



Instytut Fizyki Jądrowej
im. Henryka Niewodniczańskiego
w Krakowie

INP--1848/PH



PL0100155

Raport Nr 1848/PH

Fizyka ciężkich barionów przy pomocy LEP

Tadeusz Lesiak.



Adresy:

Siedziba główna:
ul. Radzikowskiego 152,
31-342 Kraków.
e-mail: dyrektor@bron.ifj.edu.pl

Zakład Wysokich Energii:
ul. Kawiorów 26 A,
30-055 Kraków.
e-mail: hepsec@chopin.ifj.edu.pl

3 2 / 0 2

**PLEASE BE AWARE THAT
ALL OF THE MISSING PAGES IN THIS DOCUMENT
WERE ORIGINALLY BLANK**

Raport Nr 1848/PH

**Fizyka ciężkich barionów
przy pomocy LEP**

Tadeusz Lesiak

**Instytut Fizyki Jądrowej
im. Henryka Niewodniczańskiego
Kraków, lipiec 2000 r.
rozprawa habilitacyjna**

WYDANO NAKŁADEM
INSTYTUTU FIZYKI JĄDROWEJ
IM. HENRYKA NIEWODNICZAŃSKIEGO
KRAKÓW, UL. RADZIKOWSKIEGO 152

Kopię kserograficzną wykonano w IFJ, Kraków. Nakład 30 egz.

Streszczenie

W rozprawie omówiono wyniki doświadczalnych badań ciężkich barionów otrzymane w ostatnim dziesięcioleciu na zderzacz LEP. Najważniejsze z nich dotyczą pomiarów czasów życia pięknych barionów. Przedstawiono także metody opisu teoretycznego ciężkich hadronów oraz aparaturę doświadczalną pracującą na LEP. Badania ciężkich barionów ukazano na szerszym tle innych pomiarów wykonanych przy pomocy LEP: testów przewidywań modelu standardowego oraz najnowszych wyników dotyczących pięknych mezonów.

Abstract

This report describes the experimental research about the heavy baryons which were obtained in the last decade at LEP. The most important among them concern the lifetimes of beauty baryons. The methods of theoretical description of heavy hadrons together with the LEP experimental apparatus are also discussed. Heavy baryon studies are shown in a broader perspective of other LEP results: the tests of the standard model and the latest measurements concerning the beauty mesons.

Zadano panu to wszystko? Boże, jak pan się męczy.
(Pani Eliza Wymęga-Zarawiejska)

Nie męczy mnie to. Lubię przyrodę. Przepadam za nią wprost.
(Pan Sułek)

'Kocham Pana Panie Sułku'

Jacek Janczarski

Wyd. Da Capo, Warszawa 2000 r.

Spis rzeczy

1	Wstęp	3
2	Aparatura doświadczalna	4
2.1	Zderzacz LEP	4
2.2	Eksperyment DELPHI	5
2.2.1	Pomiar torów cząstek naładowanych	7
2.2.2	Kalorymetryczny pomiar energii cząstek	9
2.2.3	Identyfikacja cząstek	9
2.2.4	Wybrane zagadnienia analizy off-line	12
3	Fizyczny program badań na zderzacz LEP	17
3.1	Najważniejsze wyniki etapu LEP1	17
3.2	Najważniejsze wyniki etapu LEP2	19
4	Opis teoretyczny ciężkich hadronów	21
4.1	Rozwinięcie iloczynu operatorów	22
4.2	Efektywne teorie pola	23
4.3	Symetrie ciężkich kwarków	23
4.4	Efektywna teoria ciężkich kwarków	24
4.4.1	Implikacje spektroskopowe	25
4.4.2	Pólleptonowe rozpady pięknych hadronów	27
4.5	Reguły sum chromodynamiki kwantowej	28
4.6	Chromodynamika kwantowa na sieciach	29
4.7	Modele kwarkowe	29
4.8	Czasy życia pięknych hadronów	30
5	Badania ciężkich barionów przy pomocy LEP	34
5.1	Spektroskopia ciężkich barionów	34
5.1.1	Pomiar masy Λ_b	35
5.1.2	Obserwacja Σ_b i Σ_b^*	36
5.2	Czasy życia ciężkich barionów	39
5.2.1	Czasy życia powabnych barionów	41
5.2.2	Czasy życia pięknych barionów	43
5.3	Częstość produkcji ciężkich barionów	57
5.4	Polaryzacja barionu Λ_b	62
5.5	Pomiar czynnika postaci Λ_b	64

6	Badania pięknych mezonów przy pomocy LEP	66
6.1	Spektroskopia pięknych mezonów	66
6.2	Czasy życia pięknych mezonów	68
6.3	Oscylacje neutralnych mezonów pięknych	69
6.4	Pomiary elementów $ V_{cb} $ i $ V_{ub} $ macierzy CKM	71
7	Podsumowanie	75
	Spis ilustracji	76
	Spis tabel	78
	Spis literatury	79

Rozdział 1

Wstęp

Celem tej rozprawy jest przedstawienie postępu w badaniach doświadczalnych ciężkich barionów¹, jaki dokonał się w ostatniej dekadzie dzięki pracom wykonanym przy pomocy zderzacza LEP. Zostaną w niej przedyskutowane obserwacje spektroskopowe pięknych i powabnych barionów, oraz pomiary ich czasów życia, częstości produkcji i polaryzacji. Autor rozprawy uczestniczył aktywnie w omawianych badaniach jako członek współpracy DELPHI – jednej z czterech działających na LEP. Dla przedstawienia możliwie pełnego stanu wiedzy z dziedziny ciężkich barionów, w rozprawie są także dyskutowane wyniki pozostałych eksperymentów pracujących na LEP, zwłaszcza ALEPH i OPAL, oraz najistotniejsze badania pochodzące z innych ośrodków. Omówiono także metody opisu teoretycznego pięknych i powabnych hadronów, porównując przewidywania teoretyczne z wynikami doświadczalnymi.

Zamysłem autora było spisanie rezultatów badań z dziedziny ciężkich barionów w formie podobnej do artykułu przeglądowego, który mógłby przybliżyć je innym fizykom cząstek elementarnych w Polsce. Jednocześnie starano się podać interpretację teoretyczną wyników doświadczalnych, oraz umieścić badania poświęcone ciężkim barionom w szerszej perspektywie innych wyników fizycznych, uzyskanych przy pomocy LEP.

Rozprawę otwiera rozdział 2, omawiający aparaturę doświadczalną. Na jego początku podano bardzo zwięzłą charakterystykę zderzacza LEP, a następnie przedstawiono opis detektora DELPHI, wybranego ze względu na udział autora w tej współpracy. Omówiono te części aparatury, które są istotne dla opisywanych badań, oraz przedstawiono wybrane zagadnienia analizy danych. W następnym rozdziale wymieniono najważniejsze wyniki badań wykonanych na LEP w dziedzinie testowania przewidywań modelu standardowego. Rozdział 4 poświęcono przedstawieniu metod opisu teoretycznego pięknych i powabnych hadronów. W najważniejszym dla tej rozprawy – rozdziale piątym – opisano dokładniej badania doświadczalne ciężkich barionów, wykonane przy pomocy LEP, wymieniając każdorazowo wkład autora w omawiane prace. dopełnieniem tej części jest rozdział 6, poświęcony pokrewnej tematyce pięknych mezonów.

¹wspólnym mianem 'ciężkie' będą w tej rozprawie określane powabne i piękne hadrony. Te pierwsze zawierają przynajmniej jeden kwark c , drugie kwark b . Poniżej przyjęto konwencję wymieniania jedynie cząstki(kwarku) zakładając, że jej(jego) symbol dotyczy także antycząstki(antykwaraku).

Rozdział 2

Aparatura doświadczalna

W rozdziale tym zostanie przedstawiony krótki opis zderzacza LEP oraz jednego z czterech detektorów na nim pracujących. Do omówienia wybrano aparaturę DELPHI, ze względu na członkostwo autora w tej właśnie współpracy. W końcowej części rozdziału zostaną także przedstawione te wybrane elementy analizy *off-line*, które są bezpośrednio związane z dyskutowanymi poniżej badaniami z dziedziny ciężkich barionów.

2.1 Zderzacz LEP

Zderzacz LEP [1] (ang. *Large Electron Positron*) należy do Europejskiego Ośrodka Fizyki Cząstek CERN [2] (skrót od pierwotnej nazwy francuskiej *Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire*). Jego pierścień, służący do przyspieszania i utrzymywania wiązek elektronów i pozytronów, ma obwód o długości 26.7 km. Tunel zderzacza jest umieszczony na głębokości ok. 100 m pod poziomem gruntu, częściowo na terenie Francji (Pays de Gex) i Szwajcarii (canton Genève). Stanowi on sekwencję ośmiu odcinków prostych i łuków. Te ostatnie zawierają system prowadzenia wiązki, składający się z magnesów dipolowych, służących do jej zakrzywiania, kwadrupolowych i sekstupolowych, działających ogniskująco, oraz magnesów korekcyjnych. W odcinkach prostych są ustawione wnęki rezonansowe, służące do przyspieszania wiązek e^+ i e^- oraz cztery detektory ALEPH [3], DELPHI ([4],[5]), L3 [6] i OPAL [7], zajmujące punkty przecięcia wiązek, rozmieszczone symetrycznie na pierścieniu LEP.

Zderzacz LEP rozpoczął pracę w roku 1989 i aż do jesieni 1995 roku działał w zakresie energii zderzeń w pobliżu masy bozonu pośredniczącego Z^0 tj. około $91.2 \text{ GeV}/c^2$ (tzw. LEP1), zyskując nawet żargonową nazwę 'fabryki Z^0 '. W latach 1989-91, 1993 i 1995 dane zbierano nie tylko przy energii odpowiadającej maksymalnemu przekroju czynnemu na produkcję bozonu Z^0 , ale także przy kilku innych wartościach energii z zakresu pomiędzy 88 i $95 \text{ GeV}/c^2$ (ang. 'scan') dla pomiaru kształtu linii rezonansowej Z^0 . Typowo okres zbierania danych rozpoczynał się w maju a kończył w listopadzie. Dokładne dane dotyczące liczby rozpadów hadronowych Z^0 , zarejestrowanych przez współpracę DELPHI są zawarte w Tabeli 2.1 (pozostałe trzy eksperymenty zebrały próbki o podobnej liczebności). Całkowita świetlność LEP1, sumowana po okresie zbierania danych, przypadającym na lata 1989-1995, wyniosła ok. 270 pb^{-1} .

Od października 1995 rozpoczął się tzw. etap LEP2, polegający na badaniu zderzeń

Tablica 2.1: Liczby przypadków rozpadów hadronowych bozonu Z^0 (tysiące sztuk) zarejestrowane przez eksperyment DELPHI w poszczególnych latach pracy LEP1. Ostatnia kolumna podaje całkowitą statystykę przypadków hadronowych DELPHI.

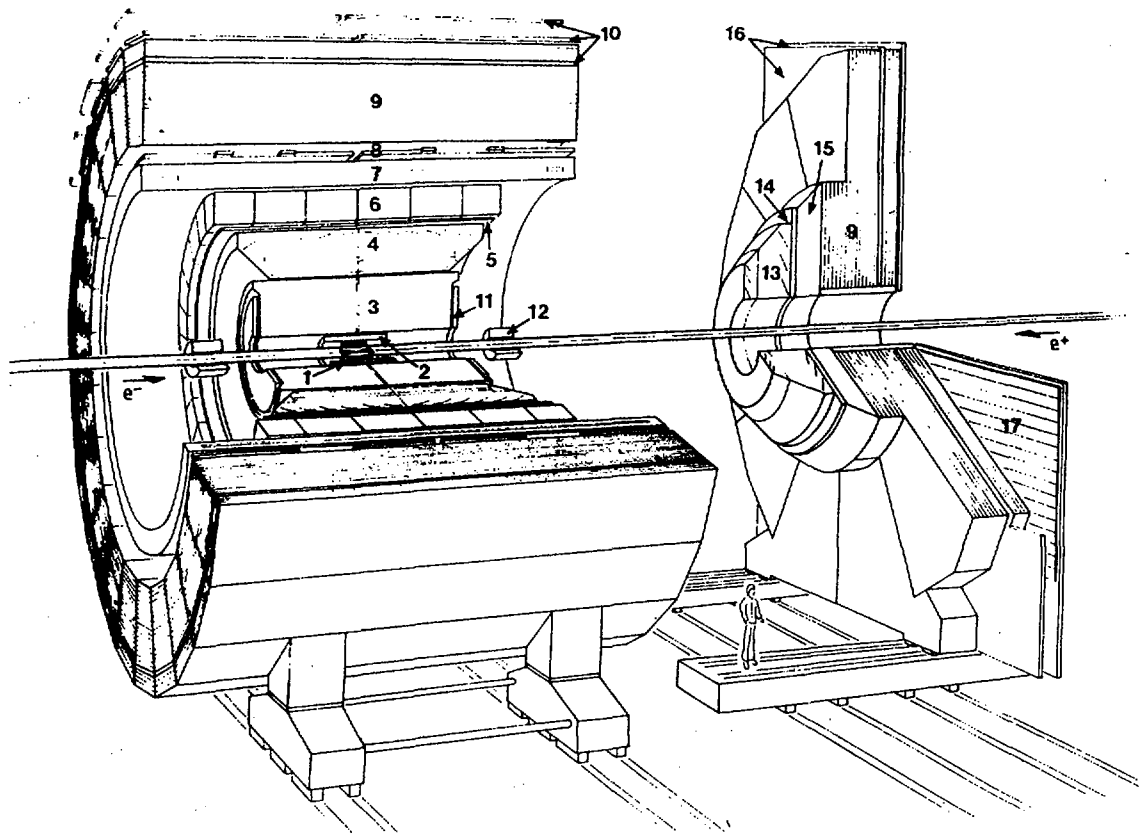
Rok	1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995	suma
poza maksimum Z^0	4	30	52	–	243	–	236	565
całkowita	13	125	275	751	755	1484	750	4153

e^+e^- w zakresie energii powyżej masy bozonu Z^0 . Energia ta była odtąd systematycznie podnoszona, przyjmując kolejno wartości 130, 136, 161, 172, 183, 189, 192, 196, 200, 202 i ok. 205 GeV/ c^2 , dzięki sukcesywnej instalacji kolejnych nadprzewodzących wnęk rezonansowych.

2.2 Eksperyment DELPHI

DELPHI (skrót od ang. *DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) ([4],[5]) jest jednym z czterech wielkich detektorów, pracujących od 1989 roku na zderzaczu LEP. Urządzenia te często określa się mianem detektorów uniwersalnych. Oznacza to, że taka aparatura powinna dostarczać informacji o wszystkich rodzajach procesów fizycznych, zachodzących w wyniku początkowego zderzenia, a nie ograniczać się do badania tylko jednej lub kilku klas zjawisk. Detektor uniwersalny powinien obejmować niemal pełny kąt bryłowy (z pominięciem obszaru służącego doprowadzeniu wiązek) oraz rejestrować cząstki naładowane (wraz z pomiarem ich pędu z zakrzywienia toru w polu magnetycznym) i neutralne. Powinien on również identyfikować w szerokim zakresie pędu możliwie wszystkie rodzaje cząstek, oraz dostarczać informacji o świetlności zderzacza. Jednym z głównych celów dalszego opisu aparatury DELPHI będzie przedstawienie, w jaki sposób założenia te zostały zrealizowane w praktyce. Konsekwencją przedstawionych powyżej wymagań jest m.in. podział aparatury DELPHI na kilkanaście współpracujących ze sobą detektorów, z których każda spełnia jedynie część wymagań stawianych detektorowi uniwersalnemu.

Schemat aparatury DELPHI wraz z nazwami i rozmieszczeniem jej najważniejszych części jest przedstawiony na Rys. 2.1. Detektor ten ma kształt walca o średnicy i wysokości około 10 m i waży ok. 3500 ton. Składa się z części centralnej tzw. beczki (ang. *barrel*) oraz z dwóch tzw. korków (ang. *endcaps*). Rys. 2.1 przedstawia tylko część jednego z nich. Korki mogą być odsuwane od części centralnej, umożliwiając tym samym do niej dostęp. Rura wiązek zderzacza LEP wykonana z berylu i posiadająca średnicę 5.2 cm przebiega przez oś symetrii beczki prostopadle do korków. Układ współrzędnych detektora zdefiniowano w ten sposób, że oś z jest skierowana w kierunku wiązki elektronowej, oś x wskazuje kierunek do centrum LEP, a oś y jest skierowana pionowo ku górze. Detektory śladowe: VD, ID, TPC, OD, FCA i FCB są umieszczone w polu magnetycznym o natężeniu 1.2 T skierowanym równoległe do osi z , a wytwarzanym przez ogromny nadprzewodzący solenoid (średnica wewnętrzna 5.2 m, długość 7.4 m).



Rysunek 2.1: Schemat aparatury DELPHI; 1) detektor wierzchołka (VD), 2) detektor wewnętrzny (ID), 3) komora projekcji czasowej (TPC), 4) centralny detektor do rejestracji promieniowania Czerenkowa (BRICH), 5) detektor zewnętrzny (OD), 6) centralny kalorymetr elektromagnetyczny (HPC), 7) solenoid nadprzewodzący, 8) liczniki do pomiaru czasu przelotu (TOF), 9) kalorymetr hadronowy (HCAL), 10) centralne komory mionowe (MUB), 11) komory przednie A (FCA), 12) detektor do pomiaru świetlności zderzacza (SAT/STIC) (drugie urządzenie tego typu VSAT wypada poza rysunkiem), 13) przednie detektory do rejestracji promieniowania Czerenkowa (FRICH), 14) komory przednie B (FCB), 15) przedni kalorymetr elektromagnetyczny (FEMC), 16) przednie i otaczające komory mionowe (MUF, SMU), 17) przedni hodoskop scyntylacyjny.

Dażeniem każdej z czterech współprac było, oprócz spełnienia wymagań 'uniwersalności', zapewnienie dla swojej aparatury unikalnych cech, które mogłyby ją wyróżniać spośród innych detektorów. W przypadku DELPHI szczególny nacisk położono na, niezwykle istotną dla badań ciężkich kwarków b i c , identyfikację hadronów. Jest ona w tym urządzeniu realizowana w detektorach rejestrujących promieniowanie Czerenkowa (BRICH i FRICH) oraz w komorze projekcji czasowej (TPC).

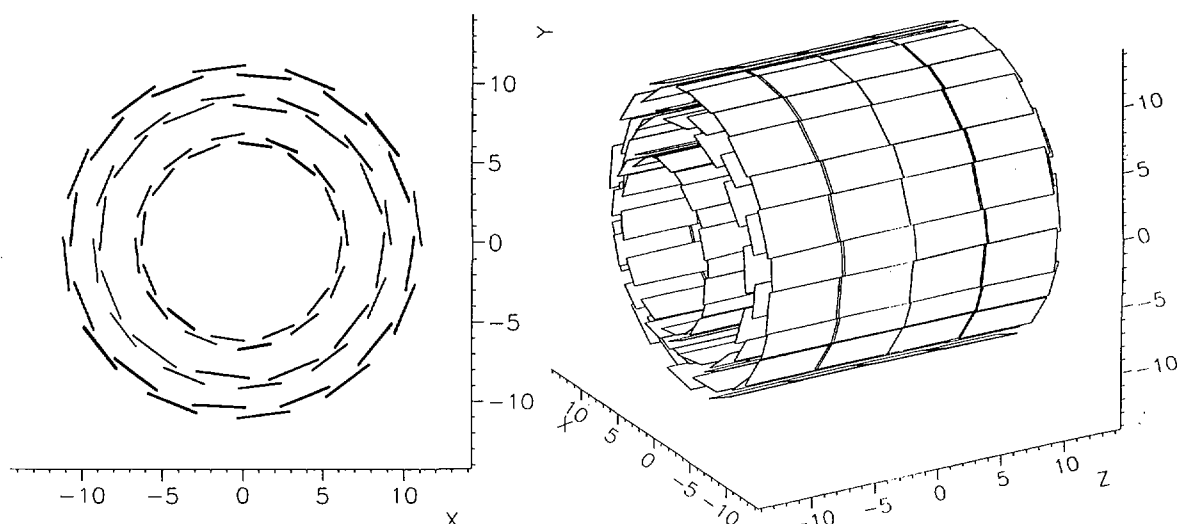
W skład współpracy DELPHI wchodzi ok. 550 fizyków, inżynierów i techników z 56 ośrodków naukowych w 20 krajach Europy oraz w Stanach Zjednoczonych i Brazylii.

Fizycy polscy z Warszawy (Uniwersytet Warszawski, Instytut Problemów Jądrowych) oraz Krakowa (Instytut Fizyki Jądrowej oraz Akademia Górniczo-Hutnicza) uczestniczyli w budowie detektorów VD, ID, BRICH, FRICH i HPC, a także biorą udział w ich obsłudze oraz analizie danych doświadczalnych.

Do badania własności hadronów zawierających kwarki piękne i powabne wystarczy informacja dostarczana przez część centralną aparatury DELPHI. Najistotniejszą rolę odgrywają przy tym detektory śladowe, kalorymetry (zwłaszcza elektromagnetyczny) oraz aparatura umożliwiająca identyfikację hadronów. Przedstawiony poniżej opis aparatury ograniczy się jedynie do tych jej części, które są istotne dla badań opisanych w rozprawie.

2.2.1 Pomiar torów cząstek naładowanych

Rekonstrukcja torów cząstek naładowanych wraz z pomiarem ich pędu jest dokonywana w części centralnej DELPHI w oparciu o informację pochodzącą z detektorów śladowych: detektora wierzchołka (VD), detektora wewnętrznego (ID), komory projekcji czasowej (TPC) oraz detektora zewnętrznego (OD).



Rysunek 2.2: Schemat detektora wierzchołka DELPHI. Lewy rysunek ukazuje jego przekrój w płaszczyźnie prostopadłej do wiązki. Rysunek prawy prezentuje jego widok trójwymiarowy. Wszystkie wymiary na osiach liczbowych są podane w cm.

