



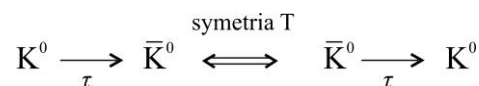
## Łamanie symetrii względem odwrócenia czasu – cz. II

*Paweł Moskal*  
*Instytut Fizyki UJ*

### Rozpady mezonów kwantowo splątanych

#### Przemiany mezonów dziwnych – przypomnienie

Badanie symetrii odwrócenia w czasie jest niezwykle fascynujące poznawczo. Jednak w doświadczeniach, które wykonujemy w laboratoriach w celu badania tej symetrii, nie odwracamy upływu czasu. Jest to raczej niemożliwe. I tak jak to zostało opisane w pierwszej części [1], żeby testować symetrię względem odwrócenia w czasie porównuje się przebieg wybranych zjawisk ze zjawiskami, które zachodziłyby gdyby czas się cofał. W poprzedniej części tego artykułu [1] (której przestudiowanie pomogło by w zrozumieniu poniższych rozważań) omówiliśmy sposób i wyniki pomiaru wykonanego w Europejskim Laboratorium Fizyki Cząstek (CERN), który polegał na porównaniu prawdopodobieństwa przejścia mezonu  $K$  ze stanu  $K^0$  do stanu  $\bar{K}^0$  po zadanym czasie  $\tau$  z prawdopodobieństwem przejścia po takim samym czasie  $\tau$  ze stanu  $\bar{K}^0$  w stan  $K^0$  (rys. 1). Proces z lewej strony rys. 1 oznacza zmianę mezonu  $K^0$  w mezon  $\bar{K}^0$  po upływie czasu  $\tau$ . Takie przejście może nastąpić w wyniku procesów zachodzących wewnątrz mezonów opisanych w pierwszej części tego artykułu [1]. Gdyby odwrócić kierunek upływu czasu, to proces z lewej strony rys. 1 odpowiadałby procesowi pokazanemu z prawej strony, czyli przejściu po czasie  $\tau$  mezonu  $\bar{K}^0$  w mezon  $K^0$ .



Rys. 1. Symetria odwrócenia w czasie implikuje, że proces  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  powinien zachodzić z takim samym prawdopodobieństwem jak proces  $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ . Mezony są cząstkami zbudowanymi z kwarków i antykwarków. Mezon  $\bar{K}^0$  składa się z kwarku  $s$  i antykwarku  $\bar{d}$  i jest antycząstką mezonu  $K^0$  składającego się z antykwarku  $\bar{s}$  i kwarku  $d$ . Metoda badania zmiany mezonu  $K^0$  na mezon  $\bar{K}^0$  jest szczegółowo opisana w artykule [1].

W przypadku zjawisk z udziałem cząstek nietrwałych nie potrafimy przygotować stanu początkowego układu tak, żeby mieć pewność, że zajdzie interesujący dla nas proces. Potrafimy jedynie badać prawdopodobieństwa zachodzenia wybranych procesów.

Jeśli symetria odwrócenia w czasie byłaby zachowana, to procesy z lewej i prawej strony rys. 1 powinny zachodzić z takim samym prawdopodobieństwem. Eksperyment wykonany w laboratorium CERN za pomocą detektora CP-LEAR wykazał, że prawdopodobieństwa te są różne [2]. Oznacza to, że symetria odwrócenia w czasie jest łamana. Tak przynajmniej uważa autor niniejszego artykułu. Jednak interpretacja tego wyniku jest obecnie tematem gorącej dyskusji wśród fizyków zainteresowanych tymi zjawiskami [3, 4]. Wątpliwości w interpretacji sprawia fakt, że zaobserwowana różnica prawdopodobieństw świadczy także o jednoczesnym łamaniu symetrii C i symetrii P (tzw. symetrii CP), gdzie symetria C odpowiada zamianie cząstki na antycząstkę (czyli np. zmianie mezonu  $K^0$  w mezon  $\bar{K}^0$ ), a symetria parzystości P oznacza odbicie lustrzane w przestrzeni, zatem powoduje zmianę zwrotu wektora pędu. Dlatego procesem symetrycznym względem operacji CP dla procesu  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  jest proces  $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ , czyli taki sam jak przy zastosowaniu symetrii odwrócenia w czasie dla procesu  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ . Zachodzi zatem:

$$T(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) = \bar{K}^0 \rightarrow K^0$$

oraz

$$CP(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) = \bar{K}^0 \rightarrow K^0$$

Wyzwaniem, które wydawało się niemożliwe do zrealizowania przez ostatnie kilkanaście lat, było wymyślenie takiego eksperymentu, w którym można by porównać prawdopodobieństwa procesów symetrycznych względem odwrócenia czasu, ale niesymetrycznych względem operacji CP. Taki eksperyment zrealizowano po raz pierwszy dopiero trzy lata temu na Uniwersytecie Stanforda w USA używając do tego celu kwantowo splątanych mezonów B [5] i wykorzystując ideę opracowaną przez autorów artykułu [6].

### Przykład kwantowo-mechanicznych właściwości cząstek

Żeby móc wyjaśnić, na czym polega kwantowe splątanie mezonów, zacznijmy od omówienia kilku właściwości cząstek w języku bliskim językowi mechaniki kwantowej.

Właściwości cząstek takich jak mezony, elektrony czy protony i procesy z nimi związane nie dają się zrozumieć w ramach intuicji nabytych z obserwacji zjawisk makroskopowych. Najlepszym do tej pory językiem, w którego ramach opisujemy właściwości takich cząstek, jest język mechaniki kwantowej.

Cząstki charakteryzują różnego rodzaju właściwości. Na przykład właściwością może być *dziwność* mezonu, czyli wielkość określająca zawartość kwarku  $s$  lub antykwarku  $\bar{s}$ . Jeśli w skład mezonu wchodzi kwark  $s$  to wtedy jego *dziwność* wynosi  $a_s = -1$ , a jeśli antykwark  $\bar{s}$ , to wtedy *dziwność*  $a_s = +1$ . Dziw-

ność równa 0 oznacza, że w mezonie nie ma ani kwarków  $s$  ani  $\bar{s}$  lub że liczba jednych i drugich jest taka sama. Jeśli w wyniku pomiaru otrzymamy wartość  $\alpha_s = -1$  to w języku mechaniki kwantowej mówimy, że w momencie pomiaru mezon był w stanie własnym *dziwności* z wartością własną  $\alpha_s = -1$ . Oznacza to, że w momencie pomiaru jednym ze składników mezonu K był kwark  $s$ , czyli że w momencie pomiaru mezon K był w stanie  $\bar{K}^0$ .

