawsze kierunek ich pędu.

Cząstka o spinie $\hbar/2$ spolaryzowana prawoskrętnie



i lewoskrętnie



Osobliwością cząstek bezmasowych o spinie s jest to, że ich skrętność może przyjmować tylko skrajne wartości $-s$ i $+s$. Cząstki o spinie $1\hbar$, takie jak foton, nie mogą zatem mieć skrętności równej zero.

Idea, że oddziaływania polegają na znikaniu i pojawianiu się *ex nihilo* cząstek pochodzi w gruncie rzeczy od Enrico Fermiego, który jako pierwszy (w roku 1934) opisał w ten sposób rozpady β jąder: według jego teorii w procesie rozpadu znikają np. neutron, a na jego miejsce powstawały proton, elektron i antyneutrino; wcześniej, przed odkryciem neutronu przez Jamesa Chadwicka w roku 1932, sądzono, że po prostu protony i elektrony są składnikami jąder.

Oddziaływanie elementarne („wierzchołek oddziaływania”) elektrodynamiki kwantowej cząstek o spinie $\hbar/2$ i oddziaływanie wymienne.



Mierzalnymi wielkościami charakteryzującymi cząstki elementarne i ich oddziaływania są masy, spiny, liczby kwantowe (takie jak izospin czy dziwność), czasy życia, przekroje czynne i szerokości rozpadów. Ostatnie dwie grupy wielkości wyznacza się teoretycznie, obliczając kwantowomechaniczne amplitudy \mathcal{A} odpowiednich procesów. Wygodnym narzędziem służącym do tego celu są diagramy Feynmana, które pozwalają łatwo wypisać (co nie znaczy jeszcze obliczyć!) w porządku od najbardziej do coraz mniej istotnych przyczynki do takich amplitud prawdopodobieństwa. Diagramy te otrzymuje się, łącząc ze sobą na wszystkie możliwe sposoby odpowiednie linie elementarnych wierzchołków oddziaływania i dołączając do tychże wierzchołków linie reprezentujące cząstki występujące na początku reakcji i na jej końcu. Każdemu elementowi tak otrzymanego diagramu Feynmana odpowiadają określone wyrażenia analityczne, które zestawione razem w sposób jednoznacznie podyktowany strukturą diagramu dają odpowiadający mu przyczynki do amplitudy \mathcal{A} . Przekrój czynny czy szybkość rozpadu zależy od amplitudy \mathcal{A} procesu (czynnik dynamiczny) i od dostępnej przestrzeni fazowej (czynnik kinematyczny).

takie same masy. Jeśli zaś chodzi o neutrino i antyneutrino, sprawa nie jest wciąż jasna: przez długie lata (kiedy uważano neutrino za bezmasowe) przyjmowano, że istnieją tylko lewoskrętne neutrino i prawoskrętne antyneutrino. Dziś, gdy wiadomo już, że masy neutrin nie są zerowe, bardziej prawdopodobne jest, że to, co dotąd nazywano lewoskrętnym neutrinem i prawoskrętnym antyneutrinem jest po prostu jedną cząstką istotnie obojętną. Szerzej sprawę tę omówię w dalszej części tego artykułu. (Niejasność ta nie ma jednak wpływu na strukturę najważniejszych oddziaływań cząstek).

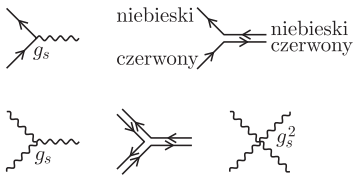
Uniwersalnym językiem teoretycznym opisu cząstek elementarnych jest relatywistyczna kwantowa teoria pola, według której cząstki są „kwantami”, tj. elementarnymi wzbudzeniami pewnych pól. (Zrozumienie tego także jest jednym z ważnych osiągnięć fizyki wysokich energii; był bowiem okres, gdy wydawało się, iż kwantowa teoria pola nie nadaje się do opisu oddziaływań cząstek elementarnych.) Pola w strukturze tej teorii są reprezentowane przez operatory działające na wektorze pewnej przestrzeni Hilberta reprezentujące stany układu pól. Operatory te spełniają pewne równania, ale o „fizyce” decydują nie tylko one, lecz także charakter stanu o najniższej energii układu pól (tj. reprezentującego go wektora przestrzeni Hilberta). Stan ten nazywa się próżnią. To ona w dużej mierze determinuje rodzaj elementarnych wzbudzeń układu pól, które utożsamiamy z cząstkami.