Detektor wierzchołka (VD) stanowi zasadnicze narzędzie do badania pięknych i powabnych hadronów (ich czasy życia są rzędu $10^{-12} - 10^{-13}$ s). Dostarcza on bowiem dokładnej informacji o położeniach wierzchołków pierwotnego i wtórnego jak również o tzw. parametrach zderzenia torów. Urządzenie to składa się z trzech warstw krzemowych detektorów paskowych. Otaczają one radialnie punkt zderzenia e^+e^- na promieniach 6.3, 9.0 i 10.9 cm (Rys. 2.2). W skład każdej warstwy wchodzi 24 sektory, zwane też modułami, pokrywające pełny kąt azymutalny. Pojedynczy moduł zawiera po cztery krzemowe detektory paskowe umieszczone równoległe do rury wiązek. Warstwy: najbardziej wewnętrzna i najbardziej zewnętrzna są wyposażone w dwustronne detektory paskowe (paski obu stron są do siebie prostopadłe). Pozwala to

na pomiar nie tylko współrzędnej $R\phi$ ale także z . Dla tej pierwszej współrzędnej dokładność pomiaru punktu przejścia cząstki naładowanej przez pojedynczą warstwę detektora wynosi $7.6 \mu m$, a dla z , dla warstwy najbardziej zewnętrznej, osiąga wartość między $9 \mu m$ (dla torów prostopadłych do modułów) a $32 \mu m$. W zakresie kąta polarnego $44^\circ < \theta < 136^\circ$ tor cząstki naładowanej przebiega przez wszystkie trzy warstwy VD. Powyższy opis dotyczy wersji tego urządzenia, aktywnej w latach 1994-95. W okresie tym zebrano ok. 60 % danych doświadczalnych, z których wyniki są dyskutowane poniżej.

Detektor wewnętrzny (ID) składa się z dwóch koncentrycznych części. Jego obszar aktywny pokrywa zakres kąta polarnego θ pomiędzy 15° a 165° . Bardziej wewnętrzną część detektora stanowi komora dryfowa, pozwalająca na pomiar współrzędnej $R\phi$ toru cząstki naładowanej w 24 punktach na odległościach od osi wiązek pomiędzy 12 i 23 cm. Dokładność pomiaru dla pojedynczego punktu toru wynosi $85 \mu m$. Część zewnętrzna, rozciągająca się między 23 i 28 cm od osi wiązek zawierała pięć warstw wielodrutowych komór proporcjonalnych. W roku 1995 ta część urządzenia została wymieniona na pięć warstw detektorów słomkowych. Każda warstwa składa się ze 192 słomek (drutów w starszej wersji). Zdolność rozdzielcza dla współrzędnej $R\phi$ pojedynczego punktu toru wynosi 2.4 mm, dla konfiguracji z użyciem detektorów słomkowych.

Komora projekcji czasowej (TPC) jest głównym detektorem służącym do rekonstrukcji torów cząstek naładowanych. Pozwala ona również na ich identyfikację (szczególnie w zakresie pędu do ok. 2 GeV/c) poprzez pomiar strat jonizacyjnych dE/dx . TPC jest cylindryczną komorą dryfową o długości 268 cm oraz o promieniu wewnętrznym 35 cm i zewnętrznym 111 cm. Cząstki naładowane przy przejściu przez komorę powodują jonizację wypełniającego ją gazu (mieszanka 80 % argonu i 20 % metanu pod ciśnieniem atmosferycznym). Elektrony powstałe w wyniku jonizacji dryfują wzdłuż osi wiązek do zewnętrznych pokryw TPC pod wpływem panującego w tym urządzeniu pola elektrycznego. Pokrywy detektora wyposażone są w wielodrutowe komory proporcjonalne, zawierające 16 koncentrycznych pasków katodowych i 192 druty anodowe. Te pierwsze mierzą współrzędne przestrzenne do 16 punktów toru cząstki naładowanej w zakresie kąta polarnego $39^\circ < \theta < 141^\circ$. Dla kątów z zakresu $20^\circ < \theta < 160^\circ$ tor cząstki przecina przynajmniej trzy warstwy pasków katodowych. Sygnały z drutów anodowych umożliwiają pomiar strat jonizacyjnych cząstki w maksymalnie 192 punktach, co pozwala na ich identyfikację. Dokładność pomiaru pojedynczego punktu wynosi $250 \mu m$ dla współrzędnej $R\phi$ i $880 \mu m$ dla z .

Detektor zewnętrzny (OD) składa się z pięciu warstw komór dryfowych, mierzących współrzędną $R\phi$ pojedynczego punktu z dokładnością ok. $110 \mu m$. Trzy spośród warstw umożliwiają dodatkowo określenie z z dokładnością ok. 4.4 cm współrzędnej z . Detektor ten jest podzielony na 24 moduły i umieszczony w odległości od osi wiązek pomiędzy 197 i 206 cm. Tym samym OD dostarcza niezwykle wartościowej informacji o punktach torów cząstek, które są odległe od miejsca zderzenia e^+e^- , ułatwiając pomiar krzywizny ich trajektorii (a zatem i pędu) szczególnie dla cząstek szybkich. Jego obszar aktywny obejmuje kąty polarne pomiędzy 42 i 138° .

Miarę dokładności z jaką omówiony powyżej zespół detektorów śladowych dokonuje rekonstrukcji torów cząstek naładowanych w części centralnej DELPHI, stanowi szerokość rozkładu odwrotności pędu mionów z przypadków $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Dla ich torów obserwowanych we wszystkich czterech detektorach (VD, ID, TPC i OD) uzyskano

dokładność [5]: $\sigma(1/p) = 0.57 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$.

2.2.2 Kalorymetryczny pomiar energii cząstek

Kalorymetryczny pomiar energii cząstek odgrywa jedynie pomocniczą rolę w badaniach opisanych w tej rozprawie. Depozytów energii cząstek neutralnych, znajdujących w kalorymetrach: elektromagnetycznym (HPC) oraz hadronowym (HCAL), używano w badaniach półleptonowych rozpadów pięknych barionów do znajdowania brakującej energii przypadków (wynikającej z obecności nieobserwowalnego bezpośrednio neutrina). Dla prezentowanych badań, bardziej istotna była, dostarczana przez kalorymetr HPC informacja umożliwiająca identyfikację elektronów. Ta ostatnia zostanie omówiona w następnym podrozdziale.

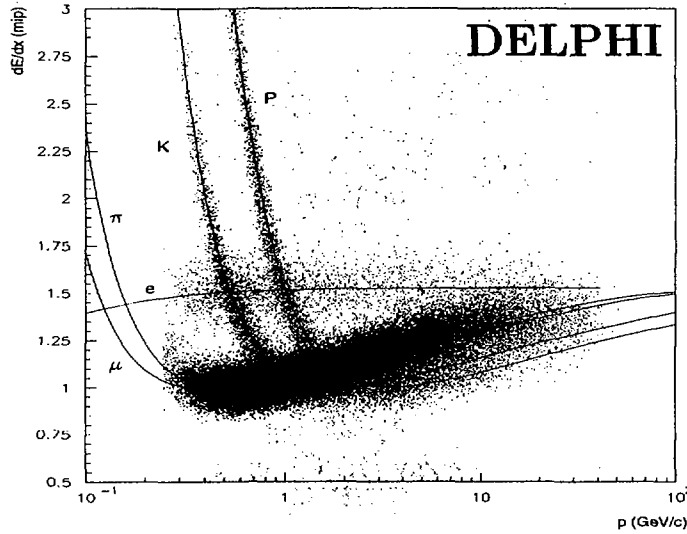
Centralny kalorymetr elektromagnetyczny (HPC) umożliwia trójwymiarową rekonstrukcję kaskady elektromagnetycznej w zakresie kąta polarnego $42^\circ < \theta < 138^\circ$. Urządzenie to składa się ze 144 modułów, rozmieszczonych wokół osi wiązek w sześciu warstwach, rozciągających się na promieniach pomiędzy 208 i 260 cm. Każdy z modułów stanowi niewielką komorę projekcji czasowej i jest zbudowany z 40 warstw konwertera ołowianego o łącznej grubości pomiędzy 18 i 22 dróg radiacyjnych, zanurzonych w mieszance gazowej (Ar/CH_4 80/20 %). Energetyczna zdolność rozdzielcza HPC może być sparametryzowana jako: $\sigma(E)/E = 0.043 \oplus (0.32/\sqrt{E[\text{GeV}]})^1$.

Kalorymetr hadronowy (HCAL) jest umieszczony wewnątrz jarzma magnesu. Jest on zbudowany z 20 warstw komór iskrowych (grubość warstwy 2 cm), poprzedzielanych płytami żelaznymi o grubości 5 cm. Energetyczna zdolność rozdzielcza dla części centralnej wynosi $\sigma(E)/E = 0.21 \oplus (1.12/\sqrt{E[\text{GeV}]})$, przy czym człon niezależny od energii pochodzi od materiału aparatury DELPHI, znajdującego się na drodze cząstek przed HCAL.

2.2.3 Identyfikacja cząstek

Identyfikacja naładowanych hadronów odbywa się głównie w detektorach do rejestracji promieniowania Czerenkowa: centralnym (BRICH) i przednim (FRICH). Dla stosunkowo powolnych cząstek naładowanych (o pędzie poniżej 2 GeV/c), ich identyfikacja jest także możliwa w TPC poprzez pomiar strat energii na jonizację (Rys. 2.3). W detektorach ALEPH i OPAL jest to jedyna metoda identyfikacji cząstek. W przypadku DELPHI zdecydowano się na zastosowanie do tego celu detektorów rejestrujących promieniowanie Czerenkowa, redukując jednocześnie rozmiary komory TPC oraz kalorymetru elektromagnetycznego HPC, aby umożliwić wstawienie do aparatury liczników RICH. Dzięki temu aparatura DELPHI oferuje najlepsze możliwości identyfikacji hadronów spośród detektorów pracujących na LEP. Jednocześnie zmniejszenie rozmiarów komory TPC wpłynęło niekorzystnie na wydajność rekonstrukcji rozpadów $\Lambda^0 \rightarrow p\pi$, o czym będzie mowa poniżej. Wstawienie do aparatury detektorów RICH pogorszyło także zdolność rozdzielczą kalorymetrów elektromagnetycznych ze względu na obecność dodatkowego materiału (w sumie 0.7 drogi radiacyjnej), umieszczonego przed ich obszarem aktywnym.

¹symbol \oplus oznacza pierwiastek z sumy kwadratów składników tj. $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$.



Rysunek 2.3: Straty energii na jonizację dE/dx w funkcji pędu cząstki. Linie ciągłe pokazują przewidywania teoretyczne dla elektronów, mionów, pionów, kaonów i protonów.

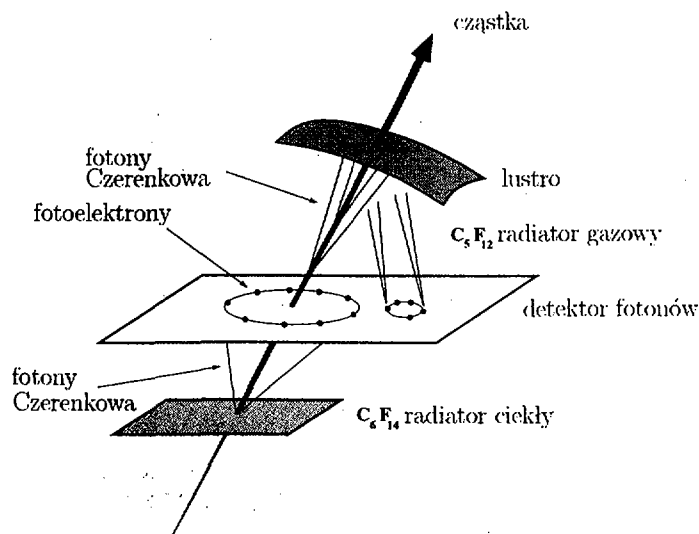
Zjawisko Czerenkowa polega na emisji fotonów przez cząstkę naładowaną poruszającą się w przezroczystym ośrodku dielektrycznym z prędkością v , większą od fazowej prędkości światła w tym dielektryku (równej c/n , gdzie n oznacza współczynnik załamania ośrodka). Promieniowanie to jest emitowane pod ściśle określonym kątem w stosunku do kierunku lotu cząstki, zwanym kątem Czerenkowa θ_C , wyrażającym się wzorem:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n} = \frac{\sqrt{1 + m^2/p^2}}{n}, \quad (2.1)$$

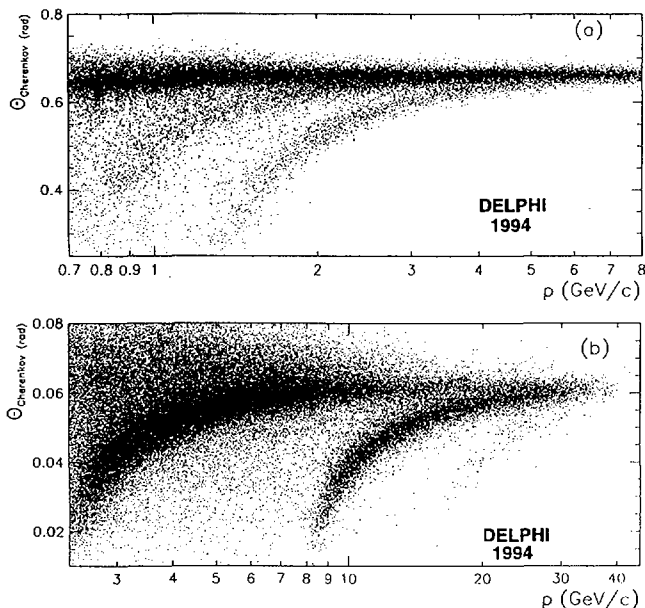
gdzie m i p oznaczają odpowiednio masę i pęd cząstki a $\beta = v/c$. Tym samym prędkość cząstki może być określona poprzez pomiar kąta Czerenkowa. Przy dodatkowej znajomości pędu hadronu (z rekonstrukcji toru w komorach śladowych) można określić masę cząstki tzn. zidentyfikować ją.

Zasada działania detektorów do rejestracji promieniowania Czerenkowa jest zilustrowana na Rys. 2.4. Cząstki naładowane przechodzą przez radiatory ciekły i gazowy, pomiędzy którymi znajduje się detektor fotonów. Radiator ciekły umożliwia identyfikację cząstek w zakresie ich pędów pomiędzy 0.7 i 8 GeV/c. Dla jego gazowego odpowiednika zakres ten wynosi od 2.5 do 25 GeV/c. Fotony wytworzone w radiatorze ciekłym są bezpośrednio konwertowane w detektorze fotonów do elektronów tworząc charakterystyczny pierścień wokół toru cząstki. Natomiast promieniowanie z radiatora gazowego trafia do detektora fotonów po odbiciu od specjalnych parabolicznych lusterek. Tworzy ono pierścień, który jest przesunięty w stosunku do trajektorii cząstki. Jego średnica jest znacznie mniejsza w porównaniu z sygnałem z radiatora ciekłego.

Detektor centralny BRICH stanowi cylinder o długości 350 cm oraz o promieniach wewnętrznym i zewnętrznym równych odpowiednio 123 i 197 cm. Jego obszar aktywny pokrywa zakres kąta polarnego pomiędzy 40 i 140°. Dla próbki mionów z rozpadu $Z^0 \rightarrow$



Rysunek 2.4: Zasada działania detektorów Czerenkowa (na przykładzie BRICH wchodzącego w skład aparatury DELPHI).



Rysunek 2.5: Średni kąt Czerenkowa torów cząstek naładowanych w funkcji pędu w detektorze BRICH dla radiatora ciekłego (a) i gazowego (b). Trzy pasma na obu rysunkach odpowiadają od lewej pionom, kaonom i protonom.

$\mu^+ \mu^-$ zmierzona liczba fotoelektronów przypadających na tor wynosiła 14(8) odpowiednio dla radiatorów ciekłego(gazowego) a kąt Czerenkowa odpowiednio 666(62.3) mrad. Rys. 2.5 pokazuje zależność średniego kąta Czerenkowa od pędu cząstki w detektorze BRICH. Trzy wyraźne pasma odpowiadające pionom, kaonom i protonom świadczą o możliwości rozróżnienia tych cząstek.

Połączenie informacji dostarczanej przez liczniki RICH oraz przez TPC umożliwia wydajną identyfikację hadronów w niemal całym zakresie pędów cząstek naładowanych

obserwowanych w LEP1. Używając standardowych kryteriów [4] oraz średniując po całym zakresie pędowym powyżej 0.7 GeV/c, wydajność identyfikacji kaonu wynosi 70 % przy zanieczyszczeniu ich próbki wynoszącym ok. 30 %. Dla protonu wydajność również jest na poziomie 70 % przy nieco wyższym zanieczyszczeniu (ok. 50 %).

Identyfikacja mionów odbywa się poprzez skorelowanie informacji z komór mionowych z torami rekonstruowanymi w detektorach śladowych przy dodatkowym żądaniu braku sygnału w kalorymetrze hadronowym. Detektory mionowe (MUB), znajdujące się w części centralnej, składają się z trzech warstw komór dryfowych, z których najbardziej wewnętrzna jest zanurzona w kalorymetrze hadronowym HCAL. Dwie pozostałe warstwy są umieszczone na zewnątrz HCAL. Wydajność identyfikacji dla mionów o pędach powyżej 3 GeV/c wynosi 94.8 %. Prawdopodobieństwo zaklasyfikowania pionu jako mionu osiąga wówczas wartość 1.5 % [4].

Identyfikacja elektronów w części centralnej DELPHI odbywa się poprzez komplementarne pomiary dE/dx w TPC oraz depozytu energii w HPC (bardzo użyteczny jest tu stosunek energii elektronu do jego pędu mierzonego przez detektory śladowe). Wydajność identyfikacji dla pędów powyżej 3 GeV/c wynosi 80 %, a prawdopodobieństwo zaklasyfikowania pionu jako elektronu – 1.6 %.

2.2.4 Wybrane zagadnienia analizy off-line

Program rekonstrukcji DELANA [8] przetwarza surowe dane (ang. *raw data*) dla przypadków zaakceptowanych przez system wyzwalania, zamieniając sygnały z poszczególnych detektorów na tory cząstek naładowanych oraz energie i współrzędne cząstek neutralnych. Zrekonstruowane dane są zapisywane w formacie ZEBRA [9] jako tzw. DST (ang. *Data Summary Tape*). Typowo jeden przypadek hadronowego rozpadu Z^0 zajmuje objętość ok. 80 kb. Dalsze przetworzenie informacji z detektorów na parametry fizyczne opisujące cząstki naładowane i neutralne prowadzi do redukcji objętości pojedynczego przypadku o czynnik trzy. Dane w tym formacie zostały użyte w analizach fizycznych prezentowanych w tej rozprawie.

Program symulacji DELSIM składa się z trzech faz. Na wstępie wykonywana jest generacja elementarnych procesów fizycznych wraz z produkcją i rozpadami cząstek. Do generacji przypadków hadronowych używany jest program JETSET [10]. W fazie drugiej odbywa się symulacja wtórnych oddziaływań w detektorze, jak również kaskad i strat jonizacyjnych cząstek (jak np. efekt fotoelektryczny, rozpraszanie Comptona, oddziaływania jądrowe). Wymaga to jak najdokładniejszej informacji o rozkładzie materiału w detektorze. Ostatnia faza obejmuje symulację odpowiedzi poszczególnych części aparatury na przejście cząstek wytworzonych w poprzednich dwóch stadiach. W efekcie, otrzymuje się surowe dane dla próbki symulacyjnej, które są następnie poddawane analogicznej obróbce jak 'prawdziwe' dane doświadczalne.

Wierzchołek pierwotny jest określany dla pojedynczego przypadku hadronowego jako punkt w przestrzeni, w którym nastąpiło zderzenie elektronu z pozytronem. Jego położenie jest rekonstruowane o oparciu o tory cząstek naładowanych. Współrzędne wierzchołka pierwotnego powinny mieścić się w obrębie tzw. plamy wiązki (ang. *beam spot*) definiowanej jako przestrzenny obszar przecinania się wiązek. Typowe rozmiary plamy wiązki wynoszą: $\sigma_x^B = 150 \mu m$, $\sigma_y^B = 10 \mu m$ i $\sigma_z^B = 0.7 \text{ cm}$. Położenie wierzchołka pierwotnego jest określone przez minimalizację funkcji χ^2 parametryzowanej

jako:

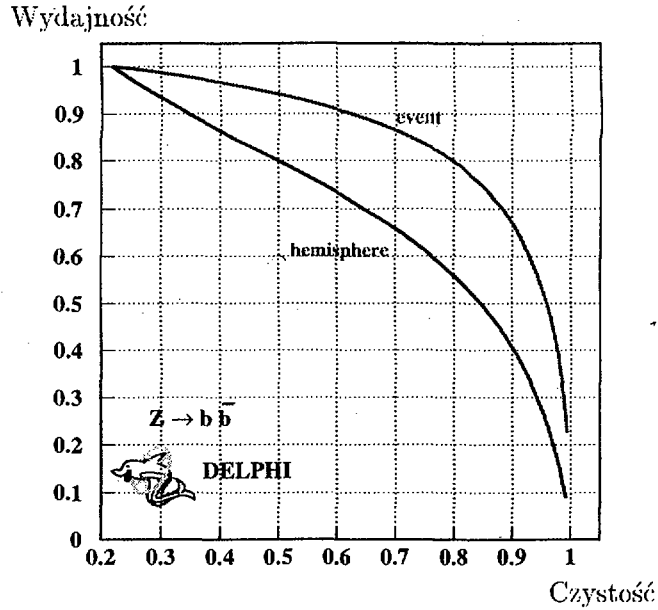
$$\chi^2(\vec{V}) = \sum_a \frac{d_a^2}{\sigma_a^2} + \sum_{i=x,y,z} \frac{(B_i - V_i)^2}{(\sigma_i^B)^2}, \quad (2.2)$$

gdzie indeks a numeruje tory cząstek naładowanych, d_a jest odległością toru a od fitowanego wierzchołka, zaś σ_a – błędem tej odległości. Wektor \vec{V} zawiera współrzędne wierzchołka pierwotnego, a \vec{B} współrzędne centrum plamy wiązki. W ficie wierzchołka pierwotnego biorą udział jedynie te tory, do których przypisano przynajmniej dwa sygnały z detektora wierzchołka. Procedura fitowania przebiega iteracyjnie, wykluczając przy kolejnej iteracji tor o największej wartości różnicy: $\chi^2(N) - \chi^2(N - 1)$ jeśli jest ona większa od odpowiednio dobranego parametru Δ_{max} (N oznacza liczbę torów biorących udział w aktualnej iteracji fitu). Dokładność rekonstrukcji wierzchołka pierwotnego wynosi dla współrzędnych x i z ok. $35 \mu m$ dla przypadków z produkcją pary kwarków pięknych, i ok. $22 \mu m$ dla pozostałych kwarków. Dokładność dla współrzędnej y jest określona przez rozmiar plamy wiązki. Dla danych sprzed roku 1994 detektor VD nie mierzył współrzędnej z . W rezultacie, dokładność wyznaczenia wierzchołka pierwotnego była o ok. 50 % gorsza.