W poprzednim artykule [1] omówione były przykładowe procesy, które mogą prowadzić do zmiany *dziwności* w mezonie wraz z upływem czasu. Możemy powiedzieć, że w trakcie ewolucji neutralny mezon K nie ma określonej *dziwności*. *Dziwność* może zmieniać się w czasie, a my możemy jedynie wyznaczyć ją w chwili pomiaru. Jak zmierzmy *dziwność* neutralnego mezonu K to wyjdzie nam  $\alpha_s = +1$  albo  $\alpha_s = -1$ . W formalizmie mechaniki kwantowej zapisalibyśmy taką operację jako zadziałanie operatorem *dziwności* S na funkcję opisującą właściwości mezonu K czyli S(K). Jeśli mielibyśmy pewność, że dokonujemy pomiaru na mezonie w stanie  $\bar{K}^0$ , to wtedy z góry wiedzielibyśmy, że wynikiem pomiaru będzie  $\alpha_s = +1$ . Co symbolicznie zapisalibyśmy:  $S(\bar{K}^0) = +1 \bar{K}^0$ .

Formalizm mechaniki kwantowej, dopasowany do wyników dotychczasowych doświadczeń, nie pozwala na przewidywanie wyników pojedynczych pomiarów, lecz jedynie na obliczanie prawdopodobieństw znalezienia układu w każdym z możliwych stanów względem zadanej cechy. W omawianym przypadku oznacza to, iż pozwala on jedynie na obliczanie prawdopodobieństwa warunkowego tego, że mezon K jest w stanie  $\bar{K}^0$  pod warunkiem, że dokonujemy pomiaru *dziwności* oraz prawdopodobieństwa, że jest w stanie  $K^0$  pod warunkiem, że mierzymy *dziwność*.

Inną możliwą właściwością charakteryzującą neutralne mezony K jest na przykład wewnętrzna *parzystość przestrzenna* oznaczana literą P. Cecha ta określa zachowanie cząstki przy zamianie kierunku osi układu współrzędnych. Jeśli przy opisie matematycznym cząstki jej właściwości można utożsamić z wielkością wektorową np.  $\vec{R}(x, y, z)$ , wtedy parzystość cząstki będzie wynosić  $\alpha_p = -1$ , ponieważ przy odwróceniu kierunku wszystkich współrzędnych w przestrzeni wektor  $\vec{R}$  zamieni się na wektor  $-\vec{R}$ :

$$P(\vec{R}) = -1 \cdot \vec{R}$$

i wtedy mówimy, że parzystość wewnętrzna cząstki jest ujemna. Analogicznie, jeśli właściwości cząstki da się utożsamić z iloczynem wektorowym dwóch wektorów  $\vec{R}_1 \times \vec{R}_2$  to wtedy przy odbiciu współrzędnych znak się nie zmieni:

$$P(\vec{R}_1 \times \vec{R}_2) = -\vec{R}_1(-\vec{R}_2) = +1(\vec{R}_1 \times \vec{R}_2)$$

i parzystość będzie dodatnia ( $\alpha_P = +1$ ). Dla dalszych rozważań ważne jest, że na przykład mezony K i  $\pi^0$ , posiadają parzystość przestrzenną P równą  $\alpha_P = -1$ . Jak to zostało wyznaczone można się dowiedzieć na przykład z książki Donalda Perkinsa [7].

Jeszcze inną właściwością cząstek, potrzebną do wywodów przytaczanych w tym artykule, jest *parzystość ładunkowa C*, czyli właściwość, która określa zachowanie mezonu jeśli chcielibyśmy go zmienić z cząstki na antycząstkę. Taka właściwość jest dobrze określona dla cząstek, które są identyczne ze swoimi antycząstkami. Na przykład mezon  $\pi^0$  zbudowany z kwarków  $u$  i  $\bar{u}$  lub  $d$  i  $\bar{d}$  jest jednocześnie sam dla siebie antycząstką, a zatem jest układem symetrycznym względem operacji C. W takim przypadku operacja zamiany cząstki na antycząstkę nie zmienia pierwotnego obiektu, co możemy zapisać następująco:

$$(C(u\bar{u}) = \alpha_C u\bar{u} \text{ oraz } C(d\bar{d}) = \alpha_C d\bar{d}) \Leftrightarrow C(\pi^0) = \alpha_C \pi^0.$$

Podobnie jak w przypadku *dziwności* i *parzystości przestrzennej*, ogólnie *parzystość ładunkowa* cząstki może przyjmować wartość  $\alpha_C = +1$  lub  $\alpha_C = -1$ , co jest wyjaśnione symbolicznie na rys. 2.

$$\begin{aligned} C \begin{array}{c} u \\ \bar{u} \end{array} &= \alpha \begin{array}{c} \bar{u} \\ u \end{array} \\ C C \begin{array}{c} u \\ \bar{u} \end{array} &= C \alpha \begin{array}{c} \bar{u} \\ u \end{array} = \alpha^2 \begin{array}{c} u \\ \bar{u} \end{array} \\ \alpha^2 &= 1 \\ \alpha &= +1 \text{ lub } \alpha = -1 \end{aligned}$$

Rys. 2. Rysunek przedstawia dokonanie operacji symetrii parzystości ładunkowej C na układzie kwarków  $u\bar{u}$ . Operacja C powoduje zamianę kwarku  $u$  na antykwark  $\bar{u}$ , a antykwarku  $\bar{u}$  na kwark  $u$ . Wykonanie dwukrotne tej operacji pokazuje, że wartość  $(\alpha_C)^2$  musi wynosić 1, czyli  $\alpha_C = +1$  lub  $\alpha_C = -1$ . Wartość tę można wyznaczyć eksperymentalnie na przykład na podstawie produktów rozpadów cząstek. Mezon  $\pi^0$  rozpada się na dwa kwanty gamma. A zatem jego parzystość ładunkowa wynosi  $\alpha_C(\pi^0) = \alpha_C(\gamma) \cdot \alpha_C(\gamma) = +1$ .