W pewnym uproszczeniu kwantowa teoria pola opisuje oddziaływania cząstek jako elementarne akty, w których jedne cząstki znikają, a na ich miejsce powstają inne. Najprostsze oddziaływanie jednej cząstki z drugą polega więc na wymienieniu między nimi trzeciej (wirtualnej, tj. takiej, której energia E i pęd nie spełniają relatywistycznego związku $E^2 = \mathbf{p}^2 + m^2$) cząstki. Np. od czasów Diraca, Heisenberga i Pauliego wiadomo, że mający niezerowy ładunek punktowy elektron (fermion o spinie $\hbar/2$) może w elementarnym akcie wyemitować lub pochłonąć foton, zmieniając przy tym swoją energię E i pęd \mathbf{p} . Każdy taki akt charakteryzuje się pewną stałą sprzężenia, którą w przypadku oddziaływań fotonu jest e – ładunek elementarny. W kwantowej teorii pola stała sprzężenia jest miarą prawdopodobieństwa tego, jak „chętnie” cząstka emituje lub pochłania foton – mnoży ona amplitudę takiego zdarzenia. Wyemitowany foton może zostać pochłonięty przez inną naładowaną elektrycznie cząstkę, co w efekcie daje oddziaływanie tych cząstek na odległość, lub zostać zarejestrowany przez detektor (rejestracja przez detektor to też w gruncie rzeczy oddziaływanie fotonu z atomami detektora). Foton – bezmasowa cząstka o spinie $1\hbar$ – jest więc nośnikiem oddziaływań elektromagnetycznych lub, inaczej mówiąc, bozonem pośredniczącym tych oddziaływań (Δ_{90}^{11}).

W podobny sposób nośnikami oddziaływań silnych pomiędzy kwarkami są gluony – bezmasowe bozony o spinie $1\hbar$. O ile jednak fotony nie niosą ładunku elektrycznego (są elektrycznie obojętne), gluony nie są „kolorowo obojętne”: w pewnym uproszczeniu (wbudowana w kwantową teorię pola teoria grup ujmuje to precyzyjnie) gluon ma kolor i antykolor (jest np. czerwono-antyniebieski). W elementarnym akcie oddziaływania wskutek pochłonięcia czerwono-antyniebieskiego gluonu znikają kwark (np. u lub d) niebieski i powstaje kwark tego samego typu (u lub d), ale czerwony. Charakteryzująca oddziaływania silne stała g_s jest dużo większa niż e . Ponieważ gluony nie są kolorowo obojętne, możliwe są też oddziaływania gluonów ze sobą.

Opisane wyżej elementarne oddziaływania fotonów z naładowanymi fermionami i gluonów z kolorowymi kwarkami są niechiralne, tj. nie zależą od skrętności: lewo i prawoskrętny fermion oddziałują jednakowo „chętnie”.

Oprócz fotonów i gluonów nośnikami oddziaływań są też bozony W^+ , W^- (antycząstka W^+) i Z^0 – masywne (odpowiednio 80 i 91 razy cięższe niż proton) cząstki o spinie $1\hbar$. Są one nośnikami oddziaływań słabych. Bozony Z^0 oddziałują ze wszystkimi fermionami (i antyfermionami): w elementarnym akcie fermion emituje lub pochłania Z^0 , nie zmieniając przy tym swojej „tożsamości”. Jednak w odróżnieniu od oddziaływań z fotonami czy gluonami oddziaływania z bozonami Z^0 zależą silnie od skrętności: fermiony lewo- i prawoskrętne oddziałują inaczej. Mówimy wobec tego, że oddziaływania Z^0 mają nietrywialną strukturę chiralną. Ogólną stałą sprzężenia charakteryzującą oddziaływania bozonów Z^0 (jest ona modyfikowana jeszcze przez czynniki odróżniające skrętność) jest $e/\sin 2\theta_W$, gdzie kąt θ_W jest zwany kątem Weinberga ($\sin^2 \theta_W \approx 0,23$).