Parametr zderzenia toru jest definiowany jako odległość największego zbliżenia toru cząstki do zrekonstruowanego wierzchołka pierwotnego. Jest on określany osobno w płaszczyznach $R\phi$ i Rz . Znak tej wielkości jest określany względem kierunku strumienia hadronów (ang. *jet*), do którego należy dany tor. Parametr zderzenia jest dodatni, jeśli wektor łączący wierzchołek pierwotny z punktem toru najbliższym temu wierzchołkowi tworzy z kierunkiem strumienia hadronów kąt mniejszy niż 90° . Dokładność określenia parametru zderzenia jest tym większa, im mniejszy jest błąd ekstrapolacji toru do punktu pierwotnego oddziaływania. Minimalizację tego ostatniego zapewnia zastosowanie detektora wierzchołka, który umożliwia bardzo dokładny pomiar położenia toru cząstki w małej odległości od punktu zderzenia wiązek.

Znakowanie kwarków b (ang. *b tagging*) [11] oznacza wyodrębnienie przypadków, w których są produkowane kwarki piękne od pozostałych zdarzeń hadronowych. Wykorzystuje się tutaj dwie charakterystyczne cechy pięknych hadronów: ich znaczną masę (rzędu $5.5 \text{ GeV}/c$) oraz stosunkowo długi czas życia (ok. 1.5 ps , co w warunkach eksperymentalnych LEP oznacza, że ich rozpady zachodzą na odległości rzędu 3 mm od plamy wiązki). Dzięki temu, produkty rozpadów pięknych hadronów wyróżniają się stosunkowo dużymi i dodatnimi wartościami parametru zderzenia. Dla każdego toru, do którego przypisane są przynajmniej dwa sygnały z detektora wierzchołka, jest definiowana pewna funkcja $P(S_0)$. Ma ona sens prawdopodobieństwa zdarzenia polegającego na tym, że dla cząstki pochodzącej z punktu zderzenia e^+e^- wartość bezwzględna znaczącości S jej parametru zderzenia jest większa lub równa niż S_0 (znaczącość jest definiowana jako stosunek parametru zderzenia cząstki do błędu tej ostatniej wielkości). Dla grupy N torów o określonych wartościach znaczącości S_1, S_2, \dots, S_N prawdopodobieństwo P_N tego, że wszystkie one pochodzą z punktu pierwotnej interakcji wyraża się wówczas wzorem:

$$P_N = \Pi \sum_{j=0}^{N-1} (-\ln \Pi)^j / j!, \quad \text{gdzie} \quad \Pi = \prod_{j=1}^N P(S_j). \quad (2.3)$$



Rysunek 2.6: Wydajność oznaczania przypadków i półkul zawierających kwarki piękne w funkcji czystości otrzymanej próbki dla różnych wartości cięcia na prawdopodobieństwie P_E (P_H).

Z takiej definicji wynika, że dla grupy torów, pochodzących z punktu zderzenia e^+e^- , rozkład P_N powinien być płaski, podczas gdy przy udziale torów pochodzących z rozpadu kwarku pięknego, rozkład ten charakteryzuje wąskie maksimum przy zerze. Najczęściej określa się prawdopodobieństwo P_N dla całego przypadku hadronowego (oznaczane wówczas jako P_E), lub osobno dla obu półkul zdarzenia (ozn. P_H) definiowanych względem osi przypadku. Składowe wektora \vec{u} ($|\vec{u}| = 1$), określającego kierunek osi przypadku o krotności n wyznacza się poprzez maksymalizację zmiennej zwanej (ang.) *thrust*

$$T = \max \frac{\sum_i^n |\vec{u} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i^n |\vec{p}_i|}, \quad (2.4)$$

gdzie \vec{p}_i oznacza wektor pędu cząstki i . Cząstki tworzące z osią *thrust* kąt mniejszy niż 90° należą do jednej półkuli, a te, dla których ów kąt jest większy niż 90° , do drugiej. Rys. 2.6 prezentuje wykres wydajności i czystości próbki przypadkówznaczonych jako $b\bar{b}$ przy różnych wartościach cięcia na prawdopodobieństwie P_E i P_H .

Tory cząstek naładowanych, używane w analizach opisanych poniżej, muszą spełniać następujące kryteria:

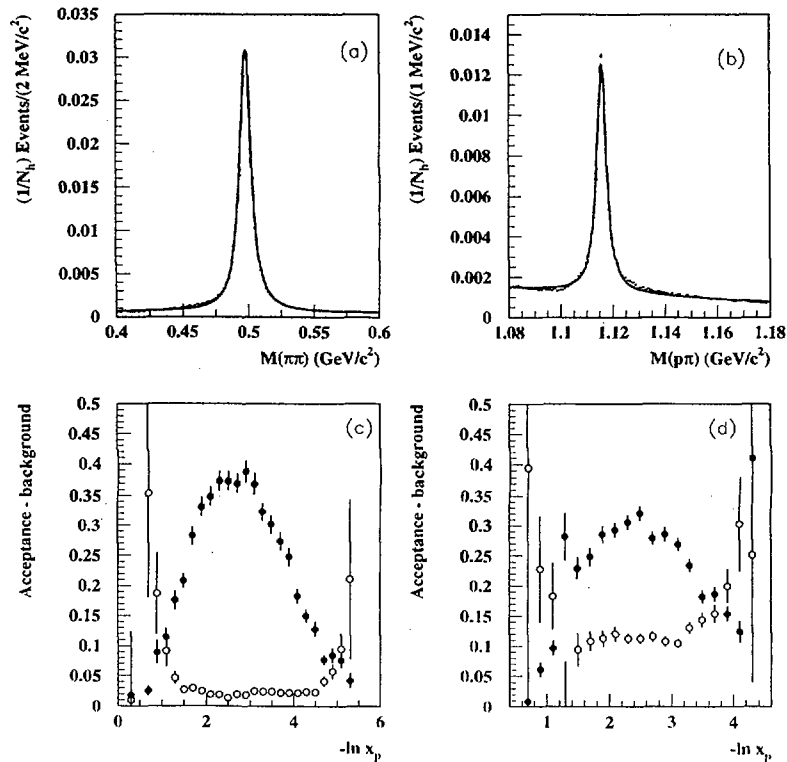
- pęd toru przekracza 400 MeV/c,
- błąd względny pomiaru pędu jest mniejszy niż 100 %,
- kąt polarny toru przypada między 20° i 160° ,
- długość toru w komorze projekcji czasowej jest większa niż 30 cm.

- wartość bezwzględna parametru zderzenia toru mierzonego w płaszczyźnie $R\phi$ nie przekracza 4 cm, zaś w Rz 10 cm.

Przypadki hadronowe z procesów $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$ hadrony wybierano żądając aby:

- krotność cząstek naładowanych była większa od czterech,
- całkowita energia cząstek naładowanych przekraczała 12% energii zderzenia w układzie środka masy.

Wydajność selekcji przypadków hadronowych wynosi nieco ponad 95 %. Zanieczyszczenia próbki, pochodzące głównie od przypadków rozpadu $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, oraz od oddziaływań $\gamma\gamma$, nie przekraczają 0.7 %.



Rysunek 2.7: Rozkład masy niezmienniczej K_s^0 (a) i Λ^0 (b) znormalizowany do całkowitej liczby przypadków hadronowych; linia ciągła pokazuje dopasowanie do krzywej Breit-Wignera leżącej na liniowym tle. Wydajność (zaczernione punkty doświadczalne) oraz udział tła (punkty nie zaczernione) w funkcji logarytmu stosunku pędów V^0 i wiązki dla próbek K_s^0 (c) i Λ^0 (d).

Rekonstrukcja rozpadów typu ' V^0 ' ($K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ i $\Lambda^0 \rightarrow p\pi$) wykorzystuje względnie długi czas życia K_s^0 i Λ^0 (rzędu 10^{-10} s) oraz charakterystyczną topologię ich rozpadów. Dla każdej pary torów naładowanych o przeciwnych znakach ładunku elektrycznego, określa się położenie jej hipotetycznego, wspólnego wierzchołka poprzez minimalizację odległości obu torów od niego. Aby para została zaakceptowana jako V^0 muszą być spełnione następujące warunki [4]:

- prawdopodobieństwo χ^2 dopasowania wierzchołka V^0 przekracza 1 %,

- stosunek radialnej odległości (w płaszczyźnie xy) między wierzchołkami pierwotnym i V^0 do błędu tej wielkości powinien być większy niż cztery,
- pęd poprzeczny każdej z cząstek pary, określany względem kierunku jej lotu przekracza $0.02 \text{ GeV}/c$, a masa niezmiennicza pary, przy przypisaniu obu cząstkom masy elektronu, jest większa niż $0.16 \text{ GeV}/c^2$; te dwa kryteria redukują istotnie tło pochodzące od fotonów konwertujących w pary e^+e^- ,
- kąt $\Delta\phi$ (mierzony w płaszczyźnie xy) pomiędzy pędem V^0 a wektorem łączącym wierzchołki pierwotny i wtórny spełnia zależność: $\Delta\phi < (0.01 + 0.02/p_t[\text{GeV}/c])$ rad, gdzie p_t oznacza pęd poprzeczny pary określany względem osi wiązek,
- prawdopodobieństwo rozpadu na zmierzonej odległości, zakładając nominalną masę i czas życia dla K_s^0 i Λ^0 , wypada między 0.02 i 0.95,
- brak sygnałów w detektorze wierzchołka, które mogłyby być skojarzone z torami pary tworzącej V^0 w przypadku, gdy zrekonstruowany punkt rozpadu V^0 przypada poza obszarem aktywnym VD.

Dla zaakceptowanych par jest wykonywany fit kinematyczny przy założeniu hipotez masowych K_s^0 i Λ^0 , przypisując masę protonu szybszej cząstce pary. Przyjmuje się, że para odpowiada K_s^0 jeśli spełniony jest warunek: $0.35 < m_{\pi\pi} < 0.65 \text{ GeV}/c^2$, a Λ^0 gdy $m_{p\pi} < 1.3 \text{ GeV}/c^2$. W przypadku gdy parametry danej pary są zgodne w granicach trzech odchyień standardowych z obiema hipotezami masowymi, wybiera się hipotezę o mniejszej wartości bezwzględnej stosunku odchylenia od nominalnej masy do błędu pomiaru masy. Rys. 2.7 ukazuje widma masy niezmienniczej dla K_s^0 i Λ^0 wraz z zależnością od pędu dla wydajności ich rekonstrukcji i udziału tła.

Opisany powyżej wybór torów cząstek naładowanych, przypadków hadronowych oraz V^0 , wykorzystuje standardowe kryteria przyjęte przez współpracę DELPHI.

Rozdział 3

Fizyczny program badań na zderzaczu LEP

Celem tego rozdziału jest przedstawienie programu fizycznego, realizowanego w czterech eksperymentach, pracujących na zderzaczu LEP. Ogromne bogactwo wartościowych wyników fizycznych oraz ich różnorodność (np. współpraca DELPHI opublikowała dotąd ok. 240 prac a tylko w roku 1999 wysłała ponad sto przyczynków na najważniejsze konferencje fizyki wysokich energii) pozwala na dokonanie jedynie bardzo skrótowego przeglądu tematyki badań LEP, ze zwróceniem uwagi jedynie na niektóre, najistotniejsze osiągnięcia.

3.1 Najważniejsze wyniki etapu LEP1

Podstawowym zadaniem programu LEP1 [12] było wykonanie precyzyjnych badań sprawdzających słuszność przewidywań teorii elektroslabej. Należą do nich przede wszystkim pomiary parametrów krzywej rezonansowej bozonu pośredniczącego Z^0 (ang. *lineshape parameters*) oraz asymetrii przód-tył (ozn. A_{FB}) dla stanów końcowych, zawierających pary lepton-antylepton lub kwark-antykwar. Prowadzą one do wyznaczenia wartości następujących dziewięciu parametrów: masy (m_Z) i szerokości (Γ_Z) bozonu Z^0 , hadronowego przekroju czynnego zdefiniowanego jako $\sigma_{had}^0 = (12\pi\Gamma_{ee}\Gamma_{had})/(m_Z^2\Gamma_Z^2)$, gdzie Γ_{ee} i Γ_{had} oznaczają szerokości rozpadu Z^0 odpowiednio na parę e^+e^- i na hadrony, trzech stosunków szerokości: $R_e = \Gamma_{had}/\Gamma_{ee}$, $R_\mu = \Gamma_{had}/\Gamma_{\mu\mu}$ i $R_\tau = \Gamma_{had}/\Gamma_{\tau\tau}$ oraz trzech asymetrii przód-tył $A_{FB}^{0,e}$, $A_{FB}^{0,\mu}$ i $A_{FB}^{0,\tau}$: mierzonych poprzez analizę rozkładu katowego leptonów pary względem osi wiązek. Przy założeniu uniwersalności leptonów, zbiór ten redukuje się do pięciu parametrów: m_Z , Γ_Z , σ_{had}^0 , $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_{ll}$ i $A_{FB}^{0,l}$. Zmierzone wartości opisanych powyżej parametrów są zebrane w Tabeli 3.1 [13]. Wykazują one zgodność z przewidywaniami modelu standardowego, oraz potwierdzają słuszność hipotezy uniwersalności leptonów. Ważny aspekt badań krzywej rezonansowej bozonu Z^0 stanowi możliwość obliczenia w ich oparciu liczby rodzin lekkich neutrin [13]:

$$N_\nu = 2.9835 \pm 0.0083.$$

Wartościowych porównań wyników doświadczalnych z przewidywaniami modelu standardowego dokonano także dla pięciu wielkości dotyczących najcięższych

Tablica 3.1: Porównanie pomiarów LEP z przewidywaniami teorii elektroslabej (podano łączne wyniki czterech eksperymentów: ALEPH, DELPHI, OPAL i L3). W ostatniej kolumnie przedstawiono względne odchylenie (ang. *pull*) tj. stosunek różnicy wartości doświadczalnej i przewidywanej do błędu pomiaru.

Parametr	Pomiar	Przewidywanie	'pull'
m_Z (GeV/c ²)	91.1871 ± 0.0021	91.1869	0.07
Γ_Z (GeV/c ²)	2.4944 ± 0.0024	2.4957	-0.62
σ_{had}^0 (nb)	41.544 ± 0.037	41.479	1.72
R_e	20.803 ± 0.049		
R_μ	20.786 ± 0.033		
R_τ	20.764 ± 0.045		
R_l	20.768 ± 0.024	20.740	1.19
$A_{FB}^{0,e}$	0.0145 ± 0.0024		
$A_{FB}^{0,\mu}$	0.0167 ± 0.0013		
$A_{FB}^{0,\tau}$	0.0188 ± 0.0017		
$A_{FB}^{0,l}$	0.01701 ± 0.00095	0.01625	0.70
A_τ	0.1425 ± 0.0044	0.1472	-1.16
A_e	0.1483 ± 0.0051	0.1472	0.13
R_b	0.21642 ± 0.00073	0.21583	0.81
R_c	0.1674 ± 0.0038	0.1723	-1.29
$A_{FB}^{0,b}$	0.0988 ± 0.0020	0.1032	-2.20
$A_{FB}^{0,c}$	0.0692 ± 0.0037	0.0738	-1.24
$\sin^2 \theta_{eff}^l$	0.23192 ± 0.00023	0.23145	2.04

fermionów. Pierwszą z nich jest parametr asymetrii polaryzacji leptonu τ^- (ozn. P_τ). Jest on mierzony poprzez analizę rozkładów kątowych, wykonywaną dla produktów dwuciałowych rozpadów tego leptonu. Wartość P_τ , wycałkowana po pełnym zakresie kąta θ między elektronem wiązki a τ^- , jest proporcjonalna jedynie do asymetrii A_τ . Analiza rozkładu kąta θ umożliwia wyznaczenie asymetrii A_e . Wyniki pomiarów LEP dla A_e i A_τ są podane w Tabeli 3.1. Pozostałe cztery wielkości tj. stosunki szerokości rozpadów Z^0 na pary ciężkich kwarków $b\bar{b}$ i $c\bar{c}$ do całkowitej szerokości hadronowej $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ i $R_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$ oraz asymetrii przód-tył $A_{FB}^{0,b}$ i $A_{FB}^{0,c}$. Ich pomiary są oparte o próbki przypadków hadronowych, wzbogacone w ciężkie kwarki. Dla kwarków pięknych najbardziej efektywne jest stosowanie opisaną w poprzednim rozdziale metody ich znakowania. Wzbogacenie próbki w kwarki powabne dokonuje się poprzez wybór przypadków hadronowych, zawierających rozpady mezonów D^{*+} . Tabela 3.1 zawiera aktualne wartości średnich pomiarów LEP dla tych czterech parametrów.

Przy założeniu uniwersalności leptonów wyniki wszystkich pomiarów asymetrii mogą być przedstawione w postaci jednego parametru tzw. efektywnego kąta mieszania $\sin^2 \theta_{eff}^l$, który, jako kompilacja wielu, w znacznej części niezależnych pomiarów, jest wyznaczany ze szczególnie dużą dokładnością [13]. W Tabeli 3.1 podano wartość tego parametru, wynikającą z pomiarów LEP. Uwzględnienie także badań współpracy SLD [14] daje wartość: $\sin^2 \theta_{eff}^l = 0.23151 \pm 0.00017$ [13].

Wszystkie przedstawione powyżej wyniki doświadczalne są zgodne z odpowiednimi przewidywaniami modelu standardowego (Tabela 3.1). Praca LEP umożliwiła sprawdzenie i potwierdzenie słuszności teorii elektroslabej z niezwykle dużą dokładnością, sięgającą w przypadku $\sin^2 \theta_{eff}^l$ jednego promila. Pomiary LEP stały się tak czułe, że pozwalają na wnioskowanie o wartościach swobodnych parametrów tego modelu. Dotyczy to przede wszystkim mas kwarku t oraz skalaru Higgsa, od których są zależne poprawki radiacyjne do mierzonych parametrów. W przypadku kwarku t wartość jego masy obliczona z pomiarów LEP wynosi (172_{-11}^{+14}) GeV/c² wobec bezpośredniego pomiaru na akceleratorze TEVATRON: (174.3 ± 5.1) GeV/c² ([15], [16]).

Badania wykonane na zderzaczu LEP pozwoliły także na dokonanie bardzo wartościowych porównań wyników doświadczalnych z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej QCD [17], opisującej oddziaływania silne. Najważniejsze znaczenie mają przy tym pomiary stałej sprzężenia oddziaływań silnych α_s ([18], [19]). Na LEP biorą one zwykle pod uwagę jednocześnie wiele parametrów [18], jak choćby $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_l$, parametry kształtu przypadku np. wspomniany w poprzednim rozdziale *thrust*, czy też udział w próbie przypadków o trzech i czterech strumieniach hadronowych. Wielkość tę wyznaczono z wielką dokładnością jako $\alpha_s(m_{Z^0}) = 0.122 \pm 0.007$ [20] (podano średnią pomiarów LEP oraz eksperymentu SLD; dominującym źródłem błędów są niepewności teoretyczne). Jednocześnie biorąc pod uwagę doskonałą zgodność wyników doświadczalnych z przewidywaniami modelu standardowego (tabela 3.1), wartość stałej sprzężenia oddziaływań silnych można także wyliczyć wykonując globalne dopasowanie do parametrów opisanych powyżej, co prowadzi do wyniku: $\alpha_s(m_{Z^0}) = 0.120 \pm 0.03$ [20]. Tak precyzyjne oszacowanie spowodowało, że obecnie pomiary α_s dokonywane przy innych energiach są ekstrapolowane do skali energii odpowiadającej masie bozonu Z^0 , traktowanej odtąd jako punkt referencyjny.

Badania dotyczące ciężkich hadronów zostaną omówione osobno w rozdziałach 5 i 6.

3.2 Najważniejsze wyniki etapu LEP2

Do zasadniczych kierunków badań programu LEP2 należy zaliczyć precyzyjny pomiar masy bozonu W , badania wzajemnych sprzężeń bozonów pośredniczących, testowanie przewidywań modelu standardowego dla stanów końcowych zawierających pary i czwórki fermionów, oraz poszukiwania nowych cząstek w dotychczas nie zbadanym zakresie energii [21].

Pomiar masy bozonu W opiera się głównie na rekonstrukcji kierunków i energii czterech fermionów będących produktami rozpadu pary W^+W^- . Badano stany końcowe typu $q\bar{q}q\bar{q}$, w których oba bozony W rozpadły się hadronowo, oraz zdarzenia typu $q\bar{q}l\nu_l$, gdzie jeden z bozonów rozpadł się leptonowo. O masie bozonu W można także wnioskować z badania zależności od energii przekroju czynnego procesu $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ w obszarze progowym. Uwzględniając wszystkie dostępne obecnie dane, wartość średnia masy W dla LEP wynosi [13]:

$$m_W = (80.401 \pm 0.048) \text{ GeV}/c^2$$

wobec wartości (80.448 ± 0.062) GeV/c² zmierzonej na akceleratorze TEVATRON [22].