Złożenie symetrii P i symetrii C, czyli zastosowanie zarówno odbicia przestrzennego (operacja P) jak i zamiany cząstki na antycząstkę (operacja C) nazywane jest symetrią CP. W zależności od wartości  $\alpha_C$  i  $\alpha_P$  cząstka może posiadać wartości  $\alpha_{CP} \equiv \alpha_C \cdot \alpha_P = +1$  lub  $\alpha_{CP} \equiv \alpha_C \cdot \alpha_P = -1$ . Dla mezonu  $\pi^0$   $\alpha_{CP} = -1$ , ponieważ  $\alpha_P(\pi^0) = -1$ , a  $\alpha_C(\pi^0) = +1$ .

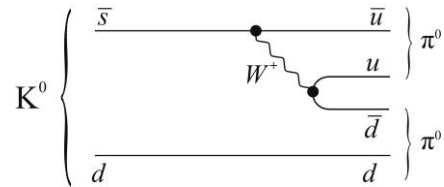
W przypadku neutralnych mezonów K wartość  $\alpha_{CP}$  nie jest dobrze określona ponieważ mezon  $K^0$  składający się z kwarków  $d\bar{s}$  jest innym obiektem niż

antycząstka mezonu  $K^0$ , czyli mezon  $\bar{K}^0$  zbudowany z kwarków  $\bar{d}s$ . Dlatego operacja C wykonana na mezonie  $K^0$  prowadzi do zmiany tego mezonu na inny:

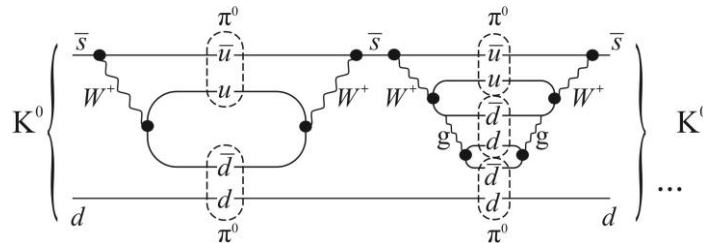
$$C(d\bar{s}) = \bar{d}s \Leftrightarrow C(K^0) = \bar{K}^0.$$

Zatem mezon K nie jest symetryczny względem operacji C. Nieokreślona wartość C oznacza, że wykonanie pomiaru  $a_C$  czasem da nam wynik, że  $a_C(K) = -1$ , a czasem, że  $a_C(K) = +1$ . Na przykład, jeśli zaobserwujemy rozpad mezonu K na dwa mezony  $\pi^0$  to oznacza to, że w momencie rozpadu był on w stanie z dobrze zdefiniowaną właściwością określającą jego zachowanie przy dokonaniu operacji CP. A mianowicie w tym przypadku

$$\alpha_{CP}(K) = \alpha_{CP}(\pi^0) \cdot \alpha_{CP}(\pi^0) = (-1) \cdot (-1) = +1.$$



Rys. 3. Diagram drzewowy. Jeden z możliwych mechanizmów rozpadu mezonu  $K^0$  na dwa mezony  $\pi^0$ . Wewnątrz mezonu K antykwark  $\bar{s}$  zmienia się na antykwark  $\bar{u}$  emitując bozon  $W^+$ , który następnie rozpada się na kwark  $u$  i antykwark  $\bar{d}$ . Proces ten prowadzi do powstania dwóch mezonów  $\pi^0$



Rys. 4. Przykład procesów zachodzących wewnątrz mezonu K powodujących oscylacje pomiędzy stanami odpowiadającymi dwóm i trzem mezonom  $\pi^0$ :  $K \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow K \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow K \dots$  (**lewa strona**). W wyniku emisji bozonu  $W^+$  i jego rozpadu na kwarki  $u$  i  $\bar{d}$  wewnątrz mezonu K powstały dwa mezony  $\pi^0$ . Następnie w wyniku anihilacji kwarków  $\bar{u}$  i  $d$  powstał bozon  $W^+$ , który został zaabsorbowany przez kwark  $\bar{u}$ . W wyniku tej absorpcji kwark  $\bar{u}$  zamienił się w kwark  $\bar{s}$  (**prawa strona**). W stosunku do procesu z lewej strony, tutaj jeden z kwarków wyemitował gluon, który wykreował parę  $d\bar{d}$ . W ten sposób na chwilę mezon K stał się układem trzech mezonów  $\pi^0$ . Rysunek ten w połączeniu z rysunkami z poprzedniego artykułu [1] ilustruje, jak bogate „życie wewnętrzne” posiadają mezony K

Rysunek 3 pokazuje przykład procesów wewnątrz mezonu K, które mogą doprowadzić do przejścia tego mezonu ze stanu  $K^0$  do stanu, w którym jest on zbudowany z dwóch mezonów  $\pi^0$ . Ale istnieją inne procesy, takie na przykład jak pokazane z prawej strony rys. 4, które mogą doprowadzić to tego, że mezon rozpadnie się na trzy mezony  $\pi^0$ . Wtedy stwierdzamy, że w momencie rozpadu był on w stanie z dobrze zdefiniowaną wartością  $\alpha_{CP}$ , ale tym razem:

$$\alpha_{CP}(K^0) = \alpha_{CP}(\pi^0) \cdot \alpha_{CP}(\pi^0) \cdot \alpha_{CP}(\pi^0) = (-1) \cdot (-1) \cdot (-1) = -1.$$

Przykłady te pokazują, że mezon K może znajdować się w jednym z dwóch możliwych stanów określających jego zachowanie przy dokonywaniu operacji symetrii CP. Zatem z upływem czasu w wyniku procesów zachodzących w mezonie K właściwość określająca jego zachowanie przy dokonaniu operacji CP może się zmieniać podobnie jak może zmieniać się jego *dziwność* pomiędzy  $s$  i  $\bar{s}$ . Stan charakteryzowany wartością  $\alpha_{CP} = +1$  oznaczany jest jako  $K_+$ , a stan z wartością  $\alpha_{CP} = -1$  oznaczany<sup>1</sup> jest jako  $K_-$ .