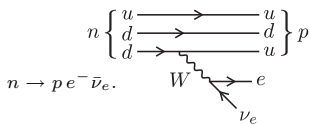
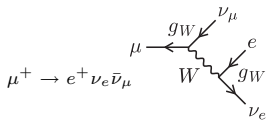
Oddziaływania silne kwarków i gluonów.

Chiralność (prawa i lewa) nie jest właściwością fermionu jako cząstki fizycznej; jest to cecha charakteryzująca sposób przekształcania się przy zmianie układu odniesienia pól, których wzbudzeniami są fermiony. Jeśli jednak masa fermionu jest zerowa, jego stan o określonej skrętności i stan jego antycząstki o przeciwnej skrętności są jednoznacznie związane z kwantowym polem o określonej chiralności.

Podział na cząstki i nośniki ich oddziaływań jest, oczywiście, tylko pewnym umownym sposobem mówienia o procesach elastycznych, w których cząstki końcowe są takiego samego rodzaju, jak cząstki początkowe. Np. w przypadku rozpraszania $e^- \gamma \rightarrow e^- \gamma$ można powiedzieć, że nośnikiem oddziaływania elektronu z fotonem jest sam elektron.



Słabe rozpady

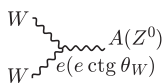


Macierz CKM jest unitarna, tzn. spełnia warunek

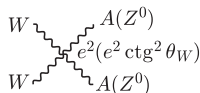
$$\sum_{i=u,c,t} V_{ij}^* V_{ik} = \begin{cases} 1 & \text{gdy } j = k, \\ 0 & \text{gdy } j \neq k, \end{cases}$$

gdzie $k = d, s, b$.

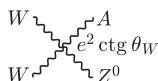
Wierzchołki oddziaływania



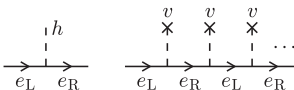
$W^+ W^- A(Z^0)$



$W^+ W^- AA(Z^0 Z^0)$



$W^+ W^- A Z^0$



Sprzężenia fermionów do h^0 i do kondensatu.

Najbardziej skomplikowane są oddziaływania bozonów W^+ i W^- (oddziałują z nimi wszystkie fermiony i antyfermiony). Po pierwsze, oddziaływania te również w sposób charakterystyczny zależą od skrętności: gdyby masa fermionu była ściśle zerowa (albo gdy jego energia jest na tyle duża, że w porównaniu z nią można jego masę spoczynkową pominąć), z bozonami W^\pm oddziaływałyby tylko lewoskrętne fermiony i prawoskrętne antyfermiony. Zatem oddziaływania bozonów W^\pm również mają nietrywialną strukturę chiralną. Chiralny charakter sprzężeń bozonów W^\pm i Z^0 do fermionów jest odpowiedzialny za niezachowanie parzystości w procesach słabych (łamanie symetrii względem odbicia lustrzanego, Δ_{37}^{10} , Δ_{95}^{12}).