Poszukiwania nowych cząstek przy pomocy LEP2 dotyczą przede wszystkim skalarą Higgosa. Jego masa nie jest przewidywana przez model standardowy. Informacji o jej wartości dostarczają pośrednio precyzyjne testy teorii elektroslabej, wykonane w znacznej części na LEP. Wykorzystuje się tutaj zależność poprawek radiacyjnych do mierzonych parametrów od logarytmu masy skalarą Higgosa. Uwzględniając wszystkie dostępne dane doświadczalne określono jego masę jako: $m_H = (77^{+69}_{-39}) \text{ GeV}/c^2$, podając jednocześnie górną granicę tej wielkości przy poziomie ufności 95 % jako $m_H < 215 \text{ GeV}/c^2$ [13]. Bezpośrednie poszukiwania doświadczalne skalarą Higgosa nie zaowocowały dotąd jego obserwacją, prowadząc do podania dolnej granicy na masę: $m_H > 107.9 \text{ GeV}/c^2$ (95 % CL.) [13]. W modelu standardowym cząstka ta powinna być produkowana w tzw. procesie *Higgs-strahlung* $e^+e^- \rightarrow HZ^0$ i rozpadać się przede wszystkim na pary $b\bar{b}$ i $\tau^+\tau^-$ (bada się stany końcowe: $b\bar{b}q\bar{q}$, $b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $b\bar{b}l^+l^-$ i $\tau^+\tau^-q\bar{q}$). Tym samym znakowanie kwarków pięknych (*b-tagging*) odgrywa tutaj kluczową rolę.

Do wiodących kierunków badań LEP2 należą także poszukiwania cząstek przewidywanych przez supersymetryczne rozszerzenia modelu standardowego. Zakładając zachowanie tzw. parzystości R [21] cząstki te powinny być produkowane w LEP parami i rozpadać się do najbliższej z nich (neutralina w większości modeli), będącej stanem bardzo słabo oddziałującym z materią. Tym samym do ich sygnatur należy zaliczyć: znaczną brakującą energię przypadku, obecność izolowanych fotonów lub leptonów bądź występowanie par akolinearnych leptonów. Podobnie jak w przypadku skalarą Higgosa, poszukiwania te dały dotąd negatywne rezultaty. Obecne ograniczenia, dotyczące dolnych granic dla dozwolonych wartości mas cząstek supersymetrycznych, wynikają niemal wyłącznie z badań LEP2 i są na poziomie (60 – 100) GeV/c^2 [23].

Dalsza, zasadnicza część rozprawy będzie poświęcona przedstawieniu badań LEP w dziedzinie ciężkich barionów oraz (bardziej skrótowo) mezonów. Poprzedzi ją omówienie najważniejszych metod fizyki teoretycznej, stosowanych dla opisu ciężkich hadronów.

Rozdział 4

Opis teoretyczny ciężkich hadronów

W rozdziale tym zostaną pokrótce przedstawione niektóre metody opisu teoretycznego hadronów, zawierających kwarki powabne i piękne, zwane dalej ciężkimi. Ich wybór oraz sposób omówienia jest podporządkowany wynikom doświadczalnym LEP w dziedzinie ciężkich barionów i mezonów, dyskutowanych w dwóch następnych rozdziałach.

Badania fizyki ciężkich kwarków, a zwłaszcza kwarku b , mogą przynieść istotny postęp choćby w zrozumieniu przyczyny istnienia trzech generacji kwarków i leptonów, czy też natury zjawiska łamania symetrii CP. Są one jednak bardzo utrudnione ze względu na uwięzienie (ang. *confinement*) kwarków w hadronach. Z jego powodu badanie własności ciężkich kwarków jest możliwe jedynie pośrednio poprzez obserwację hadronów powstałych w wyniku ich fragmentacji. Teorią opisującą wiązanie kwarków w hadrony poprzez oddziaływanie silne jest chromodynamika kwantowa QCD . Przy skali energii, odpowiadającej typowej masie hadronu, stała sprzężenia oddziaływań silnych jest na tyle duża, że uniemożliwia to stosowanie opisu perturbacyjnego. Dlatego wnioskowanie o własnościach ciężkich kwarków na podstawie obserwabli dotyczących pięknych i powabnych hadronów nie ma charakteru jednolitej teorii, lecz raczej stanowi zbiór technik teoretycznych stosowanych na ogół jedynie do opisu pewnej klasy zjawisk. Można je podzielić na trzy kategorie: efektywne teorie pola (np. omówiona pokrótce poniżej efektywna teoria ciężkich kwarków HQET (ang. *Heavy Quark Effective Theory*)), metody wykorzystujące bezpośrednio aparat rachunkowy chromodynamiki kwantowej (reguły sum, QCD na sieciach) oraz modele kwarkowe. Centralną rolę w dziedzinie separacji efektów krótko i dalekozasięgowych, odgrywa technika rozwinięcia iloczynu operatorów (OPE).

Kwark można nazwać ciężkim (ozn. Q) jeśli jego masa jest znacznie większa od typowej skali energetycznej oddziaływań silnych $\Lambda_{QCD} \approx 0.2 \text{ GeV}^1$, przy której następuje wiązanie kwarków w hadrony. Warunek ten spełnia z całą pewnością kwark piękny ($m_b = (4 - 5) \text{ GeV}/c^2$) oraz, z pewnymi zastrzeżeniami, kwark powabny ($m_c = (1 - 1.5) \text{ GeV}/c^2$). Kwark t , choć znakomicie pasujący do definicji 'ciężkiego', nie może być tu brany pod uwagę, gdyż jego czas życia jest zbyt krótki (rozpada się na Wb) by zdążyć on wziąć udział w procesie hadronizacji. Pozostałe kwarki u , d i s są traktowane jako 'lekkie'.

¹użycie jednostek, w których $\hbar = c = 1$ daje relację między skalami długości i energii: $0.2 \text{ GeV} = 1 \text{ fm}^{-1}$; warto zauważyć że promień hadronu $R_{had} \approx 1/\Lambda_{QCD} \approx 1 \text{ fm}$.

4.1 Rozwinięcie iloczynu operatorów

Technika rozwinięcia iloczynu operatorów OPE (ang. *Operator Product Expansion*) została wprowadzona przez Wilsona [24] w końcu lat siedemdziesiątych i stanowi do dziś podstawowe narzędzie teoretycznego opisu ciężkich hadronów. Pozwala ona na separację efektów krótko i dalekozasięgowych, poprzez zastosowanie rozwinięcia w odwrotności dużego parametru, charakteryzującego opisywany proces. W badaniach ciężkich hadronów za parametr ten przyjmuje się energię wyzwalaną w rozpadzie ciężkiego kwarku \mathcal{E} . Energia ta jest proporcjonalna do m_Q i dlatego stosunkowo często mówi się także o rozwinięciu w odwrotności masy ciężkiego kwarku.

Szerokość inkluzyjnego rozpadu ciężkiego hadronu H_Q można, korzystając z twierdzenia optycznego, wyrazić poprzez część urojoną następującego elementu macierzowego ‘do przodu’:

$$\Gamma(H_Q \rightarrow X) = \frac{1}{2 m_{H_Q}} \cdot 2 \operatorname{Im} \left[\langle H_Q | \hat{T} | H_Q \rangle \right], \quad (4.1)$$

gdzie operator przejścia \hat{T} jest, uporządkowanym rosnąco względem czasu (ozn. T), iloczynem efektywnych lagrangianów, odpowiadających oddziaływaniom słabym:

$$\hat{T} = i \int d^4x T \{ \mathcal{L}_{eff}(x) \mathcal{L}_{eff}(0) \}. \quad (4.2)$$

Szerokość rozpadu $\Gamma(H_Q \rightarrow X)$ jest zatem wielkością zależną od nielokalnego operatora \hat{T} . Można ją, stosując technikę OPE, przedstawić jako (formalnie nieskończoną) sumę operatorów lokalnych o rosnących wymiarach d_i :

$$\Gamma(H_Q \rightarrow X) = \frac{G_F^2 m_Q^5}{192\pi^3} |V_{CKM}|^2 \frac{1}{2m_{H_Q}} \sum_i c_i(\mu) \frac{\langle H_Q | O_i(\mu) | H_Q \rangle}{m_Q^{d_i-3}}. \quad (4.3)$$

Rozwinięcie to w sposób jawny oddziela od siebie przyczynki krótkozasięgowe (perturbacyjne) od dalekozasięgowych (nieperturbacyjnych). Te pierwsze (policzalne w ramach QCD) przedstawiono w postaci tzw. współczynników Wilsona $c_i(\mu)$. Przyczynki dalekozasięgowe uwzględniono jako elementy macierzowe lokalnych operatorów $O_i(\mu)$ (μ oznacza skalę, przy której operatory O_i podlegają renormalizacji). Zależności od tej skali dla $c_i(\mu)$ i $O_i(\mu)$ kompensują się wzajemnie, co sprawia, że szerokość rozpadu jest od μ niezależna. Czynniki $\Gamma_0 = G_F^2 m_Q^5 / 192\pi^3$ (G_F oznacza stałą Fermiego) ma sens inkluzyjnej szerokości rozpadu swobodnego ciężkiego kwarku, a $|V_{CKM}|^2$ oznacza kombinację odpowiednich elementów macierzy Cabibbo-Kobayashi-Maskawy.

Najniższe człony rozwinięcia 4.3, które są istotne dla rozważań dotyczących czasów życia ciężkich hadronów mają postać:

$$\Gamma(H_Q \rightarrow X) = \frac{G_F^2 m_Q^5}{192\pi^3} |V_{CKM}|^2 \frac{1}{2m_{H_Q}} (c_3(\mu) \langle H_Q | O_3(\mu) | H_Q \rangle + \frac{c_5(\mu)}{m_Q^2} \langle H_Q | O_5(\mu) | H_Q \rangle + \sum_i \frac{c_6^i(\mu)}{m_Q^3} \langle H_Q | O_{6,i}(\mu) | H_Q \rangle + \mathcal{O}(\frac{1}{m_Q^4})). \quad (4.4)$$

Występują w nich operatory: kinetyczny $O_3 = \bar{Q}Q$ o wymiarze trzy, chromomagnetyczny $O_5 = \bar{Q}(\frac{1}{2}\sigma_{\mu\nu}G^{\mu\nu})Q$ o wymiarze pięć, a także operatory o wymiarze sześć, których postać będzie przedstawiona przy okazji dyskusji czasów życia ciężkich hadronów. Nieobecność operatora o wymiarze cztery $\bar{Q}(i\gamma^\mu D_\mu)Q$ wynika z faktu, że można go sprowadzić do O_3 , używając równań ruchu. Q oznacza tutaj pole ciężkiego kwarku, $D_\mu = \delta_\mu + igA_\mu^a t^a$ pochodną kowariantną, (g oznacza stałą sprzężenia oddziaływań silnych, A_μ^a gluonowy potencjał wektorowy, zaś $t_a = \lambda_a/2$ generatory grupy koloru $SU(3)$, gdzie λ_a są macierzami Gell-Manna). $G_{\mu\nu} = \frac{1}{ig}[D_\mu, D_\nu]$ jest tensorem pola gluonowego a $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ (γ_μ oznaczają macierze Diraca).

4.2 Efektywne teorie pola

Główną ideą efektywnych teorii pola EFT (ang. **Effective Field Theories**) [25] jest możliwość rozważania tylko niektórych stopni swobody układu w celu opisu jego zasadniczych własności. W ramach EFT bierze się pod uwagę jedynie te parametry, które są bardzo duże (małe) w stosunku do skali energetycznej badanego zjawiska, przechodząc z nimi do formalnej granicy w nieskończoności (zerze). To przybliżenie można dalej uściślać, rozważając kolejne człony rozwinięcia względem skali energetycznej (lub jej odwrotności). Model standardowy można uważać za teorię efektywną, stosowaną przy obecnie osiągalnej doświadczalnie skali rzędu $100 \text{ GeV}/c^2$. Jest ona znacznie niższa od tej, która miałaby charakteryzować nową teorię opisującą w pełniejszy sposób oddziaływania cząstek elementarnych. Teoria chiralna [26] stanowi z kolei przykład perturbacyjnych rachunków chromodynamiki kwantowej w sektorze lekkich kwarków, przy zastosowaniu rozwinięcia w ich masach. Niektóre wnioski z efektywnej teorii ciężkich kwarków, wykorzystującej fakt, że masy kwarków pięknego i powabnego są znacznie większe od skali Λ_{QCD} , będą przedstawione poniżej.

4.3 Symetrie ciężkich kwarków

Ciężki hadron H_Q można, w granicy gdy masa jego ciężkiego kwarku² zmierza do nieskończoności, wyobrazić sobie jako układ podobny nieco do atomu. Jego centrum stanowi ciężki kwark Q , działający jako statyczne źródło siły kolorowej. Jest on otoczony przez 'chmurę'³, lekkich kwarków, antykwarków i gluonów. Oddziaływania silne, w wyniku których układ złożony z ciężkiego kwarku i chmury tworzy stan związany (hadron) mają charakter nieperturbacyjny.

W granicy $m_Q \rightarrow \infty$, oprócz symetrii chromodynamiki kwantowej, występują dwie dodatkowe symetrie: zapachowa i spinowa, określane wspólnie jako HQS (ang. **Heavy Quark Symmetries**). Obie one dotyczą lekkich składników hadronu. Symetria zapachowa (spinowa) sprowadza się do niezależności własności chmury od zapachu (orientacji spinu) ciężkiego kwarku. Wynikają one z faktu, że pęd gluonów wymienianych między ciężkim kwarkiem i chmurą jest typowo rzędu Λ_{QCD} , i mogą one 'rozdzielić'

²poniższe rozważania ograniczą się do hadronów z pojedynczym ciężkim kwarkiem

³chmurę tę, dla podkreślenia trudności w jej opisie przyjęło się nawet określać dosadnym terminem ang. *brown muck*, który można by przetłumaczyć jako *gnój*.

jedynie obiekty o rozmiarach hadronu $\lambda_g \approx 1/\Lambda_{QCD} \approx 1 \text{ fm}$. Tymczasem długość fali Comptona ciężkiego kwarku $\lambda_Q \approx 1/m_Q$ jest znacznie mniejsza i ani jego zapach ani spin nie może być ‘próbkowany’ przez gluony wymieniane z chmurą. Dlatego widma mas hadronów zawierających kwarki b i c powinny być podobne z dokładnością do poprawek rzędu $1/m_Q$ i wyższych. Można by tutaj odwołać się do analogii z izotopami tego samego pierwiastka, których widma elektronów, a tym samym ich własności chemiczne, są prawie niezależne od liczby neutronów jądra. Z symetrii spinowej powinno wynikać istnienie zdegenerowanych w masie multipletów cząstek. Dla spinu chmury j są możliwe dwa stany hadronu o spinach $J = j \pm 1/2$ (np. D i D^* czy Σ_b i Σ_b^*). W granicy $m_Q \rightarrow \infty$ masy obu tych stanów powinny być jednakowe. Róższczenia między nimi są powodowane głównie przez poprawki rzędu $1/m_Q$. Analogii dla symetrii spinowej HQET można szukać w znanym z elektrodynamiki kwantowej zjawisku rozszczepienia nadsubtelnego widma atomu wodoru. Zmiana orientacji spinu protonu jądra jest związana ze słynną linią promieniowania o długości 21 cm, którego energia jest rzędu 10^{-6} eV. Dla porównania, typowa energia promieniowania widma atomu wodoru jest rzędu 1 eV.

Podsumowując, lekkie stopnie swobody hadronu są niezależne od orientacji spinu oraz zapachu ciężkiego kwarku (b i c), w granicy gdy masa tego ostatniego zmierza do nieskończoności. Oznacza to występowanie dodatkowej symetrii $SU(4)$, która prowadzi do wielu, omawianych poniżej, relacji między wielkościami fizycznymi. Powyższe rozważania były prowadzone w układzie spoczynkowym H_Q . Po przejściu do układu odniesienia, w którym ciężki hadron porusza się z dowolną czteropędkością $v^\mu = (1, \vec{v})$, symetrie zapachowa i spinowa dotyczą wszystkich stanów H_Q o tej samej czteropędkości.

4.4 Efektywna teoria ciężkich kwarków

Opisane powyżej symetrie ciężkich kwarków zostały w końcu lat osiemdziesiątych zastosowane do chromodynamiki kwantowej w granicy $m_Q \rightarrow \infty$ jako tzw. efektywna teoria ciężkich kwarków (HQET) [27]. Dla hadronów zawierających kwarki piękne i powabne, umożliwia ona wyliczenie elementów macierzowych operatorów O_i , występujących w formule 4.3 poprzez zastosowanie rozwinięcia perturbacyjnego względem odwrotności masy ciężkiego kwarku. W wiodącym rzędzie tego rozwinięcia mamy do czynienia z symetrią zapachową i spinową. Aparat rachunkowy HQET pozwala m. in. na podanie wielu relacji z dziedziny spektroskopii ciężkich hadronów, oraz na istotne uproszczenie dyskusji ich czasów życia. Umożliwia także wyznaczenie z doświadczenia wartości elementu V_{cb} macierzy Cabibbo-Kobayashi-Maskawy w sposób niemal niezależny od fenomenologicznych założeń. Te zagadnienia zostaną krótko przedyskutowane poniżej jako bezpośrednio związane z tematyką rozprawy.

Konstrukcja efektywnej teorii stosowanej w formalnej granicy nieskończonej masy ciężkiego kwarku wymaga w pierwszym rzędzie redefinicji obserwabli fizycznych zależnych od m_Q . I tak czteropęd ciężkiego kwarku P_Q można zapisać jako

$$P_Q^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu = m_Q \left(v^\mu + \frac{k^\mu}{m_Q} \right), \quad (4.5)$$

gdzie k^μ oznacza tzw pęd resztkowy (ang. *residual momentum*) tj. składową niezależną od masy ciężkiego kwarku. Reprezentuje on fluktuacje ($\approx \Lambda_{QCD}$) pędu P_Q , powstające w rezultacie wymiany miękkich gluonów między ciężkim kwarkiem a lekkimi stopniami swobody hadronu. Pole ciężkiego kwarku $Q(x)$ można przedstawić jako:

$$Q(x) = e^{-im_Q v \cdot x} [h_v(x) + H_v(x)], \quad (4.6)$$

gdzie

$$h_v(x) = e^{im_Q v \cdot x} P_+ Q(x), \quad H_v(x) = e^{im_Q v \cdot x} P_- Q(x) \quad (4.7)$$

(operatory rzutowe P_+ i P_- są zdefiniowane jako $P_\pm = (1 \pm \gamma^\mu v_\mu)/2$). Spinor h_v reprezentuje przy tym statyczne pole ciężkiego kwarku, poruszającego się z określoną prędkością v , którego pęd k spełnia równanie ruchu: $k^\mu h_v(x) = iD^\mu h_v(x)$. H_v odpowiada ciężkim stopniom swobody, które mają być wyeliminowane przy konstruowaniu tej efektywnej teorii. W układzie spoczynkowym ciężkiego kwarku h_v odpowiada dwóm górnym a H_v dwóm dolnym składowym spinora Q . Lagrangian chromodynamiki kwantowej można, korzystając z definicji 4.6 wyrazić poprzez pola h_v i H_v a następnie przy pomocy równania ruchu wyeliminować spinory H_v . W zerowym rzędzie rozwinięcia w $1/m_Q$ zachowuje on dokładnie symetrię zapachową i spinową i ma wówczas postać:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{Q}(i\gamma^\mu \cdot D_\mu - m_Q)Q \implies \mathcal{L}_{HQET}^0 = \bar{h}_v(iv^\mu \cdot D_\mu)h_v. \quad (4.8)$$

Łamanie HQS następuje po uwzględnieniu wiodących poprawek rzędu $1/m_Q$, które wnoszą do Lagrangianu dwa dodatkowe człony:

$$\mathcal{L}_{HQET}^1 = \frac{1}{2m_Q} \left[\bar{h}_v(iD)^2 h_v + \bar{h}_v(\frac{1}{2}gG_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu})h_v \right] \quad (4.9)$$

związane z operatorami: kinetycznym $\bar{h}_v(iD)^2 h_v$, który, jako niezależny od spinu i łamie jedynie symetrię zapachu, oraz chromomagnetycznym $\bar{h}_v(\frac{1}{2}gG_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu})h_v$, łamiącym zarówno symetrię zapachu jak i spinową.

4.4.1 Implikacje spektroskopowe

W ramach HQET masę hadronu H_Q zawierającego ciężki kwark Q można przedstawić w postaci rozwinięcia:

$$m_{H_Q} = m_Q + \bar{\Lambda} + \frac{\Delta m^2}{2m_Q} + \mathcal{O}(1/m_Q^2), \quad (4.10)$$

gdzie parametry $\bar{\Lambda}$ oraz Δm^2 parametryzują przyczynki do masy pochodzące od członów efektywnego lagrangianu HQET, które są odpowiednio: niezależne od masy ciężkiego kwarku oraz rzędu $1/m_Q$.

W szczególności dla stanów podstawowych ciężkich mezonów pseudoskalarnych i wektorowych parametr Δm^2 można przedstawić jako [28]:

$$\Delta m_{mezon}^2 = -\lambda_1^{mezon} + 2 \left[J(J+1) - \frac{3}{2} \right] \lambda_2^{mezon}, \quad (4.11)$$

gdzie parametry λ_1^{mezon} i λ_2^{mezon} parametryzują przyczynki do masy pochodzące od operatorów kinetycznego i chromomagnetycznego.