Ale przecież, jeśli obiekt fizyczny jest odizolowany od reszty świata to nie może zmieniać swoich właściwości. Zatem prawdziwy mezon K musi być kombinacją stanów z określoną *dziwnością* ( $s$  lub  $\bar{s}$ ) czy też kombinacją stanów o różnych wartościach CP ( $2\pi^0$  lub  $3\pi^0$ ). Doszliśmy tym samym do momentu, w którym nasza intuicja nabyta z obserwacji zjawisk w świecie makroskopowym zaczyna zawodzić. Mezon K zachowuje się jakby był obiektem nie do końca określonym, zawierającym kilka możliwych potencjalnych stanów, które ujawnią się nam dopiero w momencie pomiaru. Jedną z zasadniczych różnic między obserwowanymi właściwościami obiektów mikroskopowych a właściwościami obiektów makroskopowych jest to, że możemy wyznaczyć wszystkie cechy obiektu makroskopowego, a nie możemy jednocześnie obserwować wszystkich właściwości obiektu mikroskopowego. W przypadku książki możemy ustalić, jaki o godzinie 10:30 w dniu 26 grudnia 2014 roku ma zapach, czy jest symetryczna, jaki ma kolor, masę etc. Natomiast w przypadku obiektów kwantowych, takich jak mezony K, nie da się tego zrobić. Jeśli zmierzmy „zapach”, czyli *dziwność*, to nie wiemy, jaką ma symetrię ( $\alpha_{CP} = -1$  czy  $\alpha_{CP} = +1$ ) względem operacji CP, ani też nie wiemy, jaką ma masę. Jeśli zmierzmy masę to nie wiemy, jaką miał *dziwność* etc. Z powyższych rozważań wynika, że jeśli pozostawimy w próżni neutralny mezon K to ma on nieokreśloną *dziwność*, nieokreśloną symetrię CP, ale oczywiście musi mieć określoną masę. Odizolowany obiekt fizyczny ewoluujący swobodnie w czasie nie może mieć nieokreślonej masy, co odzwierciedla zasada zachowania energii. W języku mechaniki kwantowej powiedzielibyśmy, że stan fizyczny cząstki, niezmienny w czasie to stan własny operatora energii. Ponieważ niezależnie od tego, kiedy

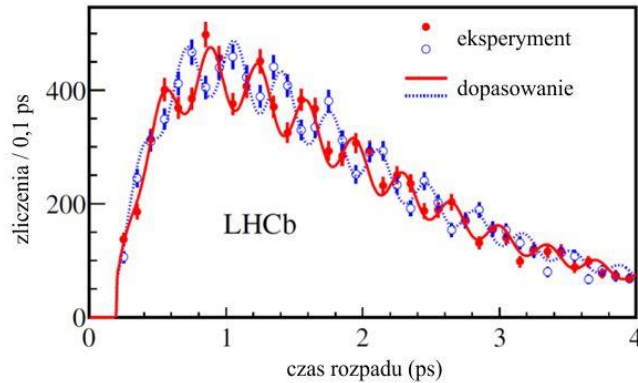
<sup>1</sup> Dla rozróżnienia od mezonów dodatnio  $K^+$  i ujemnie  $K^-$  naładowanych elektrycznie ( $K^+$ ,  $K^-$ ), mezony neutralne o określonej wartości  $\alpha_{CP}$  mają plus i minus jako wskaźniki dolne ( $K_+$ ,  $K_-$ ).

dokonalibyśmy pomiaru energii (co w formalizmie mechaniki kwantowej odpowiada działaniem na funkcje opisującą właściwości cząstki operatorem energii) to powinniśmy otrzymać tę samą wartość energii. W układzie spoczynkowym badanej cząstki, czyli w układzie, w którym cząstka nie posiada energii kinetycznej, jej energia całkowita jest równa masie spoczynkowej.

Z dotychczasowych eksperymentów wiemy, że istnieją dwa różne fizyczne mezony K posiadające dobrze określoną masę wynoszącą około  $5 \cdot 10^8$  eV [9]. Mezony te nazywane są  $K_L$  i  $K_S$ , a ich masy różnią się jedynie o około  $3,5 \cdot 10^{-6}$  eV [9]. Tak małą różnicę mas stanowiącą jedynie około  $10^{-14}$  średniej masy tych mezonów można było wyznaczyć dzięki obserwacji efektów kwantowych takich jak oscylacje *dziwności*.

*Dziwność* możemy określić na przykład sprawdzając, czy w rozpadzie półleptonowym, opisanym w poprzednim artykule [1], powstał elektron, czy antyelektron. A jeśli sprawdzimy czy rozpadł się na dwa, czy na trzy mezony  $\pi^0$ , to dowiemy się, jaką wartość  $\alpha_{CP}$  posiadał w momencie rozpadu. W omawianym sposobie pomiaru, czyli sprawdzaniu, na jakie cząstki rozpadł się mezon K oczywiste jest, że nie jesteśmy w stanie jednocześnie określić jaką *dziwność* posiada mezon K i jaką ma wartość  $\alpha_{CP}$ . Ale należy podkreślić, że zgodnie z formalizmem mechaniki kwantowej nie możemy zmierzyć tych wartości jednocześnie, niezależnie od wyboru metody pomiarowej. Niemożność ta jest analogiczna do powszechnie znanej, wyrażonej poprzez nierówność Heisenberga, niemożności jednoczesnego dowolnie dokładnego pomiaru pędu i położenia cząstki. W ogólności okazuje się, że nie da się jednocześnie określić pewnych właściwości cząstek. Dotyczy to także na przykład czasu i energii, a w rozważanym przez nas przykładzie nie możemy jednocześnie sprawdzić, jaką badany mezon K ma *dziwność*  $\alpha_S$  i jaką wartość  $\alpha_{CP}$ .