Ponieważ bozony W^\pm są naładowane, kwark typu dolnego musi, wyemitowawszy bozon W^- (lub pochłonawszy W^+), przejść w kwark typu górnego, a elektron w neutrino itp. Oddziaływania bozonów W^\pm z kwarkami mają także nietrywialną strukturę zapachową: wprawdzie kwark d , emitując bozon W^- , najchętniej przechodzi w kwark u , może on jednak przejść, trochę mniej chętnie, w kwark powabny c , a nawet, choć już bardzo niechętnie, w kwark t . Stałą sprzężenia bozonów W^\pm do leptonów jest $e/\sqrt{2} \sin \theta_W$. Siła zaś ich oddziaływania z kwarkami jest dodatkowo osłabiana przez czynniki V_{ud} , V_{us} , etc. określające, jak „chętnie” kwark u przechodzi w kwarki d , s itd. Czynnikiem takich jest, jak łatwo policzyć, 9; razem tworzą one tzw. macierz Cabibbo–Kobayashiego–Maskawy (CKM). Ma ona wyraźnie hierarchiczną strukturę: preferowane są, przy oddziaływaniu z W^\pm , przejścia w obrębie tej samej rodziny (np. s w c), zmiana rodziny na sąsiednią (np. u w s) jest mniej prawdopodobna, a najrzadsze są przejścia z rodziny pierwszej do trzeciej (np. u w b). Okazuje się, że przy trzech rodzinach kwarków fazy elementów macierzy CKM (jako liczb zespolonych) są określone przez tylko jeden parametr – kąt δ . Różna od zera wartość tego kąta jest odpowiedzialna za niezachowywanie w niektórych procesach uwarunkowanych oddziaływaniem słabym parzystości kombinowanej CP (Δ_{89}^4).

Ponieważ bozony W^\pm mają ładunek elektryczny, oddziałują one z fotonami (bozon W może w elementarnym akcie wyemitować lub pochłonąć jeden lub dwa fotony). Istnieją także oddziaływania W^\pm z Z^0 oraz z Z^0 i fotonem. Podobnie jak leptony, foton, kwarki i gluony, bozony W^\pm i Z^0 są, przynajmniej na ile nam dziś wiadomo, cząstkami punktowymi (niezłożonymi).

Ostatnią cząstką niezłożoną (?) jest świeżo zarejestrowany bozon Higgsa h^0 – bezspinowa neutralna cząstka o masie 125,3 GeV. Pole, którego jest ona wzbudzeniem, pełni bardzo ważną rolę. Teoria mówi, że wytwarza ono przenikający całą przestrzeń, stały kondensat v mający wymiar masy ($v \approx 246$ GeV), analogiczny pod pewnymi względami do kondensatu Bosego–Einsteina (zob. Δ_{96}^{10}), za którego doświadczone badanie Nagrodę Nobla w roku 2001 otrzymali E.A. Cornell, W. Ketterle i C.E. Wieman (Δ_{02}^1). Występowanie tego kondensatu jest właściwością stanu próżni układu pól kwantowych modelu standardowego. Wszystkie cząstki z wyjątkiem fotonu zmuszone są nieustannie oddziaływać z owym kondensatem, co jest źródłem ich mas (zjawisko zmieniania się masy cząstek wskutek oddziaływań jest dobrze znane z fizyki ciała stałego: elektrony poruszające się w sieci krystalicznej można efektywnie traktować jak cząstki swobodne oddziałujące tylko ze wzbudzeniami sieci – fononami – jeśli przypisze się im masy inne niż masa elektronu w próżni). Poszczególne fermiony sprzęgają się z różną siłą do pola Higgsa i tym samym ich masa jest ściśle proporcjonalna do stałych y_f , zwanych stałymi Yukawy, charakteryzujących ich sprzężenia do h^0 . Pole Higgsa, a tym samym i bozon h^0 , oddziałuje też z bozonami pośredniczącymi W^\pm i Z^0 , nadając im niezerowe masy (Δ_{99}^6).

Chociaż nie możemy wchodzić tu w matematyczne szczegóły kwantowej teorii pola, która jest jedną z najbardziej skomplikowanych z teorii opisujących świat fizyczny, aby umożliwić lepsze zrozumienie struktury modelu standardowego, postaram się jednak krótko przybliżyć zasady, na których się on opiera. Mimo, a może właśnie z powodu wyjątkowego charakteru tego numeru *Delty*, potraktuję Czytelników poważnie i, nawiązując do motta tego artykułu, postaram się w kolejnych odcinkach pokazać bogactwo struktury teoretycznej ukrytej za prostym fenomenologicznym opisem cząstek i ich oddziaływań. Dopiero wtedy będzie można bowiem w pełni docenić rozwój fizyki wysokich energii w minionym sześćdziesięcioleciu.