Dla stanów podstawowych ciężkich barionów (Λ_b i Λ_c) spin chmury wynosi zero. Dlatego nie występuje dla nich przyczynki od operatora chromomagnetycznego:

$$\Delta m_{barion}^2 = -\lambda_1^{barion}. \quad (4.12)$$

Z relacji 4.10–4.12 wynika szereg bardzo prostych przewidywań, dotyczących rozszczepień masowych (dla mas mezonów B i D w formułach 4.20 i 4.21, oraz barionów Σ_b i Σ_c w formułach 4.22 – 4.24 zastosowano średniowanie z uwzględnieniem spinu $m_{\bar{X}} = 1/4(m_X + 3m_{X^*})$, $X = D, B, \Sigma_b, \Sigma_c$):

$$m_{B_s} - m_B = \bar{\Lambda}_{s-mezon} - \bar{\Lambda}_{d-mezon} + \mathcal{O}(1/m_b) \quad (4.13)$$

$$m_{D_s} - m_D = \bar{\Lambda}_{s-mezon} - \bar{\Lambda}_{d-mezon} + \mathcal{O}(1/m_c) \quad (4.14)$$

$$m_{B_s} - m_B \approx m_{D_s} - m_D \quad (4.15)$$

$$m_{B^*}^2 - m_B^2 = 4\lambda_2^{mezon} + \mathcal{O}(1/m_b) \quad (4.16)$$

$$m_{D^*}^2 - m_D^2 = 4\lambda_2^{mezon} + \mathcal{O}(1/m_c) \quad (4.17)$$

$$m_{B^*}^2 - m_B^2 \approx m_{D^*}^2 - m_D^2 \quad (4.18)$$

$$m_{\Lambda_b} - m_{\Lambda_c} = m_b - m_c - \lambda_1^{barion}(1/2m_b - 1/2m_c) \quad (4.19)$$

$$m_{\bar{B}} - m_{\bar{D}} = m_b - m_c - \lambda_1^{mezon}(1/2m_b - 1/2m_c) \quad (4.20)$$

$$m_{\Lambda_b} - m_{\Lambda_c} \approx m_{\bar{B}} - m_{\bar{D}} \quad (4.21)$$

$$m_{\bar{\Sigma}_b} - m_{\Lambda_b} = \bar{\Lambda}_{\Sigma-barion} - \bar{\Lambda}_{\Lambda-barion} + \mathcal{O}(1/m_b) \quad (4.22)$$

$$m_{\bar{\Sigma}_c} - m_{\Lambda_c} = \bar{\Lambda}_{\Sigma-barion} - \bar{\Lambda}_{\Lambda-barion} + \mathcal{O}(1/m_c) \quad (4.23)$$

$$m_{\bar{\Sigma}_b} - m_{\Lambda_b} \approx m_{\bar{\Sigma}_c} - m_{\Lambda_c} \quad (4.24)$$

$$m_{\Sigma_b^*} - m_{\Sigma_b} = \frac{\Delta m_{\Sigma^*}^2 - \Delta m_{\Sigma}^2}{2m_b} + \mathcal{O}(1/m_b^2) \quad (4.25)$$

$$m_{\Sigma_c^*} - m_{\Sigma_c} = \frac{\Delta m_{\Sigma^*}^2 - \Delta m_{\Sigma}^2}{2m_c} + \mathcal{O}(1/m_c^2) \quad (4.26)$$

$$m_{B^*} - m_B = \frac{\Delta m_{J=1}^2 - \Delta m_{J=0}^2}{2m_b} + \mathcal{O}(1/m_b^2) \quad (4.27)$$

$$m_{D^*} - m_D = \frac{\Delta m_{J=1}^2 - \Delta m_{J=0}^2}{2m_c} + \mathcal{O}(1/m_c^2) \quad (4.28)$$

$$\frac{m_{\Sigma_b^*} - m_{\Sigma_b}}{m_{\Sigma_c^*} - m_{\Sigma_c}} \approx \frac{m_{B^*} - m_B}{m_{D^*} - m_D} \approx \frac{m_c}{m_b} \quad (4.29)$$

Wyniki doświadczalne dotyczące słuszności tych przewidywań będą przedstawione w rozdziałach 5 i 6.

4.4.2 Pólleptonowe rozpady pięknych hadronów

Rozważmy pólleptonowy rozpad pięknego hadronu. Przypadek ten obejmuje najbardziej dla tej rozprawy istotny rozpad $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu}_l$ oraz $B \rightarrow D^{(*)} l \bar{\nu}_l$ dyskutowany w rozdziale 6. Na poziomie kwarków mamy w nich do czynienia z przejściem $b \rightarrow c l \bar{\nu}_l$. Przyjmując, że rozpad słaby kwarku pięknego nastąpił w chwili czasu $t = 0$, rozważmy zachowanie chmury lekkich stopni swobody w granicy HQET tj. $m_b, m_c \rightarrow \infty$. Dla $t < 0$ chmura jest poddana działaniu pola kolorowego, pochodzącego od punktowego źródła (kwarku b), poruszającego się z czteroprędkością v . W chwili rozpadu ($t = 0$) to punktowe źródło momentalnie przechodzi do stanu (kwarku c) o innej czteroprędkości v' wraz z emisją neutralnej kolorowo pary $l \bar{\nu}_l$. Obiekty chmury pozostając nadal związane z doznającym odrzutu nowym źródłem siły kolorowej, muszą teraz utworzyć z nim powabny hadron. Prawdopodobieństwo tego procesu opisuje funkcja Isgura-Wise'a $\xi(\omega)$, gdzie $\omega = v \cdot v'$. Jej postać jest a priori nieznaną za wyjątkiem normalizacji dla $v = v'$ tj. w punkcie zerowego odrzutu (ang. *zero recoil*): $\xi(\omega = 1) = 1$. W tym przypadku źródło siły kolorowej zmienia swoją naturę, ale ze względu na brak jego odrzutu fakt ten pozostaje niezauważony dla chmury i prawdopodobieństwo, że pozostanie ona w dotychczasowym stanie przyjmuje wartość jeden.

Nieperturbacyjne efekty oddziaływań silnych pomiędzy ciężkim kwarkiem a chmurą są, dla rozpadu na poziomie hadronów, uwzględnione w postaci elementu macierzowego operatora prądu $V-A$ dla pól kwarkowych: $J_\mu = \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b$, gdzie $\gamma_5 = i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$. Element ten ogólnie można sparametryzować jako kombinację sześciu niewyliczalnych w rachunkach perturbacyjnych funkcji zmiennej ω : F_i i G_i , $i = 1, 2, 3$ zwanych czynnikami postaci (ang. *form-factors*):

$$\langle \Lambda_c(v') | \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | \Lambda_b(v) \rangle = \bar{h}_c(v') [\gamma_\mu (F_1 - \gamma_5 G_1) + v_\mu (F_2 - \gamma_5 G_2) + v'_\mu (F_3 - \gamma_5 G_3)] h_b(v). \quad (4.30)$$

W tym miejscu symetria ciężkich kwarków prowadzi do niezwykle istotnego uproszczenia opisu teoretycznego. W ramach HQET zachodzą bowiem relacje:

$$F_1 = G_1 = \xi, \quad F_2 = F_3 = G_2 = G_3 = 0. \quad (4.31)$$

Tym samym element macierzowy 4.30 można wyrazić poprzez pojedynczy czynnik postaci tj. funkcję Isgura-Wise'a:

$$\langle \Lambda_c(v') | \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | \Lambda_b^i(v) \rangle = \xi(\omega) \bar{h}_c^s(v') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) h_b(v). \quad (4.32)$$

W formułach 4.30 i 4.32 umieszczono elementy macierzowe, odpowiadające rozpadowi barionowemu: $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu}_l$. Wyróżniono go jednak w stosunku do mezonowego $B \rightarrow D^{(*)} l \bar{\nu}_l$ jedynie ze względu na to, że to bariony są zasadniczym przedmiotem tej rozprawy. Powyższe rozważania stosują się w pełni także i dla mezonów. Należy podkreślić, że nie ma fizycznego powodu aby utożsamiać ze sobą funkcje Isgura-Wise'a dla rozpadów barionów i mezonów. W dalszej części rozprawy, podczas dyskusji pomiarów doświadczalnych, będą one rozróżniane jako $\xi_{bar}(\omega)$ i $\xi_{mez}(\omega)$.

4.5 Reguły sum chromodynamiki kwantowej

Reguły sum chromodynamiki kwantowej zostały wprowadzone przez Shifmana, Vainshteina i Zakharova [29] w roku 1979. Wielkością zasadniczą dla tego podejścia jest funkcja korelacji chromodynamiki kwantowej. Na jej podstawie w ogólności można by wyliczyć dowolną obserwabłą tej teorii. W praktyce jest to wykonalne jedynie dla funkcji dwu i trójcząstkowych, co ogranicza stosowalność tej metody do spektroskopii, oraz oszacowań stałych rozpadu i czynników postaci. Funkcję korelacji można przedstawić w postaci transformaty Fouriera elementu macierzowego próżni dla, uporządkowanego rosnąco względem czasu, iloczynu dwóch lokalnych operatorów J

$$\Pi(Q^2) = i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T (J(x)J(0)^\dagger) | 0 \rangle, \quad (4.33)$$

gdzie $|0\rangle$ reprezentuje nieperturbacyjną próżnię QCD. Prądy J są konstruowane z pól kwarkowych (gluonowych) i cechują je takie same liczby kwantowe jak hadrony, których rozpad jest badany np. $J(x) = \bar{b}(x)(i\gamma_5)d(x)$ dla mezonu B . Zmienna $Q^2 = -q^2$ oznacza tutaj przekaz czteropędu (np. $Q^2 = -(p_{\Lambda_b} - p_{\Lambda_c})^2$ dla $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu}_l$). Z analityczności funkcji korelacji w zmiennej Q^2 wynika następująca relacja dyspersyjna (P oznacza wartość główną całki a s_0 najniższą, fizyczną wartość Q^2):

$$\Pi(Q^2) = \frac{1}{\pi} P \int_{s_0}^{\infty} ds \frac{\rho(s)}{s + Q^2} + (\text{odjęcia}), \quad \text{gdzie:} \quad \rho(Q^2) = \text{Im}\Pi(Q^2). \quad (4.34)$$

Wiąże ona funkcję $\Pi(Q^2)$ z jej częścią urojoną, zwaną funkcją spektralną $\rho(Q^2)$. Ta ostatnia na mocy twierdzenia optycznego ma sens przekroju czynnego dla badanego procesu. Funkcja spektralna zawiera zatem informację o fizycznych stanach badanych hadronów. Sens zależności 4.34 sprowadza się do założenia dualności kwarkowo-hadronowej tzn. przyjęcia, że dla rozpatrywanego rozpadu sumowanie po możliwych stanach kwarkowych i hadronowych jest równoważne.

Funkcję korelacji można dla $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$ rozwinąć na szereg względem potęg $1/Q^2$, stosując technikę OPE:

$$\Pi(Q^2) = \sum_i C_i(Q^2, \mu) \frac{\langle 0 | O_i(\mu) | 0 \rangle}{(Q^2)^i}. \quad (4.35)$$

W rozwinięciu tym pojawiają się kolejne elementy macierzowe próżni nieperturbacyjnych operatorów o wymiarze i , zwane niekiedy kondensatami próżniowymi.

Reguły sum QCD otrzymuje się przyjmując, że zależności 4.34 i 4.35 dają poprawny opis w pewnym wspólnym dla nich zakresie zmiennej Q^2 . W zastosowaniach praktycznych podejście to wymaga zwykle dodatkowych, fenomenologicznych założeń, odnoszących się do postaci funkcji spektralnej. Dokładniejszy opis formalizmu reguł sum chromodynamiki kwantowej można znaleźć w wielu artykułach przeglądowych, choćby [30]. Podejście to może być w bezpośredni i naturalny sposób zastosowane do badań hadronów zawierających ciężki kwark, w szczególności w ramach HQET [31]. W tym przypadku operatory J zależą od pól ciężkich kwarków $h_Q(v)$ występujących w tej teorii.

4.6 Chromodynamika kwantowa na sieciach

Jak wspomiano już powyżej, technika OPE pozwala na przedstawienie amplitudy dowolnego rozpadu słabego w postaci części perturbacyjnej (współczynniki Wilsona) oraz nieperturbacyjnej, jako elementy macierzowe odpowiednich operatorów. Te ostatnie można wyznaczyć numerycznie, wykonując rachunki chromodynamiki kwantowej 'na sieciach' tzn. jedynie w dyskretnych punktach ograniczonego obszaru czasoprzestrzeni o rozmiarze liniowym $\approx L$, odległych od siebie o a (stąd angielska nazwa *lattice QCD*). Obliczenia te wykonuje się obecnie typowo na sieciach zawierających $48^3 \times 96$ punktów odległych od siebie o $a \approx 0.065$ fm i pokrywających tym samym objętość rzędu $(3 \text{ fm})^3$. Wyniki fizyczne otrzymuje się ekstrapolując rezultat rachunków numerycznych do $a \rightarrow 0$ i $L \rightarrow \infty$. Element macierzowy operatora $O(x_1, x_2, \dots, x_n)$ można przedstawić w postaci:

$$\langle 0 | O(x_1, x_2, \dots, x_n) | 0 \rangle = \frac{1}{Z} \int [dA_\mu] [d\bar{\psi}_i] [d\psi_i] e^{iS} O(x_1, x_2, \dots, x_n), \quad (4.36)$$

gdzie

$$Z = \int [dA_\mu] [d\bar{\psi}_i] [d\psi_i] e^{iS} \quad (4.37)$$

a S oznacza działanie chromodynamiki kwantowej. Całkowanie po powyższych funkcjonalach jest wykonywane po wszystkich konfiguracjach o zadanym potencjale cechowania A_μ oraz polach kwarkowych ψ_i .

W praktyce metoda ta wymaga ogromnie czasochłonnych obliczeń numerycznych. Jakość jej przewidywań jest tym samym w istotny sposób związana z postępem na rynku produkcji najszybszych komputerów. Niemal wszystkie rachunki chromodynamiki na sieciach wykonuje się stosując tzw. przybliżenie wystudzenia (ang. *quenched*) sprowadzające się do zaniedbania w rachunkach przyczynków od pętli kwarkowych. Do głównych niedostatków tej metody należy zaliczyć jej niepewności związane z ekstrapolacją wyników z przestrzeni dyskretnej i ograniczonej, oraz ze stosowanymi przybliżeniami, jak wspomniane wystudzenie. Dlatego chromodynamiki na sieciach nie można traktować jako uniwersalnego narzędzia rachunkowego QCD, lecz jako technikę dostarczającą niezwykle cennych oszacowań numerycznych dla wielu nieperturbacyjnych obserwabli (również tych z dziedziny ciężkich kwarków [32]), których nie można wyliczyć analitycznie. Należą do nich np. takie parametry jak stałe rozpadu f_{B_q} [33], rozszczepienia masowe ([33]–[34]), jak choćby między stanami Σ_b^* i Σ_b oraz w rodzinach mezonów wzbudzonych orbitalnie i rezonansów Υ), elementy macierzowe operatorów o wymiarze sześć dyskutowane poniżej przy okazji omawiania hierarchii czasów życia pięknych hadronów [35] czy też parametr $\hat{\rho}$ występujący w funkcji Isgura-Wise'a [36].

4.7 Modele kwarkowe

W opisie teoretycznym ciężkich hadronów istniałoby wiele 'białych plam' w przypadku ograniczenia się jedynie do aparatu rachunkowego chromodynamiki kwantowej. W tych

miejscach, gdzie rachunek QCD jest niewykonalny, jedyną możliwością opisu dają modele kwarkowe. Ogromna większość z nich powstała w bardzo ograniczonym celu zrozumienia tylko pewnego wycinka tematyki ciężkich hadronów, jak np. spektroskopia czy ich słabe rozpady. Jedynie nieliczne próbują opisać szerszą klasę zjawisk. Obszerny przegląd modeli stosowanych w fizyce ciężkich hadronów można znaleźć w [37].

Wspólną, podstawową bolączką modeli jest zasadnicza trudność oszacowania błędów dawanych przez nie przewidywań, a także obszaru ich stosowalności. W praktyce, niepewności pochodzące od modelu próbuje się podawać stosując do obliczenia danej wielkości co najmniej dwa modele, oraz przyjmując za błąd różnicę ich przewidywań. Procedura ta budzi jednak zasadnicze wątpliwości ze względu na swą arbitralność.

4.8 Czasy życia pięknych hadronów

Rozważania teoretyczne dotyczące czasów życia pięknych hadronów wygodnie jest prowadzić badając stosunki tej wielkości dla par cząstek. Wynika to z faktu, że w ilorazie zanika zależność od wielkości trudnych do zmierzenia lub oszacowania w rachunkach teoretycznych jak choćby masa kwarku b (notabene obecna we wzorze na szerokość rozpadu swobodnego kwarku aż w piątej potęgze). Oszacowania w tej dziedzinie wykorzystują wszystkie omawiane powyżej metody teoretyczne.

Punktem wyjściowym jest rozwinięcie OPE dla szerokości rozpadu pięknego hadronu (formuła 4.4). Występujące w niej elementy macierzowe operatorów: kinetycznego i chromomagnetycznego, można w ramach HQET w najniższym rzędzie względem odwrotności masy kwarku b przedstawić jako:

$$\frac{1}{2m_{H_b}} \langle H_b | O_3 | H_b \rangle = 1 + \frac{\lambda_1(H_b) + 3\lambda_2(H_b)}{2m_b^2} + \mathcal{O}(1/m_b^3), \quad (4.38)$$

$$\frac{1}{2m_{H_b}} \langle H_b | O_5 | H_b \rangle = 6\lambda_2(H_b) + \mathcal{O}(1/m_b). \quad (4.39)$$

Rozwinięcie to w sposób jawny parametryzuje zależność od masy ciężkiego kwarku dla elementów macierzowych operatorów O_3 i O_5 występujących w formule 4.4. Parametry λ_1 i λ_2 mogą wykazywać jedynie słabą (logarytmiczną) zależność od m_b . O ich wartościach można wnioskować z badań spektroskopowych (zwłaszcza wykorzystując związki 4.19 i 4.20). Wynika z nich (co będzie przedstawione poniżej), że przyczynki proporcjonalne do $1/m_b^2$, występujące po prawej stronie rozwinięć 4.38 i 4.39, są małe. Mogą być one porównywalne z wyrazami rzędu $1/m_b^3$, dla których występuje dodatkowy czynnik $16\pi^2$, pochodzący od całkowania po trójcząstkowej, zamiast dwucząstkowej, przestrzeni fazowej. Tym samym dla teoretycznego zbadania stosunków czasów życia pięknych hadronów konieczne staje się rozważenie przyczynków proporcjonalnych do $1/m_b^3$ pochodzących od operatorów o wymiarze sześć:

$$\begin{aligned} O_{V-A}^q &= \bar{b}_b \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q^b \bar{q}_c \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b^c \\ O_{S-P}^q &= \bar{b}_b (1 - \gamma_5) q^b \bar{q}_c (1 + \gamma_5) b^c \\ T_{V-A}^q &= \bar{b}_b t_a \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q^b \bar{q}_c t^a \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b^c \\ T_{S-P}^q &= \bar{b}_b t_a (1 - \gamma_5) q^b \bar{q}_c t^a (1 + \gamma_5) b^c, \end{aligned} \quad (4.40)$$

gdzie zaznaczono explicite indeksy kolorowe a , b i c , po których wykonywane jest sumowanie. Dla mezonów elementy macierzowe operatorów 4.40 można sparametryzować jako

$$\begin{aligned} \langle B_q | O_{V-A,S-P}^q | B_q \rangle &= f_{B_q}^2 m_{B_q}^2 B_{1,2} \\ \langle B_q | T_{V-A,S-P}^q | B_q \rangle &= f_{B_q}^2 m_{B_q}^2 \epsilon_{1,2}, \end{aligned} \quad (4.41)$$

przy czym f_{B_q} jest tzw. stałą rozpadu mezonu B_q zdefiniowaną wzorem: $\langle 0 | \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 b | B_q(v) \rangle = i f_{B_q} m_{B_q} v^\mu$. B_1 , B_2 , ϵ_1 i ϵ_2 będą poniżej traktowane jako bezwymiarowe, nieznanne parametry. Ich wartości można wyliczyć w ramach chromodynamiki na sieciach, reguł sum QCD czy też niektórych modeli kwarkowych. Rachunki chromodynamiki kwantowej prowadzone w formalnej granicy, przy której liczba kolorów N_c zmierza do nieskończoności [38] (podejście zaproponowane przez t'Hoofta) prowadzą do wniosku, że $B_i \approx \mathcal{O}(1)$ i $\epsilon_i \approx \mathcal{O}(1/N_c)$, $i = 1, 2$ [39].

W miejsce T_{V-A}^q i T_{S-P}^q wygodnie jest dla barionów wprowadzić nowe operatory:

$$\begin{aligned} \tilde{O}_{V-A}^q &= \bar{b}_b \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_c \bar{q}^c \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b^b \\ \tilde{O}_{S-P}^q &= \bar{b}_b (1 - \gamma_5) q_c \bar{q}^c (1 + \gamma_5) b^b \end{aligned} \quad (4.42)$$

związane relacją:

$$T_{V-A,S-P}^q = -\frac{1}{6} O_{V-A,S-P}^q + \frac{1}{2} \tilde{O}_{V-A,S-P}^q. \quad (4.43)$$

W granicy $m_b \rightarrow \infty$, dzięki symetrii spinowej można udowodnić prawdziwość następujących relacji:

$$\begin{aligned} \langle \Lambda_b | O_{V-A}^q | \Lambda_b \rangle &= -2 \langle \Lambda_b | O_{S-P}^q | \Lambda_b \rangle + \mathcal{O}(1/m_b) \\ \langle \Lambda_b | \tilde{O}_{V-A}^q | \Lambda_b \rangle &= -2 \langle \Lambda_b | \tilde{O}_{S-P}^q | \Lambda_b \rangle + \mathcal{O}(1/m_b) \end{aligned} \quad (4.44)$$

i wprowadzić parametryzację:

$$\begin{aligned} \langle \Lambda_b | O_{V-A}^q | \Lambda_b \rangle &= -\frac{f_{B_q}^2 m_{B_q}^2}{6} r \\ \langle \Lambda_b | \tilde{O}_{V-A}^q | \Lambda_b \rangle &= -\tilde{B} \langle \Lambda_b | O_{V-A}^q | \Lambda_b \rangle \end{aligned} \quad (4.45)$$

z dwoma parametrami: r i \tilde{B} , które powinny być dodatnie i rzędu jedności. W modelach kwarkowych r jest stosunkiem kwadratów amplitud funkcji falowych określających prawdopodobieństwo znalezienia lekkiego kwarku (ich pary dla barionów) oraz kwarku b w tym samym punkcie:

$$r = \frac{|\psi_{\Lambda_b}(0)|^2}{|\psi_B(0)|^2}. \quad (4.46)$$

Zastosowanie opisanej powyżej parametryzacji dla stanów mezonów B^+ , B_d^0 , B_s^0

oraz Λ_b prowadzi do następujących relacji dla stosunków czasów życia:

$$\frac{\tau(B_s^0)}{\tau(B_d^0)} = 1 \pm \mathcal{O}(1\%), \quad (4.47)$$

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B_d^0)} = 1 + 16 \pi^2 \frac{f_B^2 m_B}{m_b^3} [k_1 B_1 + k_2 B_2 + k_3 \epsilon_1 + k_4 \epsilon_2] \quad (4.48)$$

$$\begin{aligned} \frac{\tau(\Lambda_b)}{\tau(B_d^0)} &= 1 - \frac{\lambda_1(\Lambda_b) - \lambda_1(B_d^0)}{2m_b^2} + c_G \frac{\lambda_2(\Lambda_b) - \lambda_2(B_d^0)}{m_b^2} \\ &+ 16\pi^2 \frac{f_B^2 m_B}{m_b^3} [p_1 B_1 + p_2 B_2 + p_3 \epsilon_1 + p_4 \epsilon_2 + (p_5 + p_6 \tilde{B})r] \end{aligned} \quad (4.49)$$

gdzie czynniki k_i i p_i są znane i wiążą się bezpośrednio ze współczynnikami Wilsona a $c_G \approx 1.2$ jest współczynnikiem dla członu chromomagnetycznego. Warto zauważyć brak w powyższych rozwinięciach członu proporcjonalnego do $1/m_b$ wynikający z nieobecności operatora o wymiarze cztery. Z uwagi na zjawisko mieszania dla neutralnych mezonów pięknych $\tau(B_s^0)$ i $\tau(B_d^0)$ oznaczają tutaj średnie czasy życia dwóch odpowiednich stanów własnych masy. Przyczynki rzędu $1/m_b^2$ występujące w formule 4.49 można oszacować korzystając z równości 4.16, 4.19 i 4.20, wynikających z HQET:

$$\begin{aligned} \lambda_1(B_d^0) - \lambda_1(\Lambda_b) &= [(m_{\Lambda_b} - m_{\Lambda_c}) - (\bar{m}_B - \bar{m}_D)] / \left(\frac{1}{2m_b} - \frac{1}{2m_c} \right) + \mathcal{O}(1/m_b^2) \\ \lambda_2(B_d^0) &= \frac{m_{B^*}^2 - m_B^2}{4}, \quad \lambda_2(\Lambda_b) = 0, \end{aligned} \quad (4.50)$$

gdzie $\bar{m}_{B(D)} = (m_{B(D)} + 3m_{B^*(D^*)})/4$. Użycie zmierzonych wartości mas powyższych hadronów prowadzi do:

$$\lambda_1(B_d^0) - \lambda_1(\Lambda_b) = -(0.01 \pm 0.03) \text{ GeV}^2, \quad \lambda_2(B_d^0) \approx 0.12 \text{ GeV}^2. \quad (4.51)$$

W efekcie zaniedbując w formułach 4.48 i 4.49 wyrazy rzędu $1/m_b^3$ uzyskuje się następujące przewidywania:

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B_d^0)} = 1 \pm \mathcal{O}(1/m_b^3), \quad (4.52)$$

$$\frac{\tau(\Lambda_b)}{\tau(B_d^0)} = (0.98 \pm 0.01) + \mathcal{O}(1/m_b^3). \quad (4.53)$$

Są one w doskonałej zgodności z odpowiednimi wynikami doświadczalnymi uzyskanymi (przede wszystkim przy pomocy LEP) w sektorze pięknych mezonów (Tabela 6.1 i formuła 6.1). W przypadku stosunku $\tau(\Lambda_b)/\tau(B_d^0)$ przewidywania teoretyczne wskazują na wartość znacznie wyższą w porównaniu do wyników pomiarów ((0.75 ± 0.04) formuła 5.18).