Na rysunku 5 pokazane jest widmo przedstawiające oscylacje między mezonem a antymezonem zmierzone za pomocą detektora LHC-b na Wielkim Zderzaczu Hadronów w CERNie. Pomiar został dokonany dla mezonów B, ale wszystkie rozważania przeprowadzone (w poprzedniej sekcji i w poprzedniej części tego artykułu [1]) dla mezonów K są takie same w przypadku mezonów B, lecz dotyczą innego rodzaju kwarków. W mezonie K, w którego skład wchodzi kwark dziwny  $s$ , pokazaliśmy, że następują oscylacje *dziwności*. W mezonie B zbudowanym z kwarków dziwnych  $s$  i pięknych  $b$  oscylacje następują zarówno pomiędzy kwarkami pięknym  $b$ , a antykwarkiem  $\bar{b}$ , jak i pomiędzy kwarkiem  $s$  i antykwarkiem  $\bar{s}$ . Zatem widmo pokazane na rys. 5 jest doświadczalnym potwierdzeniem oscylacji *piękności* w mezonie B, czyli oscylacji pomiędzy stanami  $B_s^0$  i  $\bar{B}_s^0$ . Pokazane widmo dowodzi, że oscylacje między kwarkami w mezonach nie są tylko zabawą intelektualną w ramach matematycznego formalizmu mechaniki kwantowej, lecz że tak jest naprawdę.



Rys. 5. Widmo różnicy czasów pomiędzy wytworzeniem a rozpadem mezonów  $B$ . Pomiar został wykonany za pomocą detektora LHCb na Wielkim Zderzaczu Hadronów w CERNie [8]. Pełne kółka (czerwone) przedstawiają liczbę zrekonstruowanych zdarzeń w funkcji różnicy czasu pomiędzy wytworzeniem mezonu  $B$  w stanie  $B_s^0$  ( $s\bar{b}$ ) i jego rozpadem w stanie  $\bar{B}_s^0$  ( $\bar{s}b$ ):  $B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0$ . Natomiast puste kółka (niebieskie) pokazują liczbę zaobserwowanych procesów, w których mezon  $B$  rozpadł się w tym samym stanie, w którym został wytworzony ( $B_s^0 \rightarrow B_s^0$  oraz  $\bar{B}_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0$ ). Dla czasów poniżej 1 ps widmo jest zniekształcone ze względu na wydajność rekonstrukcji zdarzeń w detektorze LHCb. Dla czasów powyżej 1 ps widać, jak liczba zarejestrowanych zdarzeń maleje eksponencjalnie w wyniku rozpadów mezonów  $B$  ze średnim czasem życia wynoszącym 1,5 pikosekundy [9] ( $\sim e^{-t/t_{\text{średnie}}}$ ). Na ogólną tendencję spadku liczby mezonów wraz z upływem czasu nakładają się oscylacje zarówno *dziwności* jak i *piękności*. Wyznaczony okres oscylacji *piękności* wynosi około 352 femtosekundy. To jest wspaniałe osiągnięcie fizyki eksperymentalnej. Układ eksperymentalny LHCb pozwolił na osiągnięcie dokładności wyznaczania czasu w układzie własnym mezonów  $B$  wynoszącej około 44 femtosekundy! Femtosekunda to  $10^{-15}$  sekundy. Rysunek pochodzi z artykułu [8]

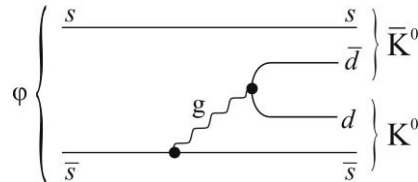
### Kwantowe splątanie mezonów

W poprzedniej sekcji tego artykułu zostało wyjaśnione, że mezony  $K^0$  i  $\bar{K}^0$  właściwie nie istnieją jako osobne obiekty fizyczne, a są jedynie stanami prawdziwego mezonu  $K$ , które możemy uchwycić jedynie w momencie pomiaru. Nawet, jeśli wyprodukujemy mezon  $K$  w jednym z tych stanów, na przykład w stanie  $K^0$ , to po chwili może okazać się, że mezon ten jest w stanie  $\bar{K}^0$  (patrz także artykuł [1]).

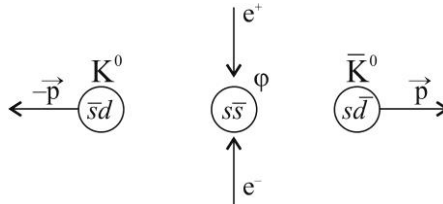
Sytuacja staje się jeszcze ciekawsza, jeśli rozważymy układ składający się z dwóch mezonów  $K$ . Układ taki może zostać wytworzony na przykład w wyniku rozpadu mezonu  $\phi$ , którego masa jest nieco większa niż podwojona masa mezonu  $K$ . W momencie rozpadu mezonu  $\phi$  powstają dwa mezony  $K$  jednocześnie w tym samym miejscu. Rozpad taki (rys. 6) zachodzi w wyniku oddziaływania silnego (emisji gluonu i jego konwersji na parę kwark i antykwark). Oddziaływanie silne nie zmienia zapachu kwarków, dlatego w momencie powsta-



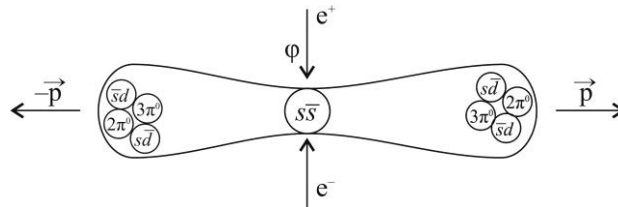
nia mezony K mają dobrze zdefiniowaną *dziwność*. Jeden jest w stanie  $\bar{K}^0$  ( $s\bar{d}$ ), a drugi w stanie  $K^0$  ( $d\bar{s}$ ).