Udział poprawek rzędu $1/m_b^3$ badano poprzez oszacowanie opisanych wyżej elementów macierzowych stosując modele kwarkowe ([40] – [42]), formalizm reguł sumy QCD [43] lub chromodynamikę kwantową na sieciach [35] dochodząc do wniosku, że ich uwzględnienie właściwie wnosi niewiele nowego w porównaniu do formuł 4.53:

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B_d^0)} = 1 + 0.05 \cdot \left(\frac{f_B}{200 \text{ MeV}} \right)^2 \quad (4.54)$$

$$\frac{\tau(\Lambda_b)}{\tau(B_d^0)} = (0.9 - 0.95). \quad (4.55)$$

Największe kontrowersje wywołuje jak dotąd dyskusja wokół parametru r . Modele kwarkowe szacują go na (0.2-0.5) ([40] – [42]) podczas gdy rachunki stosujące reguły sum QCD wskazują na wartość $r \approx (0.1 - 0.3)$ [43]. Jednocześnie ostatnie rachunki wykorzystujące podejście chromodynamiki kwantowej na sieciach dają dla r oszacowania pomiędzy 0.9 a 1.5 [35]. Podjęto także próbę oszacowania tego parametru jako stosunku rozszczepień masowych barionów i mezonów pięknych: $r = 4/3 \cdot (m_{\Sigma_b^*}^2 - m_{\Sigma_b}^2) / (m_{B^*}^2 - m_B^2)$. Pomiar rozszczepienia $\Sigma_b^* - \Sigma_b$ wykonany przez współpracę DELPHI [44] (będzie o nim mowa w następnym rozdziale) wskazuje na $r \sim 1.8 \pm 0.5$. Tym niemniej dopiero dla $r \sim 3$ można by uzyskać zgodność przewidywań teoretycznych z pomiarami, a tak duża wartość wydaje się niefizyczną [45]. Rozważania te prowadzą do wniosku, że albo przynajmniej niektóre elementy macierzowe operatorów o wymiarze sześć (4.40) są znacznie większe niż dotychczasowe przewidywania, albo też założenie lokalnej dualności partonów i hadronów, przyjęte w rachunkach dotyczących czasów życia nie jest spełnione. Lokalna dualność partonowo-hadronowa oznacza przy tym, że wykorzystujące formalizm OPE rachunki prowadzone na poziomie partonów (kwarków i gluonów) dają wynik równoważny obliczeniom ‘pełnej’ chromodynamiki kwantowej [46]. Idea ta pozwala utożsamić szerokość hadronową z odpowiadającą jej rozwinięciem iloczynu operatorów (formuła 4.3).

Dokładniejszy opis teoretyczny oszacowań stosunków czasów życia można znaleźć w następujących pracach: [40], [45], [47] – [48].

W następnym rozdziale zostaną obszerniej przedstawione badania doświadczalne ciężkich barionów wykonane przy pomocy LEP. Ich rezultaty będą porównywane z przewidywaniami teoretycznymi omówionymi powyżej.

Rozdział 5

Badania ciężkich barionów przy pomocy LEP

Celem tego rozdziału jest przedstawienie stanu wiedzy doświadczalnej o barionach zawierających kwarki piękne. Zostaną w nim omówione przede wszystkim wyniki otrzymane przy pomocy LEP, a także najważniejsze pomiary wykonane w innych ośrodkach. Informacje o powabnych barionach będą znacznie bardziej skrótowe, jako że pomiary w tej dziedzinie zostały wykonane niemal w całości poza LEP.

Bariony są stanami zbudowanymi z trzech kwarków walencyjnych. Ciężki kwark może w procesie fragmentacji [49] utworzyć barion w ok. 10 % przypadków. Wyniki doświadczalne, dotyczące produkcji barionów w anihilacji e^+e^- , będą przedstawione poniżej w tym rozdziale. Poprzedzi je jednak prezentacja obserwowanych doświadczalnie stanów barionów (spektroskopia), oraz dyskusja pomiarów ich czasów życia. W końcowej części rozdziału zostaną omówione pomiary polaryzacji i czynnika postaci barionu Λ_b . Udział autora rozprawy w dyskutowanych badaniach jest każdorazowo zaznaczany.

5.1 Spektroskopia ciężkich barionów

Ostatnie lata przyniosły zasadniczy postęp w dziedzinie spektroskopii powabnych barionów. Dokonał się on jednak poza LEP. Jak dotąd obserwowano jedynie stany zawierające pojedynczy kwark c i są one przedstawione w Tabeli 5.1 (pełniejszą informację wraz z odnośnikami podaje Particle Data Group [20]). Warto zaznaczyć, że ze względu na brak bezpośrednich pomiarów spinu i parzystości (z wyjątkiem Λ_c), przypisanie niektórym z obserwowanych stanów ich liczb kwantowych (pozycji w multipletach modelu kwarków) może okazać się błędne.

Prace LEP, które będą omówione w tym podrozdziale, pogłębiły natomiast istotnie stan wiedzy spektroskopowej o pięknych barionach. Dotyczą one pomiaru masy Λ_b oraz obserwacji stanów Σ_b i Σ_b^* (ogłoszonej jedynie przez DELPHI i nie potwierdzonej dotąd przez inne eksperymenty; stąd w Tabeli 5.1 przy symbolach Σ_b i Σ_b^* umieszczono znak zapytania). Na LEP zaobserwowano także inkluzywne rozpady barionu Ξ_b^- . Nie udało się jednak dotąd wyznaczyć masy tego stanu. Badania dotyczące Ξ_b^- zostaną omówione dokładniej w następnym podrozdziale, przy okazji dyskusji pomiarów czasów

Tablica 5.1: Obserwowane doświadczalnie stany ciężkich barionów

Barion	Skład kwarkowy	Masa (MeV/c ²)
Λ_c^+	<i>cud</i>	2285 ± 1
$\Lambda_c^+(2593)$	<i>cud</i>	2594 ± 1
$\Lambda_c^+(2625)$	<i>cud</i>	2627 ± 1
Σ_c	<i>cud, cuu, cdd</i>	2453 ± 1
Σ_c^*	<i>cud, cuu, cdd</i>	2519 ± 2
Ξ_c^+	<i>cus</i>	2466 ± 2
Ξ_c^0	<i>cds</i>	2471 ± 2
Ω_c^0	<i>css</i>	2704 ± 4
Λ_b^0	<i>bud</i>	5620 ± 5
$\Sigma_b(?)$	<i>bud, buu, bdd</i>	5793 ± 11
$\Sigma_b^*(?)$	<i>bud, buu, bdd</i>	5849 ± 11
Ξ_b^-	<i>bus</i>	brak pomiaru

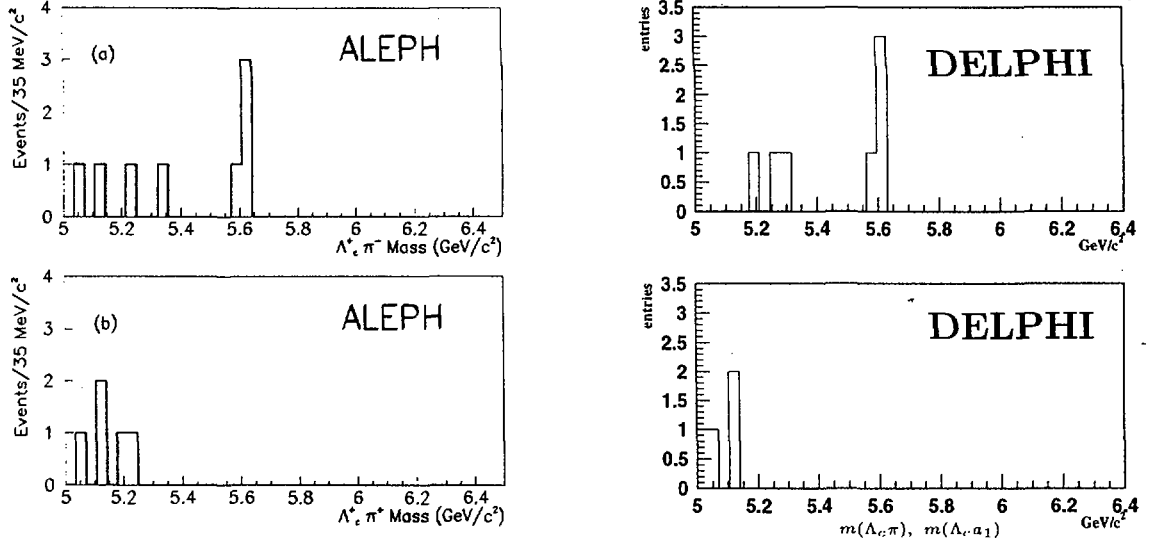
życia pięknych barionów.

5.1.1 Pomiar masy Λ_b

Stan Λ_b jest najbliższym spośród pięknych barionów. Para jego lekkich kwarków walencyjnych *ud* występuje w stanach singletowych spinu i izospinu, co znacznie upraszcza jego opis teoretyczny. Masa Λ_b jest przewidywana przez efektywną teorię ciężkich kwarków na poziomie (5625 ± 2) MeV/c² [50].

W roku 1991 pojawiło się pierwsze doniesienie o obserwacji przez współpracę UA1 16 przypadków (z czego 9 miało pochodzić od tła) ekskluzywnego rozpadu tego barionu $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ [51]. Zmierzona masa $(5640 \pm 50 \pm 30)$ MeV/c² była zgodna z przewidywaniami teoretycznymi, a stosunek rozgałęzień dla powyższego rozpadu wyznaczono na poziomie $(1.8 \pm 1.1_{-0.7}^{+0.6})$ %. Pomiar ten zaczął wkrótce budzić poważne kontrowersje, gdy trzy współpracę działające na LEP (ALEPH, DELPHI i OPAL) ogłosiły negatywne rezultaty poszukiwań rozpadu $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$, co prowadziło do górnych granic częstości jego występowania znacznie poniżej oszacowania UA1. Najbardziej wiarygodna ewidencja tego rozpadu, opublikowana w 1997 roku, pochodzi od CDF [52] (zarejestrowano 38 przypadków; tło oszacowano na poziomie 20 zdarzeń). Zmierzony przez CDF stosunek rozgałęzień wynosił $BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi) = (4.7 \pm 2.8) \times 10^{-4}$ (ok. 50 razy mniejszy od wartości UA1). Spowodowało to usunięcie pomiaru UA1 z listy wyników używanych do podawania średniej masy Λ_b przez Particle Data Group [20]. W roku 1999 współpraca DELPHI [53] zaobserwowała dwa przypadki omawianego rozpadu.

Eksperymenty ALEPH [54] i DELPHI [55] wykonały także pomiary masy Λ_b poprzez obserwację pojedynczych przypadków w pełni zrekonstruowanych rozpadów $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \pi^-$ oraz (jedynie DELPHI) $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c a_1^-(1260)$, $(a_1^-(1260) \rightarrow \rho^0 \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-)$. Rozpady Λ_c znajdowano przy tym w kanałach: $pK^- \pi^+$, pK_s^0 , $\Lambda^0 \pi^+$ i $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Rys. 5.1 prezentuje widma masy dla sumy wyżej wspomnianych stanów końcowych



Rysunek 5.1: Rozkłady masy niezmienniczej $\Lambda_c \pi$ (ALEPH, rysunki po lewej stronie) oraz $\Lambda_c \pi$ i $\Lambda_c a_1$ (DELPHI, rysunki po prawej). Górne rozkłady przedstawiają sygnał pochodzący od par $\Lambda_c^+ \pi^- (a_1^-)$ a dolne tło odpowiadające korelacjom ładunkowym $\Lambda_c^+ \pi^+ (a_1^+)$ ‘złego znaku’.

uzyskane przez współpracę ALEPH i DELPHI. Dominującym źródłem błędów systematycznych jest niepewność kalibracji skali masowej. Analiza DELPHI została wykonana przez autora we współpracy z P.Brückmanem.

Wyniki pomiarów masy Λ_b są zebrane w Tabeli 5.2. Ich średnia wartość (dominuje w niej pomiar CDF) wykazuje bardzo dobrą zgodność z przewidywaniami HQET [50]. Jednocześnie bardzo dobrze spełniona jest relacja 4.21, jako że z pomiaru masy Λ_b otrzymujemy $m_{\Lambda_b} - m_{\Lambda_c} = (3335 \pm 5) \text{ MeV}/c^2$, podczas gdy $m_{\bar{B}} - m_{\bar{D}} = (3342 \pm 2) \text{ MeV}/c^2$. Wskazuje to na fakt równości parametrów λ_1 dla barionów i mezonów, oraz daje bezpośrednie oszacowanie różnicy mas kwarków pięknego i powabnego.

Tablica 5.2: Pomiary masy barionu Λ_b .

Współpraca	Rozpad	Ilość przypadków sygnał/tło	m_{Λ_b} (MeV/c^2)
CDF	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	38/18	$5621 \pm 4 \pm 3$
DELPHI	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	2/0.2	$5612 \pm 21 \pm 6$
ALEPH	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \pi (a_1)$	4/0.4	$5614 \pm 21 \pm 4$
DELPHI	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \pi (a_1)$	4/1.0	$5613 \pm 18 \pm 5$
średnia masa			5620 ± 5

5.1.2 Obserwacja Σ_b i Σ_b^*

Dla najbliższych stanów wzbudzonych pięknych barionów Σ_b (spin 1/2) i Σ_b^* (spin 3/2) para ich lekkich kwarków walencyjnych uu , ud lub dd powinna znajdować się w stanie

o spinie równym jeden, podczas gdy dla Λ_b spin ten wynosi zero. Bariony Σ_b i Σ_b^* będą poniżej oznaczane wspólnie jako $\Sigma_b^{(*)}$. Zakładając słuszność relacji 4.24 wynikającej z efektywnej teorii ciężkich kwarków oraz znaną z pomiarów wartość rozszczepienia masowego

$$m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c} = 168 \text{ MeV}/c^2 > m_\pi \quad (5.1)$$

naależy oczekiwać, że bariony Σ_b i Σ_b^* powinny rozpadać się na $\Lambda_b\pi$ przez oddziaływania silne.

Jedynym dotąd doniesieniem o obserwacji tych rozpadów pochodzi z eksperymentu DELPHI [44]. Do poszukiwania $\Sigma_b^{(*)}$ użyto specjalnego algorytmu służącego do inkluzywnej rekonstrukcji hadronów, zawierających kwark piękny ([56] – [58]). Ich produkty rozpadu charakteryzują się stosunkowo znaczną (typowo ok. 2.5) chyżością (ang. *rapidity*) w stosunku do innych cząstek (chyżość rzędu 1.2). Utożsamienie czteropędu pięknego hadronu z sumą czteropędów wszystkich cząstek pojedynczego strumienia hadronów o chyżości powyżej 1.5 pozwala na rekonstrukcję energii (kierunku) pięknego hadronu z wysoką zdolnością rozdzielczą 7 % (15 mrad) oraz wydajnością 52 % i czystością 80 %. Algorytm ten był już z powodzeniem stosowany na LEP w pracach dotyczących spektroskopii pięknych mezonów, szczególnie tam, gdzie istotne są różnice między masami stanów. Prace te zostaną pokrótce omówione w rozdziale 6 (dokładniejszy opis można znaleźć w [59]).

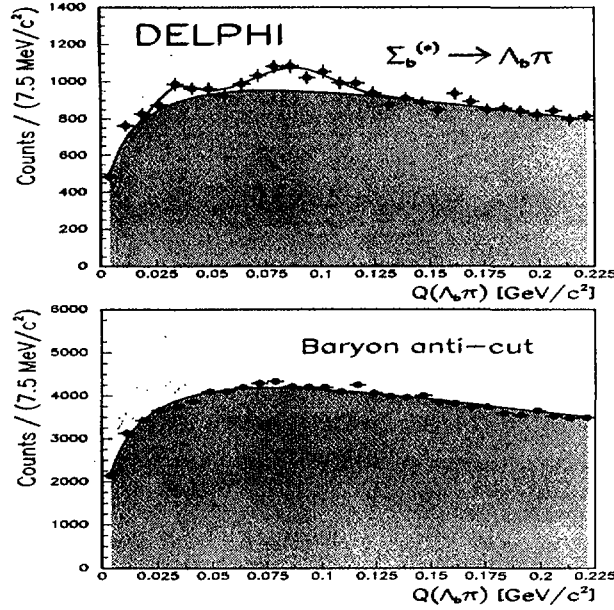
Wybraną próbkę, zawierającą przypadki z częściowo zrekonstruowanymi pięknymi hadronami, podzielono na dwie rozłączne części. Pierwsza z nich zawierała Λ^0 , proton lub neutron (rekonstrukcja Λ^0 oraz identyfikacja protonów zostały opisane w rozdziale 2; neutrony były utożsamiane z depozytami energii w kalorymetrze hadronowym) i została użyta do poszukiwania $\Sigma_b^{(*)}$; druga stanowiła dopełnienie pierwszej i służyła do oceny tła. Zrekonstruowane w ten sposób inkluzywnie piękne hadrony, zawierające barion wśród swoich produktów rozpadu (pierwsza podpróbka), będą dalej oznaczane jako Λ_b' . Naładowane piony z rozpadu $\Sigma_b^{(*)} \rightarrow \Lambda_b\pi$ były wybierane spośród torów pochodzących z punktu zderzenia e^+e^- .

Bezpośrednio mierzalną doświadczalnie wielkością jest tzw. zmienna Q (ang. *Q-value*), która pomimo braku pełnej rekonstrukcji produktów rozpadu barionu Λ_b (stąd symbol Λ_b') zachowuje w przybliżeniu wartość rozszczepienia masowego $\Sigma_b^{(*)} - \Lambda_b$:

$$Q = m(\Lambda_b'\pi) - m(\Lambda_b') - m(\pi) \equiv m(\Sigma_b^{(*)}) - m(\Lambda_b) - m(\pi). \quad (5.2)$$

W rozkładzie tej zmiennej, przedstawionym na Rys. 5.2 występują dwa obszary z nadmiarem przypadków w stosunku do tła (pole zacieniowane). Obszary te zinterpretowano jako przejaw produkcji Σ_b i Σ_b^* . Widmo przedstawione na Rys. 5.2 sparametryzowano poprzez dwa rozkłady Gaussa o szerokościach odpowiadających zdolności rozdzielczej aparatury DELPHI, oraz tło, którego rozkład został wyznaczony poprzez badanie drugiej próbki. Wyniki dopasowania do danych, zakładającego powyższą parametryzację są następujące:

$$\begin{aligned} N(\Sigma_b^\pm + \Sigma_b^{*\pm}) &= 937 \pm 108 \pm 270 \\ Q(\Sigma_b^\pm \rightarrow \Lambda_b\pi^\pm) &= (33 \pm 3 \pm 8) \text{ MeV}/c^2 \\ Q(\Sigma_b^{*\pm} \rightarrow \Lambda_b\pi^\pm) &= (89 \pm 3 \pm 8) \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$



Rysunek 5.2: Rys górny: Rozkład zmiennej Q dla par $\Lambda_b\pi$ (punkty doświadczalne). Obszar zacieniowany przedstawia tło ocenione w oparciu o próbkę zubożoną w bariony. Linia ciągła ukazuje dopasowanie do dwóch sygnałów opisanych rozkładem Gaussa. Rys prawy dolny: Rozkład zmiennej Q dla próbki zubożonej w bariony.

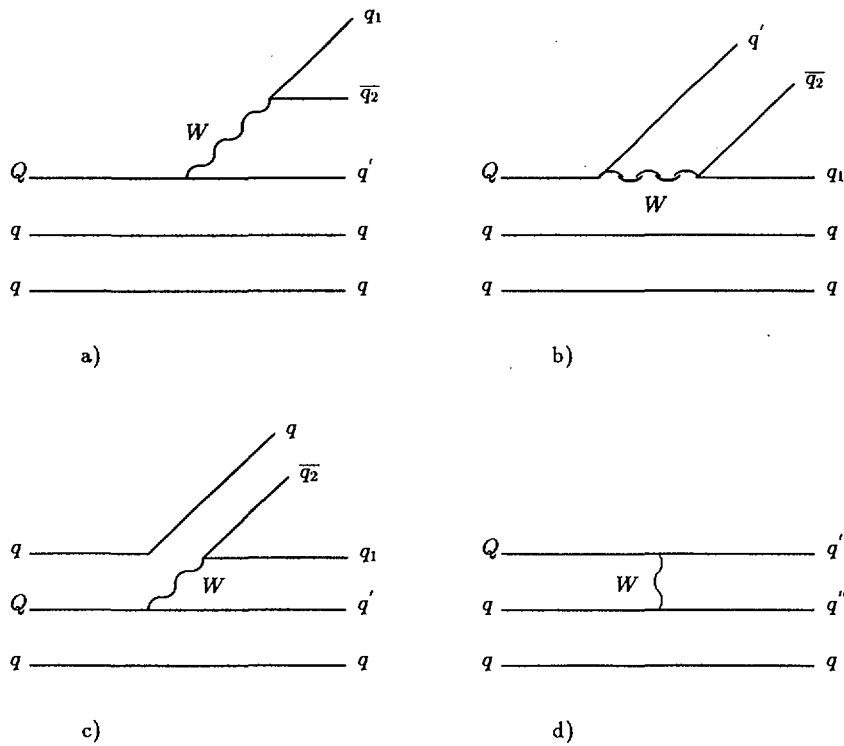
i tłumaczą się one bezpośrednio na rozszczepienia masowe $\Sigma_b(\Sigma_b^*) - \Lambda_b$:

$$m_{\Sigma_b} - m_{\Lambda_b} = (173 \pm 9) \text{ MeV}/c^2 \quad (5.3)$$

$$m_{\Sigma_b^*} - m_{\Lambda_b} = (229 \pm 9) \text{ MeV}/c^2. \quad (5.4)$$

Wyznaczona w ten sposób różnica mas $\Sigma_b - \Lambda_b$ jest w pełni zgodna z przewidywaniami HQET (formuła 4.24).

Pomiar ten pozwala także na sprawdzenie słuszności relacji 4.29. Jej prawa strona, dotycząca mezonów, jest znana z błędem praktycznie zaniedbywalnym. Podobnie masy barionów Σ_c i Σ_c^* zostały zmierzone z dokładnością rzędu (1-2) MeV/c^2 , co daje wartość różnicy mas $m_{\Sigma_c^*} - m_{\Sigma_c} = (66 \pm 2) \text{ MeV}/c^2$. Założenie słuszności relacji 4.29 prowadzi do oczekiwanej wartości rozszczepienia masowego $\Sigma_b^* - \Sigma_b$ na poziomie $(25 \pm 1) \text{ MeV}/c^2$. Tymczasem pomiar daje wartość $(56 \pm 13) \text{ MeV}/c^2$ (wyższą o ok. 2.4 standardowych odchyłeń). Rozbieżność ta może wskazywać na łamanie symetrii ciężkich kwarków. Bardziej prawdopodobne wydaje się jednak objaśnienie jej na gruncie eksperymentalnym. Trzeba nadmienić, że obserwację $\Sigma_b^{(*)}$ zgłosiła tylko współpraca DELPHI i to jedynie w formie przyczynka do konferencji EPS-HEP'95 [44]. Wreszcie, ze względu na fakt, że w omawianej dziedzinie wszystkie przypisania obserwowanym stanom ich liczb kwantowych nie są oparte o bezpośrednie pomiary, w przypadku złej interpretacji obserwacji doświadczalnych dla $\Sigma_b^{(*)}$ i/lub $\Sigma_c^{(*)}$ relacja 4.29 nie może być spełniona.



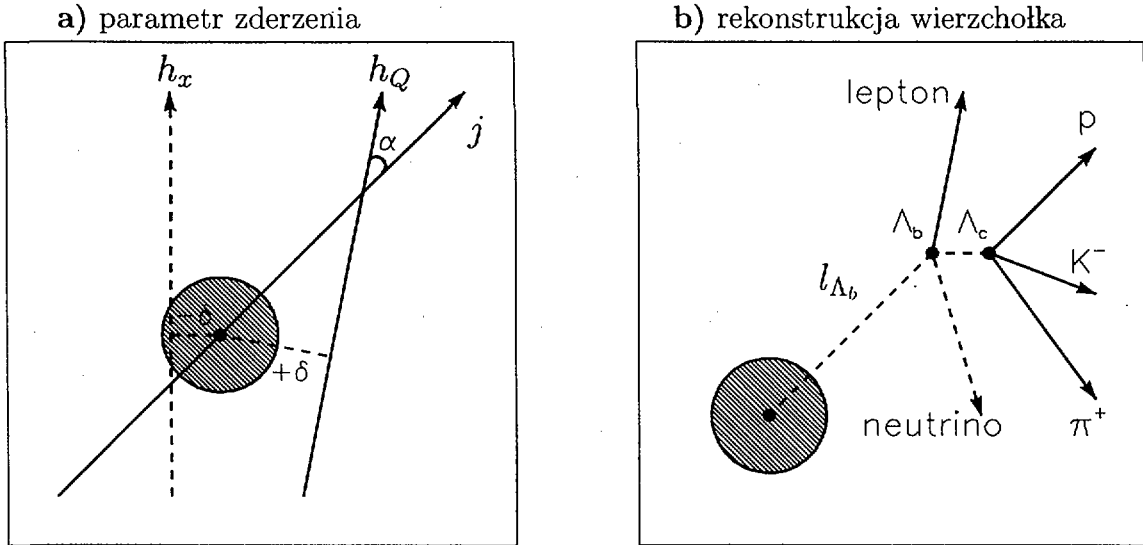
Rysunek 5.3: Diagramy rozpadu ciężkich barionów: a) spektator zewnętrzny, b) i c) spektatory wewnętrzne, d) wymiana bozonu W .

5.2 Czasy życia ciężkich barionów

Podstawowe diagramy rozpadu ciężkich barionów przedstawia Rys. 5.3. Dominującym wśród nich jest tzw. diagram spektatora¹ zewnętrznego przedstawiony na Rys. 5.3 a). Diagramy spektatora wewnętrznego b) i c) powinny być tłumione w stosunku do a), ponieważ dla nich kwarki pary $q_1\bar{q}_2$, wytworzonej z bozonu W , muszą znajdować się w odpowiedniej konfiguracji stanów koloru, tak aby końcowe hadrony były neutralne względem tej liczby kwantowej. Dla diagramów spektatora rozpad ciężkiego kwarku jest niezależny od konfiguracji zapachów pozostałych kwarków walencyjnych. Dlatego przy uwzględnieniu jedynie ich udziału czasy życia wszystkich hadronów, zawierających dany ciężki kwark (piękny lub powabny), powinny być jednakowe. Głównym źródłem różnic w czasach życia ciężkich barionów są zatem rozpady poprzez diagramy z wymianą bozonu W przedstawione na Rys. 5.3 d), oraz udział kwantowej interferencji pomiędzy kwarkami stanu końcowego (w przypadku gdy pojawią się w nim co najmniej dwa identyczne kwarki lekkie).

Dwa podstawowe sposoby pomiaru czasu życia cząstki są zilustrowane na Rys. 5.4. Pierwszy z nich, bardziej inkluzywny, jest oparty o wyznaczenie tzw. parametru zderzenia (zdefiniowanego w rozdziale 2) dla przynajmniej niektórych, naładowanych produktów rozpadu badanego obiektu. Dla cząstki o kącie polarnym θ , powstałej z roz-

¹dla ciężkich barionów nazwa spektator dotyczy diagramów, dla których para lekkich kwarków nie zmienia swej natury w procesie rozpadu. Jest zatem jakby jego obserwatorem, widzem (ang. *spectator*).



Rysunek 5.4: Ilustracja graficzna dwóch metod pomiaru czasu życia: **a) pomiar parametru zderzenia δ** (h_Q oznacza tor pochodzący z rozpadu ciężkiego hadronu, h_x jest przykładem błędnie zrekonstruowanego toru h_Q , bądź toru pochodzącego bezpośrednio z wierzchołka pierwotnego; j oznacza oś strumienia hadronów); **b) rekonstrukcja wierzchołka rozpadu ciężkiego barionu** (na przykładzie rozpadu $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \nu l$, $\Lambda_c \rightarrow p K \pi$, który będzie wielokrotnie dyskutowany poniżej; l_{Λ_b} oznacza długość rozpadu Λ_b). Zacięniowany okrąg przedstawia położenie plamy wiązki.

padu ciężkiego hadronu o czasie życia τ wyraża się on wzorem:

$$\delta = \gamma \beta c \tau \sin \alpha \sin \theta, \quad (5.5)$$

gdzie α jest kątem pomiędzy torem cząstki a kierunkiem lotu ciężkiego hadronu (jest on przybliżany poprzez kierunek strumienia (ang. *jet*) hadronów, do którego należy badana cząstka). Jedną z głównych zalet tej metody jest jej słaba zależność od, często nieznanego, pchnięcia $\beta\gamma$ (ang. *boost*) macierzystego ciężkiego hadronu. Wzrost pchnięcia ze wzrostem pędu hadronu jest bowiem kompensowany przez zależność $\sin \alpha \approx 1/\beta\gamma$. Metoda ta wymaga jednak znajomości rozkładów parametru zderzenia dla tła, które, jako otrzymywane z symulacji Monte Carlo są obciążone dość znaczną niepewnością systematyczną.

Druga metoda wymaga bezpośredniej rekonstrukcji położenia wierzchołka rozpadu oraz określenia pędu macierzystego hadronu. To ostatnie, w przypadku rozpadów z udziałem cząstek neutralnych, a zwłaszcza półleptonowych, jest oparte o pomiar brakującej energii przypadku, a tym samym informację o wszystkich zarejestrowanych w nim torach cząstek naładowanych, oraz depozytach energii pochodzących od cząstek neutralnych. Czas życia dla pojedynczego, badanego zdarzenia tzw. czas rozpadu (ang. *proper time*) wyraża się wzorem:

$$\tau_i = \frac{l_i}{\gamma_i \beta_i c} = \frac{l_i}{c} \cdot \frac{m}{p_i}, \quad (5.6)$$

gdzie m (p_i) oznaczają odpowiednio masę i pęd barionu, l_i jest odległością, na której nastąpił jego rozpad a indeks i numeruje kolejne badane zdarzenia. Błąd pomiaru

czasu rozpadu określa się ze znajomości dokładności rekonstrukcji pędu barionu (zwykle uśrednionej dla całej badanej próbki; na LEP typowo 10-15 %) oraz dokładności pomiaru jego drogi lotu (dla każdego indywidualnego zdarzenia):

$$\sigma_i = \sqrt{(\sigma(p)/p_i)^2 + (\sigma(l_i)/l_i)^2}. \quad (5.7)$$

Dla badanego rozpadu ciężkiego barionu, funkcja gęstości prawdopodobieństwa (ozn. $\mathcal{F}(\tau_i, \sigma_i, \tau)$) dla pojedynczego pomiaru czasu rozpadu τ_i z błędem σ_i :

$$\mathcal{F}(\tau_i, \sigma_i, \tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i\tau} \int_{-\infty}^{\tau_i} \exp\left(\frac{t - \tau_i}{\tau}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_i^2}\right) dt \quad (5.8)$$

jest konwolucją funkcji eksponencjalnego zaniku (którego tempo opisuje parametr τ tj. badany czas życia barionu) z funkcją zdolności rozdzielczej aparatury (rozkład Gaussa o średniej τ_i i odchyleniu standardowym σ_i). Wykonanie całkowania daje wyrażenie analityczne:

$$\mathcal{F}(\tau_i, \sigma_i, \tau) = \frac{1}{2\tau} \exp\left(\frac{\sigma_i^2}{2\tau^2} - \frac{\tau_i}{\tau}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma_i}{\tau} - \frac{\tau_i}{\sigma_i}\right)\right), \quad (5.9)$$

gdzie erfc oznacza tzw. funkcję błędu².

Biorąc pod uwagę także udział tła, funkcja prawdopodobieństwa \mathcal{L} dla pełnej próbki wyraża się iloczynem:

$$\mathcal{L} = \prod_i \{P \cdot \mathcal{F}(\tau_i, \sigma_i, \tau) + (1 - P) \cdot \mathcal{G}(\tau_i, \sigma_i)\}, \quad (5.10)$$

gdzie P oznacza tzw. czystość próbki tzn. procentowy udział przypadków sygnału ($(1 - P)$ jest udziałem tła). Funkcja $\mathcal{G}(\tau_i, \sigma_i)$ opisuje rozkład tła. Jej postać otrzymuje się z badania kontrolnych próbek danych nie zawierających badanego sygnału. Poniżej będzie ona każdorazowo dyskutowana podczas opisu poszczególnych pomiarów. Maksymalizacja funkcji prawdopodobieństwa [60] prowadzi do otrzymania estymaty dla czasu życia badanego stanu.

Większość pomiarów czasów życia ciężkich barionów wykonano poprzez rekonstrukcję ich wierzchołków rozpadu. Pomiaru parametru zderzenia są mniej bezpośrednie oraz, jako polegające w większym stopniu na symulacjach, obarczone większą niepewnością systematyczną. Tym niemniej, dla pięknych barionów, których badania są wykonywane na stosunkowo mało licznych próbkach, pomiary parametru zderzenia dostarczają wartościowych wyników. Istotne jest przy tym, że błędy systematyczne obu metod są w znacznym stopniu niezależne.

5.2.1 Czasy życia powabnych barionów

Wszystkie znaczące pomiary czasów życia powabnych barionów zostały wykonane poza LEP. Zostaną one obecnie bardzo skrótowo podsumowane, aby wraz z informacją o czasach życia pięknych barionów, pochodzącą głównie z LEP, dać możliwie pełny obraz sytuacji doświadczalnej w tej dziedzinie.

² $\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt$

Tablica 5.3: Wartości średnie pomiarów czasów życia powabnych barionów.

Barion	Czas życia (fs)	Eksperymenty
Λ_c^+	202 ± 3	E687, FOCUS, SELEX
Ξ_c^+	330^{+60}_{-40}	ACCMOR, E400, E687, WA62
Ξ_c^0	98^{+23}_{-15}	ACCMOR, E687
Ω_c^0	64 ± 20	E687, WA89

Pomiary czasów życia powabnych barionów są oparte wyłącznie o rekonstrukcję wtórnych wierzchołków ich ekskluzywnych rozpadów. Pochodzą one przede wszystkim z eksperymentów pracujących na stałej tarczy (ACCMOR, E687, FOCUS, SELEX, WA62 i WA89). Warto odnotować tutaj ostatnie pomiary czasu życia Λ_c [61], wykonane w roku 1999 przez FOCUS [62] (ok. 8500 zdarzeń) i SELEX [63] (ok. 1800 przypadków). Wartości średnie pomiarów czasów życia powabnych barionów, podawane przez Particle Data Group [20] są zebrane w Tabeli 5.3. Dla Λ_c , przy średniowaniu uwzględniono najnowsze wyniki FOCUS i SELEX.

Jakościowo, szerokości rozpadów powabnych barionów można rozpisać jako:

$$\begin{aligned}
 \Gamma(\Lambda_c) &= \Gamma_{spek} + \Gamma_{int.des} + \Gamma_{wym.W} \\
 \Gamma(\Xi_c^+) &= \Gamma_{spek} + \Gamma_{int.des} + \Gamma_{int.kon} \\
 \Gamma(\Xi_c^0) &= \Gamma_{spek} + \Gamma_{int.kon} + \Gamma_{wym.W} \\
 \Gamma(\Omega_c) &= \Gamma_{spek} + \Gamma_{int.kon},
 \end{aligned}$$

gdzie indeks *spek* jest skrótem od spektatora, *int.kon* (*int.des*) oznaczają odpowiednio interferencję konstruktywną i destruktywną a *wym.W* dotyczy wymiany bozonu *W*. Ilościowy opis względnych udziałów poszczególnych przyczynków podają dwa modele. Autorami pierwszego z nich są Guberina, Rückl i Trampetic [64] (ozn. *GRT*), a drugiego Voloshin i Shifman [65] (ozn. *VS*). Przewidywania obu modeli w zakresie hierarchii czasów życia powabnych barionów są podobne:

$$\begin{aligned}
 \tau(\Omega_c) &\approx \tau(\Xi_c^0) < \tau(\Lambda_c) < \tau(\Xi_c^+) \quad (\text{GRT}) \\
 \tau(\Omega_c) &< \tau(\Xi_c^0) < \tau(\Lambda_c) \approx \tau(\Xi_c^+) \quad (\text{VS}).
 \end{aligned}$$

Porównując je z wynikami doświadczalnymi z Tabeli 5.3 wydaje się, że model GRT opisuje dane nieco lepiej. Do rozstrzygnięcia pozostaje kwestia czy czasy życia Ξ_c^0 i Ω_c^0 są porównywalne, czy też Ξ_c^0 jest cząstką o dłuższym czasie życia.

Rodzina powabnych hadronów charakteryzuje się dużą rozpiętością czasów życia indywidualnych stanów (maksymalny stosunek: $\tau_{D^+}/\tau_{\Omega_c^0} = 1.05\text{ps}/0.064\text{ps} \approx 16$). Wskazuje to na stosunkowo duży wkład diagramów z wymianą bozonu *W* oraz interferencji. Dodatkowym potwierdzeniem znacznego udziału diagramów z wymianą *W* w rodzinie powabnych barionów jest obserwacja rozpadów $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \pi^0$ i $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$ ([66], [67]), dla których rozpady poprzez diagramy spektatora są wzbronione. Udział rozpadów poprzez wymianę bozonu *W* w stosunku do rozpadów spektatorowych jest proporcjonalny do odwrotności trzeciej potęgi masy ciężkiego kwarku [68]. Oczekuje

się, że również wkład od efektów interferencji kwantowej powinien być odwrotnie proporcjonalny do masy ciężkiego kwarku. Tym samym różnice w czasach życia pięknych hadronów powinny być mniejsze.

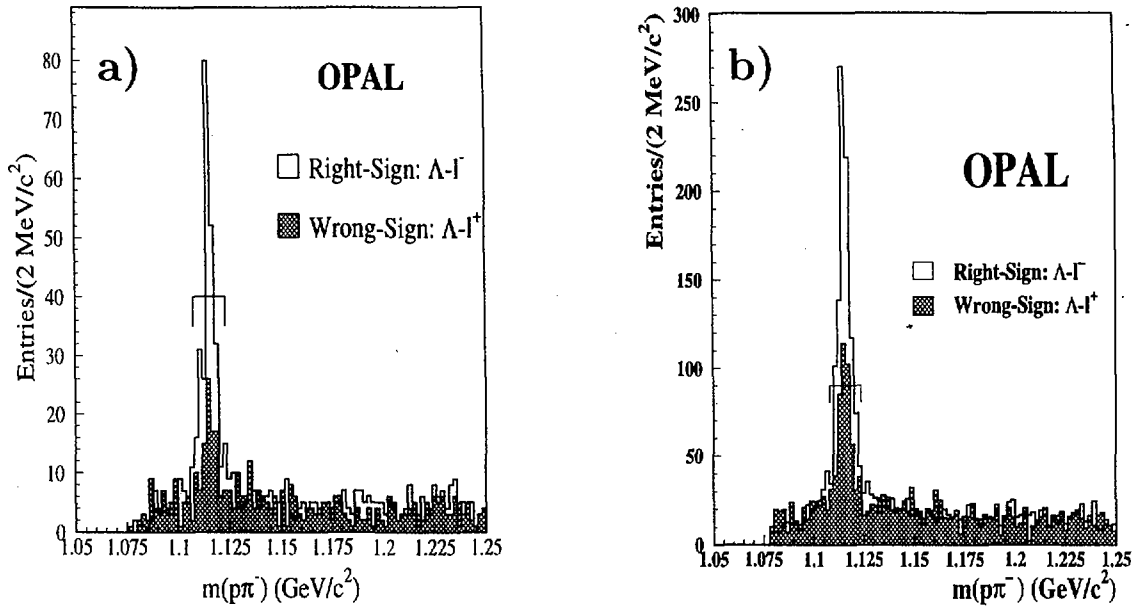
5.2.2 Czasy życia pięknych barionów

Dotychczasowe pomiary czasów życia pięknych barionów zostały wykonane niemal wyłącznie przy pomocy LEP (współprace ALEPH, DELPHI i OPAL). Jedyne przyzwykłe z innego ośrodka pochodzi od eksperymentu CDF. Metody doświadczalne stosowane w tych pomiarach zostaną omówione nieco dokładniej w tej części.

Hadrony z kwarkiem pięknym charakteryzuje stosunkowo długi czas życia rzędu 1.5 ps. W warunkach LEP oznacza to, że typowa długość ich rozpadu wynosi ok. 3 mm. Wierzchołki wtórne pięknych hadronów są przy tym rekonstruowane z dokładnością rzędu 200 μm , a punkt zderzenia e^+e^- (tzw. wierzchołek pierwotny) z dokładnością ok. 30 μm . Tak dobra separacja między zrekonstruowanymi punktami produkcji i rozpadu pięknych hadronów jest możliwa głównie dzięki stosowaniu krzemowych detektorów wierzchołka. Ułatwia ją także kinematyka zderzenia e^+e^- na LEP, z produkcją pary ciężkich kwarków wytwarzanych ze znaczną energią bliską energii wiązki. Energia ciężkiego kwarku jest niemal w całości przekazywana pięknemu hadronowi (tzw. *twarda* fragmentacja). Ten ostatni cechuje zatem znaczna wartość pchnięcia $\beta\gamma \approx 6$, co wydłuża drogę jego rozpadu. Piękne bariony są obdarzone stosunkowo dużą masą i dlatego mogą rozpadać się na wiele stanów końcowych. Znaczną ich część cechują krotności powyżej trzech oraz obecność w nich cząstek neutralnych. Z tego względu nie wykonano dotąd żadnych pomiarów czasów życia pięknych barionów opartych o pełną rekonstrukcję ich rozpadów (zarejestrowano niewiele takich przypadków – podrozdział 5.1), a wszystkie wyniki uzyskane drogą częściowej rekonstrukcji ich rozpadów cechują stosunkowo znaczne niepewności systematyczne.