Rys. 6. Przykład diagramu reprezentującego mechanizm rozpadu mezonu  $\phi$  na dwa mezony K jeden w stanie  $K^0$ , a drugi w stanie  $\bar{K}^0$



Rys. 7. Klasyczne wyobrażenie o oddalających się od siebie neutralnych mezonach K powstałych w wyniku rozpadu mezonu  $\phi$  wytworzonego w zderzeniu elektronu ( $e^-$ ) z antyelektronem ( $e^+$ ). W układzie spoczynkowym mezonu  $\phi$  mezony K oddalają się od siebie po linii prostej. Intuicja klasyczna podpowiada nam, że w jedną stronę od początku leci mezon K, który powstał w stanie  $K^0$ , a w drugą mezon K, który powstał w stanie  $\bar{K}^0$



Rys. 8. Kwantowo-mechaniczne wyobrażenie oddalających się neutralnych mezonach K powstałych w rozpadzie mezonu  $\phi$ , wytworzonym w zderzeniu elektronu z antyelektronem. Po rozpadzie mezonu  $\phi$  w przestrzeni rozchodzi się obiekt, którego właściwości, jako całości, są dobrze określone, natomiast stany z lewej i prawej strony osobno określone nie są. Układ zachowuje się tak, jakby w obie strony propagowały się wszystkie możliwe potencjalne stany mezonów K. I dopiero pomiar jednej z cech (na przykład *dziwności*) z jednej strony powoduje, że w tej samej chwili z drugiej strony mezon K urzeczywistnia się w stanie takim, by jako całość układ KK miał właściwości takie jak mezon  $\phi$  z którego ten układ powstał

W klasycznym świecie (rys. 7) wydawałoby się, że mezony te lecą na przeciwko siebie i po oddaleniu się od siebie na dużą odległość poruszają się, jako niezależne cząstki jeden z pędem ( $\vec{p}$ ), a drugi ( $-\vec{p}$ ).

Jednak eksperymenty pokazują, że tak nie jest. Pomiary wykonane na tak wytworzonych parach mezonów K oraz w podobny sposób wytworzonych parach mezonów B pokazują, że właściwości mezonów KK czy BB wytworzonych w parze są skorelowane z sobą nawet jeśli te mezony oddalą się od siebie na duże odległości (rys. 8).

Mezon  $\phi$  zbudowany jest z kwarków  $s$  i  $\bar{s}$  i podobnie jak mezon  $\pi^0$  ma dobrze określone właściwości *dziwności* oraz wartości  $\alpha_C$  i  $\alpha_P$ , a zatem także  $\alpha_{CP}$ :  $\alpha_s(\phi) = 0$ ,  $\alpha_C(\phi) = -1$ ,  $\alpha_P(\phi) = -1$  i  $\alpha_{CP}(\phi) = +1$ . *Dziwność* tego mezonu jest równa zero, zatem jeśli pozostawimy go w próżni odizolowanym od reszty świata, to nawet jeśli rozpadnie się na dwa mezony K ( $\phi \rightarrow KK$ ) to jako całość układ KK musi posiadać właściwości takie, jak miał mezon  $\phi$ . Czyli jeśli jeden z mezonów w danej chwili jest w stanie  $\bar{K}^0(s\bar{d})$ , to drugi, nawet jeśli jest oddalony o 10 000 km, musi być w tej chwili w stanie  $K^0(d\bar{s})$ .

Jeśli w pewnej chwili dokonamy pomiaru *dziwności* jednego z tych mezonów to tym samym dowiemy się, jaka w chwili pomiaru była *dziwność* drugiego mezonu K, niezależnie od tego jakby nie był daleko od siebie. Nie byłoby może w tym nic aż tak dziwnego gdyby nie fakt, że w każdym z tych mezonów *dziwność* nie jest ustalona. O tym, jaka jest *dziwność* dowiadujemy się, jak ją zmierzmy. Fakt, że jako całość układ mezonów KK musi mieć właściwości takie jak miał mezon  $\phi$ , z którego ta para KK powstała powoduje, że mezony K są z sobą splątane. Splątane *dziwnością*!

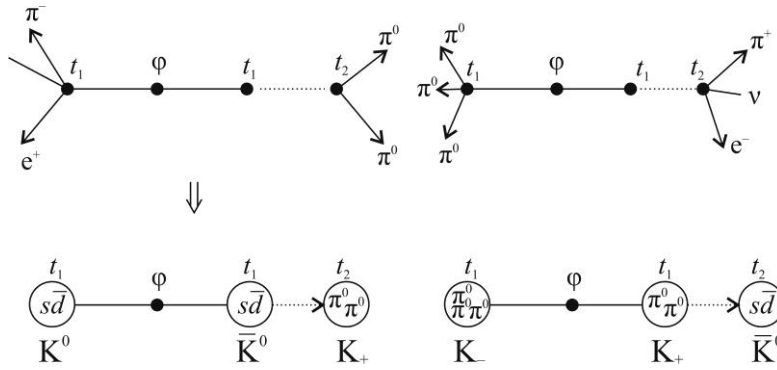
Może dałoby się to jeszcze jakoś pogodzić z intuicją klasyczną gdyby *dziwność* była jedyną właściwością mezonów K, ale mezony te mogą się znajdować przecież jeszcze w innych stanach na przykład  $K_+$  i  $K_-$ .

### Idea pomiaru łamania symetrii T niezależnie od innych symetrii dyskretnych

Dzięki splątaniu kwantowemu mezonów K powstałych z rozpadu mezonu  $\phi$  możemy poprzez pomiar rozpadu jednego z nich określić wybraną właściwość drugiego mezonu K, nie ingerując w jego zachowanie. Rysunek 9 ilustruje, jak można zidentyfikować przejścia między stanami mezonu K o określonej *dziwności* ( $K^0$  lub  $\bar{K}^0$ ) a stanami o określonej wartości  $\alpha_{CP}$  ( $K_+$  lub  $K_-$ ). Z lewej strony rys. 9 pokazany jest proces, w którym mezon  $\bar{K}^0$  zmienia się w mezon  $K_+$  (przejście  $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$ ), a prawa strona rysunku pokazuje przykład zmiany mezonu  $K_+$  w mezon  $\bar{K}^0$  czyli przejście  $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$ . Procesy  $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$  i  $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$  są symetryczne względem odwrócenia czasu:  $T(\bar{K}^0 \rightarrow K_+) = K_+ \rightarrow \bar{K}^0$ .

Zatem jeśli symetria odwrócenia w czasie jest zachowana, to prawdopodobieństwa zachodzenia procesu  $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$  po zadanym czasie  $\Delta t$  powinno być takie samo, jak prawdopodobieństwo zajścia procesu  $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$  po takim sa-

mym czasie  $\Delta t$ . Zaobserwowanie różnicy między tymi prawdopodobieństwami oznaczałoby łamanie symetrii odwrócenia w czasie.



Rys. 9. Schemat rozpadów kwantowo splątanych mezonów K powstałych w wyniku rozpadu mezonu  $\phi$ . (**lewa strona**) W czasie  $t_1$  z jednej strony następuje rozpad jednego z mezonów K na  $\pi^- e^+$ . Oznacza to (patrz artykuł [1]), że w tym czasie mezon ten był w stanie  $K^0$ , czyli ze względu na splątanie kwantowe możemy stwierdzić, że w tym czasie z drugiej strony jest mezon K w stanie  $\bar{K}^0$ . Następnie mezon ten w czasie  $t_2$  rozpada się na dwa mezony  $\pi^0$ , co oznacza że „drugi” mezon K w czasie  $t_1$  był w stanie  $\bar{K}^0$ , a w czasie  $t_2$  był w stanie  $K_+$ . A zatem nastąpiło przejście między stanem  $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$  w czasie  $\Delta t = t_2 - t_1$  (**lewa strona**). Schemat rozpadów, które oznaczają przejście mezonu K między stanem  $K_+$ , a stanem  $\bar{K}^0$  w czasie  $\Delta t = t_2 - t_1$

Przy czym cały cymes tego rozumowania polega na tym, że procesy  $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$  i  $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$  są symetryczne względem odwrócenia czasu, ale nie są symetryczne względem symetrii CP a także nie są symetryczne względem symetrii CPT.

Procesem symetrycznym względem operacji CP dla procesu  $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$  jest proces  $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$ . Operacja CP zamienia mezon  $\bar{K}^0$  na  $K^0$ , a mezon  $K_+$  ma dobrze określoną wartość względem symetrii CP (jest stanem własnym operatora CP) więc nie ulega zmianie. Natomiast operację CPT można potraktować jako wykonanie operacji CP, a następnie T. Poniżej zestawione są wyniki operacji symetrii T, CP i CPT dla procesu  $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$ :

$$\begin{aligned} T(\bar{K}^0 \rightarrow K_+) &= K_+ \rightarrow K^0 \\ CP(\bar{K}^0 \rightarrow K_+) &= K^0 \rightarrow K_+ \\ CPT(\bar{K}^0 \rightarrow K_+) &= K_+ \rightarrow K^0 \end{aligned}$$

Zatem zaobserwowanie różnicy w wartościach prawdopodobieństw zachodzenia procesów  $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$  oraz  $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$  świadczy o łamaniu symetrii odwrócenia w czasie niezależnie od tego czy symetrie CP i CPT są zachowane, czy nie.

Rysunek 9 ilustruje także ideę pomiaru łamania symetrii T. Mezon  $\phi$  rozpada się na dwa kwantowo splątane mezony K. Detektorem mierzymy wszystkie możliwe rozpady, a następnie wybieramy te zdarzenia, w których nastąpił rozpad jednego z tych mezonów na  $\pi^- e^+ \nu$ . Litera  $\nu$  oznacza neutrino, które prawie nigdy nie wywołuje sygnału w detektorze. Detektor powinien pozwalać na pomiar czasu, w którym nastąpił rozpad. Dla ustalenia uwagi oznaczymy ten czas przez  $t_1$ . W poprzedniej części [1] wyjaśniliśmy, że zaobserwowanie rozpadu  $\pi^- e^+ \nu$  jednoznacznie implikuje, że w momencie rozpadu mezon K był w stanie  $K^0$  z dobrze określoną *dziwnością*  $\bar{s}$ . Ze względu na splątanie kwantowe z drugim mezonem K pozwala nam to stwierdzić, że w czasie  $t_1$  drugi mezon musiał mieć kwark  $s$ , czyli był w stanie  $\bar{K}^0$ . Oznaczmy przez  $N_{K^0}$  liczbę wszystkich takich zdarzeń, w których jako pierwszy nastąpił rozpad mezonu K w stanie  $K^0$ . Następnie spośród tych  $N_{K^0}$  zdarzeń, w oparciu o sygnały zarejestrowane w detektorach identyfikujemy te zdarzenia, w których „drugi” mezon rozpadł się na dwa mezony  $\pi^0$  i obliczamy czas ( $t_2$ ), w którym ten rozpad nastąpił. Znając czasy  $t_2$  i  $t_1$  możemy podzielić zdarzenia na grupy dla różnych przedziałów  $\Delta t = t_2 - t_1$ . Dla każdego przedziału obliczamy ile było zdarzeń takich, dla których najpierw nastąpił rozpad mezonu w stanie  $K^0$ , a następnie drugi mezon rozpadł się będąc w stanie  $K_+$  (czyli na dwa mezony  $\pi^0$ ). Oznaczmy liczbę takich zdarzeń jako  $N_{K_+}(\Delta t)$ . W oparciu o te pomiary możemy wyznaczyć<sup>2</sup> prawdopodobieństwo przejścia  $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$  po czasie  $\Delta t$ :

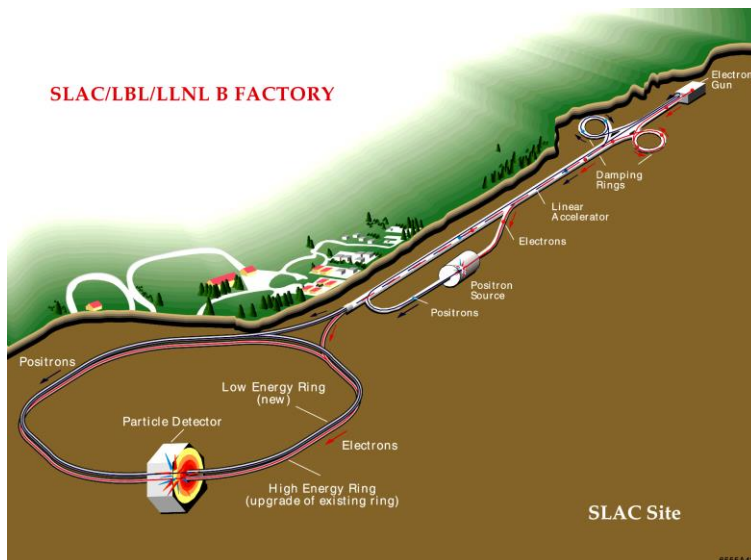
$$P(\bar{K}^0 \rightarrow K_+)(\Delta t) = N_{K_+}(\Delta t) / N_{K^0},$$

gdzie P oznacza prawdopodobieństwo przejścia.

Analogicznie możemy wyznaczyć prawdopodobieństwo przejścia  $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$  w funkcji  $\Delta t$ .

Do tej pory nikt jeszcze nie wyznaczył takich prawdopodobieństw dla przejść pomiędzy różnymi stanami w mezonach K. Badania takie prowadzone są z aktywnym udziałem Polaków w Laboratorium Fizyki Jądrowej we Frascati [10, 11], gdzie mezon  $\phi$  wytwarzany jest wewnątrz detektora KLOE w zderzeniach pozytonów z elektronami (detektor ten został opisany w artykule [1]).

<sup>2</sup> Dla uproszczenia w tym rozumowaniu przyjęliśmy, że detektor jest idealny, czyli że wydajność rejestrowania cząstek i identyfikacji procesów wynosi 100%.



Rys. 10. Schemat SLAC: Centrum Liniowego Akceleratora Stanforda. Rysunek pochodzi ze strony internetowej: <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/Images/Images.html> Elektrony i pozytony przyspieszane są do wysokich energii w akceleratorze liniowym a następnie wprowadzane są do pierścieni, które przecinają się wewnątrz detektora BaBar (Particle Detector) gdzie dochodzi do reakcji elektronów z antyelektronami



Rys. 11. Widok detektora BaBar. W zderzeniach elektronów z pozytonami wewnątrz detektora powstają między innymi mezony o nazwie  $\Upsilon(4S)$ , które następnie rozpadają się na kwantowo splątane pary mezonów B. Detektor pozwala na rejestrowanie cząstek z rozpadów mezonów B. Obrazek pochodzi ze strony internetowej: <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/Images/Images.html>

Pomiary analogiczne do opisanych powyżej zostały wykonane w 2012 roku dla kwantowo splątanych par mezonów  $B$  [5]. Eksperyment został przeprowadzony w Centrum Liniowego Akceleratora Stanforda SLAC (ang. *Stanford Linear Accelerator Center* (rys. 10)) na Uniwersytecie Stanforda za pomocą detektora BaBar (rys. 11), w którym w wyniku zderzeń elektronu z pozytonem wytwarzany był mezon  $Y(4S)$ . Mezon ten rozpadał się na pary kwantowo splątanych mezonów  $B$ , które następnie rozpadały się na kolejne cząstki. W wyniku rozumowania analogicznego do przedstawionego powyżej dla mezonów  $K$  wykazano, że prawdopodobieństwa przejścia mezonów  $B^0 \rightarrow B_-$  znacząco różni się od prawdopodobieństwa symetrycznego względem odwrócenia czasu przejścia  $B \rightarrow \bar{B}^0$ . Różnice te zaobserwowano dla wszystkich kombinacji przejść między stanami o określonej *piękności* ( $B^0, \bar{B}^0$ ) a stanami o określonej wartości  $a_{CP}(B_+, B_-)$ , czyli zaobserwowano, że:

$$P(\bar{B}^0 \rightarrow B_-)(\Delta t) \neq P(B_- \rightarrow \bar{B}^0)(\Delta t),$$

$$P(\bar{B}^0 \rightarrow B_+)(\Delta t) \neq P(B_+ \rightarrow \bar{B}^0)(\Delta t),$$

$$P(B^0 \rightarrow B_-)(\Delta t) \neq P(B_- \rightarrow B^0)(\Delta t),$$

$$P(B^0 \rightarrow B_+)(\Delta t) \neq P(B_+ \rightarrow B^0)(\Delta t).$$

Jest to pierwszy eksperyment, w którym wykazano bezpośrednio, niezależnie od innych symetrii, że symetria odwrócenia w czasie jest łamana.

## Literatura

- [1] P. Moskal, *Foton* 126 (2014) 9
- [2] Eksperyment CPLEAR: A. Angelopoulos *et al.*, Phys. Lett. B 444 (1998) 43
- [3] M. Fidecaro, H.J. Gerber, Th. Ruf, arXiv:1312.3770
- [4] W ostatnich latach zwyczajem fizyków cząstek i fizyków jądrowych jest udostępnianie manuskryptów (wysyłanych do rozpatrzenia i publikacji) w archiwum internetowym HEP (High Energy Physics). Archiwum to pozwala na bardzo szybkie wyszukiwanie artykułów. Żeby zobaczyć na przykład, jakie artykuły opublikowała prof. Agnieszka Zalewska, obecna szefowa Rady Naukowej CERN, wystarczy wejść na stronę [www.inspirehep.net](http://www.inspirehep.net) i wpisać w wyszukiwarce: find author zalewska, a
- [5] Eksperyment BaBar: J.P. Lees *et al.*, Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 211801
- [6] J. Bernabeu *et al.*, JHEP08 (2012) 064
- [7] D. Perkins, *Wstęp do Fizyki Wysokich Energii*, PWN Warszawa 1989
- [8] R. Aaij *et al.*, New J. Phys. 15 (2013) 053021
- [9] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C38 (2014) 090001 (<http://pdg.lbl.gov>)
- [10] J. Bernabeu, A. Di Domenico, P. Villanueva-Perez, Nucl. Phys. B868 (2013) 102
- [11] A. Gajos, Frascati Physics Series 59 (2014) 26; <http://koza.if.uj.edu.pl/publications/>

Redakcja poleca wykład prof. K. Fiałkowskiego i prof. L. Görlich:  
[http://www2.if.uj.edu.pl/edukacja/Podstawy\\_FCE/Podstawy\\_fizyki\\_czastek\\_2011.pdf](http://www2.if.uj.edu.pl/edukacja/Podstawy_FCE/Podstawy_fizyki_czastek_2011.pdf)