Pomiary czasów życia pięknych barionów na LEP i CDF wykonywano badając ich rozpady pólleptonowe. Dostarczają one, jak będzie to opisane poniżej, wyraźnych sygnatur doświadczalnych oraz dostatecznie liczebnych próbek. Spośród rozpadów pólleptonowych wykorzystuje się jedynie rozpady z udziałem elektronu i mionu, które mogą być bezpośrednio zidentyfikowane w aparaturze. Dają one przyczynek ok. 20 % do całkowitej szerokości rozpadu. Ze względu na znaczny pęd oraz masę pięknego barionu, elektrony i miony pochodzące z jego rozpadu cechują znaczne wartości pędu (powyżej 3 GeV/c), i pędu poprzecznego liczonego względem osi strumienia hadronów (powyżej 0.8 GeV/c). Obecność takiego leptonu jest bardzo istotną wskazówką, że badany strumień hadronów pochodzi z kwarku pięknego.

Fragmentacja kwarku b prowadzi do powstania pięknego barionu jedynie w ok. 10 % przypadków (podrozdział 5.3). Najlepsze z nich powinny rozpadać się poprzez oddziaływania słabe, dając w stanach końcowych bariony takie jak Λ_c , Ξ^- , Λ^0 czy proton, co pozwala na odróżnienie ich od pięknych mezonów (dla tych ostatnich prawdopodobieństwo rozpadu na pary barion-antybarion jest bardzo małe). Obserwacje rozpadów pięknych barionów są zatem oparte o wybór przypadków hadronowych, zawierających pary barion-lepton, należące do tego samego strumienia hadronów. Pary te powinny przy tym cechować odpowiednia kombinacja ładunku leptonu i liczby barionowej barionu. Dla Λ_b te dwie liczby kwantowe powinny mieć przeciwne znaki (np.



Rysunek 5.5: Widmo masy niezmienniczej ($p\pi$) dla kombinacji dobrego znaku (niezaciemniany histogram) z nałożonym rozkładem złego znaku (zaciemnianym) uzyskane przez współpracę OPAL. **Rys. a)** przedstawia próbkę uzyskaną w pierwszej pracy OPAL z roku 1993. **Rys. b)** ukazuje widmo otrzymane z analizy całej statystyki LEP1. Klamra wyznacza obszar sygnału pochodzącego od *pięknego barionu*.

$\Lambda^0 - l^-$ lub $\bar{\Lambda}^0 - l^+$) a dla Ξ_b zgodne ($\Xi^- - l^-$ lub $\Xi^+ - l^+$)³. Pary takie określa się zwykle mianem ‘kombinacji dobrego znaku’ lub w skrócie RS (ang. *right-sign combinations*) dla odróżnienia od, pochodzących z tła, ‘kombinacji złego znaku’ WS (ang. *wrong-sign combinations*) np. $\Lambda^0 - l^+$. Znaczna część par WS zawiera leptony pochodzące z pólleptonowego rozpadu Λ_c .

Czas życia *pięknego barionu* i Λ_b

Rozważania tego podrodziału wypada rozpocząć od wyjaśnienia jego tytułu. Stan Λ_b , jako najlżejszy z pięknych barionów, powinien dominować w ich produkcji. O *pięknych barionach* (ang. *b-baryons*), wyróżnianych odtąd pochyłą czcionką, będzie mowa wszędzie tam, gdzie metoda pomiaru nie pozwala na odseparowanie rozpadów z udziałem stanów cięższych niż Λ_b (głównie Ξ_b). Dotyczy to przede wszystkim metod bardziej inkluzywnych jak pomiary czasu życia z rozkładu parametru zderzenia leptonu lub obserwacji par $p - l$ i $\Lambda^0 - l$ (udział rozpadów Ξ_b szacuje się tutaj na ok. 15 %). Dla pozostałych, bardziej ekskluzywnych metod, np. opartych o korelacje $\Lambda_c - l$ udział cięższych stanów powinien być znikomy (rzędu 1 % ze względu na oczekiwanie, że rozpad $\Xi_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu}_l X$ powinien być silnie tłumiony w stosunku do $\Xi_b \rightarrow \Xi_c l \bar{\nu}_l X$) i czasy życia mierzone tym sposobem identyfikuje się z czasem życia Λ_b . *Piękne bariony* będą roboczo oznaczane jako Y_b .

Pierwszy pomiar czasu życia *pięknych barionów* wykonała współpraca ALEPH [69]

³poniżej przyjęto konwencję wymieniaania jedynie par z barionem zakładając, że symbol ten obejmuje także pary sprzężone ładunkowo

Tablica 5.4: Pierwsze pomiary czasu życia *pięknego barionu* (korelacje $\Lambda^0 - l$).

Eksperyment	τ_{Y_b} (ps)	Ref.
ALEPH	$1.12^{+0.32}_{-0.29} \pm 0.16$	[69]
DELPHI	$1.04^{+0.48}_{-0.38} \pm 0.10$	[70]
OPAL	$1.05^{+0.23}_{-0.20} \pm 0.08$	[71]

już we wczesnej fazie pracy LEP1 w roku 1992, gdy liczba zebranych przypadków hadronowych sięgała 1.2 miliona. Został on niemal natychmiast potwierdzony przez eksperymenty DELPHI [70] i OPAL [71]. Wszystkie trzy prace dawały ewidencję doświadczalną nadmiaru produkcji par $\Lambda^0 - l$ 'dobrego znaku', którą interpretowano jako sygnał produkcji Y_b . Rys. 5.5 a) przedstawia widmo masy niezmienniczej ($p\pi$) dla kombinacji dobrego i złego znaku pochodzące z pierwszej pracy eksperymentu OPAL [69] (rozkłady pozostałych dwóch współprac są bardzo podobne). Przypadki sygnału, dla których możliwa była rekonstrukcja wierzchołka $\Lambda^0 - l$ zostały następnie wykorzystane przez DELPHI i OPAL do pomiaru czasu życia *pięknego barionu*. Współpraca ALEPH wykonała swój pomiar w oparciu o parametr zderzenia leptonu, a DELPHI dodatkowo rekonstruowało wierzchołki wtórne zawierające oprócz pary $\Lambda^0 - l$ także pion o ładunku przeciwnym do ładunku leptonu. Typowa zdolność rozdzielcza rekonstrukcji wierzchołka Y_b była rzędu $300 \mu\text{m}$. Wyniki tych trzech pierwszych prac są zebrane w Tabeli 5.4. Wywołały one duże zainteresowanie, spowodowane głównie faktem, że zmierzona wartość czasu życia *pięknego barionu* okazała się zaskakująco niska. Prowadziło to do wniosku, że stosunek czasów życia pięknych barionów i mezonów jest rzędu 0.75 zamiast, jak to było dyskutowane w rozdziale 4, przewidywanej teoretycznie minimalnej wartości 0.9.

Tablica 5.5: Pomiary czasu życia *pięknego barionu* oraz Λ_b .

Eksperyment	Metoda	τ (ps)	Ref.
ALEPH	$\Lambda^0 - l$ par. zderz.	$1.20 \pm 0.08 \pm 0.06$	[72]
DELPHI	$\Lambda^0 - \mu$ par. zderz.	$1.10^{+0.19}_{-0.17} \pm 0.09$	[73]
OPAL	$\Lambda^0 - l$ par. zderz.	$1.21^{+0.15}_{-0.13} \pm 0.10$	[74]
OPAL	$\Lambda^0 - l$ wierzch.	$1.15 \pm 0.12 \pm 0.06$	[74]
DELPHI	$\Lambda^0 - l$ wierzch. inkl.	$1.16 \pm 0.20 \pm 0.08$	[75]
DELPHI	$p - l$ wierzch. inkl.	$1.19 \pm 0.14 \pm 0.07$	[75]
wartość średnia dla <i>pięknego barionu</i>		1.175 ± 0.063	
ALEPH	$\Lambda_c - l$	$1.18^{+0.13}_{-0.12} \pm 0.03$	[72]
ALEPH	$\Lambda^0 - l - l$	$1.30^{+0.26}_{-0.21} \pm 0.04$	[72]
DELPHI	$\Lambda_c - l$ & $\Lambda^0 - l - l$	$1.11^{+0.19}_{-0.18} \pm 0.05$	[75]
OPAL	$\Lambda_c - l$ & $\Lambda^0 - l - l$	$1.29^{+0.24}_{-0.22} \pm 0.06$	[76]
CDF	$\Lambda_c - l$	$1.32 \pm 0.15 \pm 0.06$	[77]
wartość średnia dla Λ_b		$1.229^{+0.081}_{-0.079}$	

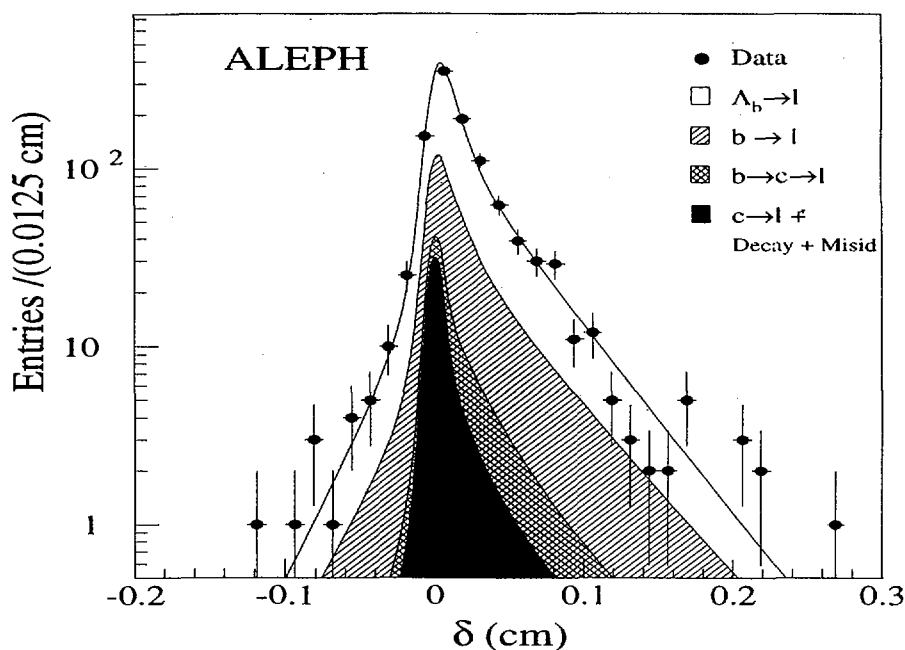
Prace w tej dziedzinie intensywnie kontynuowano w następnych latach, w miarę jak rosła statystyka zebranych na LEP przypadków hadronowych oraz polepszała się jakość gromadzonych danych (ulepszano głównie wydajność rekonstrukcji torów oraz ich identyfikację). W efekcie końcowe prace trzech zaangażowanych w nie współprac LEP charakteryzuje ponad trzykrotne zwiększenie liczebności sygnału, pochodzącego od *pięknych barionów*. Przykładowo dla OPAL nadmiar par RS w stosunku do WS zwiększył się w tym czasie ze 157 (rys. 5.5 a) do 490 (rys. 5.5 b). Zaowocowało to także istotnym zwiększeniem dokładności pomiaru czasu życia. Ostateczne jego pomiary, wykonane tą metodą przez ALEPH, DELPHI i OPAL są zebrane w sześciu pierwszych rzędach Tabeli 5.5.

Ich krótką dyskusję wypada rozpocząć od najbardziej dokładnego pomiaru, wykonanego przez ALEPH [72] w oparciu o rozkład parametru zderzenia dla elektronów i mionów z par $\Lambda^0 - l$. W próbie danych wybrano 1063 kombinacje RS i 441 WS w obszarze masy niezmienniczej ($p\pi$), odpowiadającym hiperonowi Λ^0 . Udział w próbie RS leptonów pochodzących z Y_b został oszacowany bezpośrednio z danych doświadczalnych jako nadmiar kombinacji RS w stosunku do WS, z uwzględnieniem poprawki biorącej pod uwagę różnice we fragmentacji tła dla obu kombinacji znakowych. Skład tła oceniono w oparciu o symulacje metodą Monte Carlo. Udział w próbie leptonów z poszczególnych źródeł jest przedstawiony w Tabeli 5.6. Pozycja 'inne' obejmuje leptony z rozpadów π i K , hadrony zidentyfikowane mylnie jako leptony, oraz elektrony z procesu konwersji fotonu. Rozkład parametru zderzenia dla każdego z pięciu źródeł leptonów otrzymano również z symulacji Monte Carlo poprzez konwolucję tzw. funkcji fizycznej z funkcją zdolności rozdzielczej aparatury. Ta pierwsza funkcja opisuje oczekiwany rozkład parametru zderzenia leptonu w idealnym przypadku doskonałej zdolności rozdzielczej. Czas życia *pięknego barionu* otrzymano z dopasowania metodą maksymalnego prawdopodobieństwa [60] powyższej parametryzacji (Rys. 5.6) do doświadczalnego rozkładu parametru zderzenia leptonów z par $\Lambda^0 - l$. Dwa główne źródła błędów systematycznych tego pomiaru są związane z niepewnościami parametryzacji funkcji fizycznych dla poszczególnych źródeł leptonów, oraz uwzględnieniem zależności parametru zderzenia Y_b od jego polaryzacji (w tym ostatnim przypadku chodzi o polaryzację Λ_b ; jej obecność modyfikuje rozkłady katowe leptonu a tym samym jego parametr zderzenia).

Tablica 5.6: Źródła leptonów (w %), dla których rozkład parametru zderzenia wykorzystano do pomiaru czasu życia *pięknego barionu* w eksperymencie ALEPH.

Źródło leptonów	Udział (%)
$Y_b \rightarrow l$	69.0 ± 6.0
$B \rightarrow l$	23.3 ± 4.7
$B \rightarrow (c/\tau) \rightarrow l$	3.0 ± 0.9
$c \rightarrow l$	1.5 ± 0.5
'inne'	3.2 ± 1.1

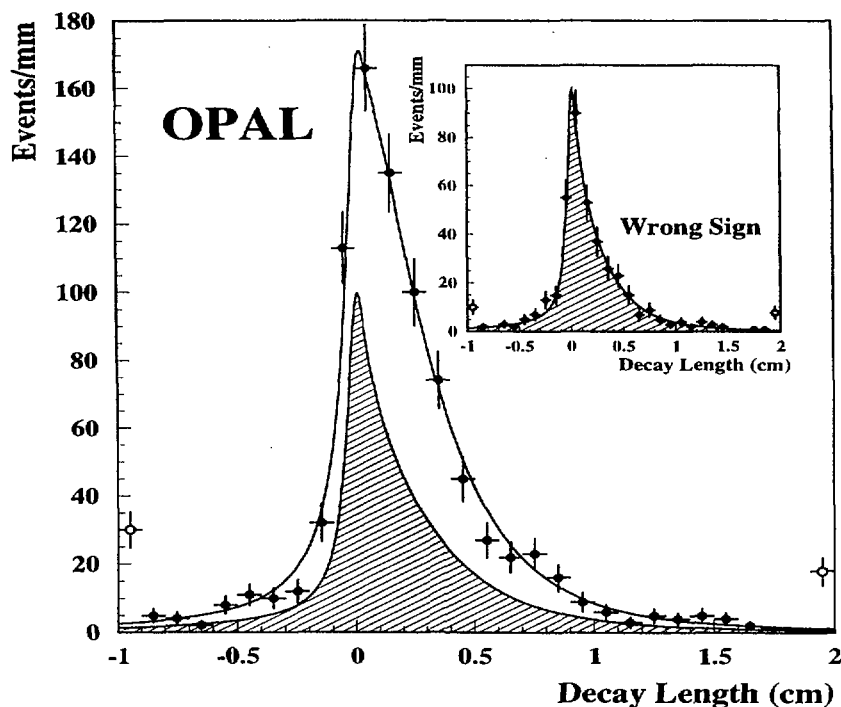
Podobne pomiary wykonały także współpracownicy DELPHI [73] i OPAL [74]. We wszystkich trzech analizach danych doświadczalnych wykorzystano jedynie te leptony,



Rysunek 5.6: Rozkład parametru zderzenia δ dla leptonów z par $\Lambda^0 - l$. Linia ciągła przedstawia wynik dopasowania parametryzacji opisanej w tekście do danych doświadczalnych. Zacięniowane obszary o różnej granulacji reprezentują udział poszczególnych przyczynków tła. Oznaczenie 'b' (zachowano oryginalny opis tego rysunku podany przez współpracę ALEPH) jest nieco mylące, gdyż dotyczy ono mezonów a nie kwarków pięknych. W dodatku, przejście $b \rightarrow c \rightarrow l$ należy interpretować jako $B \rightarrow c/\tau \rightarrow l$, a $\Lambda_b \rightarrow l$ w notacji tej rozprawy należałoby zapisać jako $Y_b \rightarrow l$. Przyczynki $c \rightarrow l$ oraz 'inne' (Tabela 5.6) zostały uwzględnione razem.

których tory były rejestrowane w krzemowych detektorach wierzchołka co znacznie redukowało błąd pomiaru ich parametru zderzenia. Jego zdolność rozdzielcza wynosiła, dla ALEPH $\sigma_\delta = 25 \mu m + 95 \mu m / (p[\text{GeV}/c])$. W przypadku DELPHI ograniczono się jedynie do mionów, ze względu na to, że promieniowanie elektronów powstające podczas ich przechodzenia przez aparaturę, powodowało dość znaczne niepewności pomiaru ich parametru zderzenia.

Współpraca OPAL wykonała na próbce $\Lambda^0 - l$ pomiary czasu życia Y_b jednocześnie z rozkładu parametru zderzenia i poprzez rekonstrukcję wierzchołków wtórnych [74]. Ta ostatnia metoda okazała się tutaj znacznie bardziej dokładna. Wykonano dopasowanie (metodą maksymalnego prawdopodobieństwa [60]) do rozkładu drogi rozpadu jednocześnie dla kombinacji RS i WS, którego wolnym parametrem był czas życia *pięknego barionu*. Rozkład jego pędu odtwarzano ze znanego pędu pary $\Lambda^0 - l$ w następujący sposób. Wykorzystując próbki symulowane metodą Monte Carlo określano funkcje



Rysunek 5.7: Rozkład dróg rozpadu *pięknych barionów* mierzony przez współpracę OPAL. Linia ciągła przedstawia dopasowanie opisane w tekście. Zaciemniony obszar ukazuje udział tła. Dwa 'nie zaczerpnięte' punkty doświadczalne stanowią sumaryczną reprezentację pomiarów drogi rozpadu o wartościach wykraczających poza zakres prezentowanego rozkładu (cechują je bardzo znaczne błędy pomiarowe).

gęstości prawdopodobieństwa $g(y)$ dla zmiennej:

$$y = \frac{p_{Y_b} - p_{Y_b}^{\min}}{p_{Y_b}^{\max} - p_{Y_b}^{\min}}; \quad \text{gdzie} \quad (5.11)$$

$$p_{Y_b}^{\min} = |p_{\Lambda^0} + \vec{p}_l| \quad \text{a} \quad p_{Y_b}^{\max} \approx \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - m_{\Lambda_b}^2} \quad (5.12)$$

(E_{beam} oznacza energię wiązki). Jej konwolucja z mierzonym bezpośrednio rozkładem pędu par $\Lambda^0 - l$ dawała w efekcie rozkład pędu *pięknego barionu* oznaczany jako $h(p_{Y_b})$. Funkcja gęstości prawdopodobieństwa dla pojedynczego pomiaru drogi rozpadu Y_b (o indeksie i) miała wówczas postać:

$$S(l_i, \sigma_{l_i}, \tau) = \sum_k^{50} h(p_{Y_b}^k) \cdot \mathcal{F}\left(\frac{m_{Y_b}}{p_{Y_b}^k} l_i, \frac{m_{Y_b}}{p_{Y_b}^k} \sigma_{l_i}, \tau\right), \quad (5.13)$$

gdzie funkcja \mathcal{F} została zdefiniowana w formule 5.9, a τ jest czasem życia *pięknego barionu*. Rozkład dróg rozpadu Y_b mierzony przez eksperyment OPAL jest przedstawiony, wraz z dopasowaniem opisany powyżej, na Rys. 5.7. Mogą one przyjmować ujemne wartości, wynikające z błędów rekonstrukcji torów cząstek naładowanych, przypisanych do wierzchołka wtórnego rozpadu *pięknego barionu*. Do głównych źródeł błędów systematycznych tego pomiaru należy zaliczyć niepewności związane z rekonstrukcją pędu

Y_b oraz uwzględnieniem tła, jak również te, dotyczące wpływu polaryzacji Λ_b na mierzone rozkłady.

Współpraca DELPHI wykonała swoje końcowe pomiary czasu życia *pięknego barionu*, rekonstruując inkluzywnie wtórne wierzchołki należące do strumienia hadronów, zawierającego wysokoenergetyczny lepton o znacznym pędzie poprzecznym [75]. Hadrony badanego strumienia uszeregowano w malejącym porządku ich chyżości (względem kierunku strumienia). W tej kolejności próbowano dołączać je do siebie używając algorytmu LUCLUS [10], aż do chwili gdy masa ich niezmiennicza przekroczyła $2.5 \text{ GeV}/c^2$ (skala masy znanych barionów powabnych). Torów tych używano do rekonstrukcji wierzchołka powabnego barionu. Następnie wykonywano fit wspólnego wierzchołka powabnego barionu i leptonu, utożsamiając go z punktem rozpadu Y_b . Energię tego ostatniego rekonstruowano używając tzw. metody energii resztkowej. Według niej, energia *pięknego barionu* może być przybliżona wzorem:

$$E_{Y_b} = E_{beam} - E_{res} = E_{beam} - (E_{vis} - E_{sec}), \quad (5.14)$$

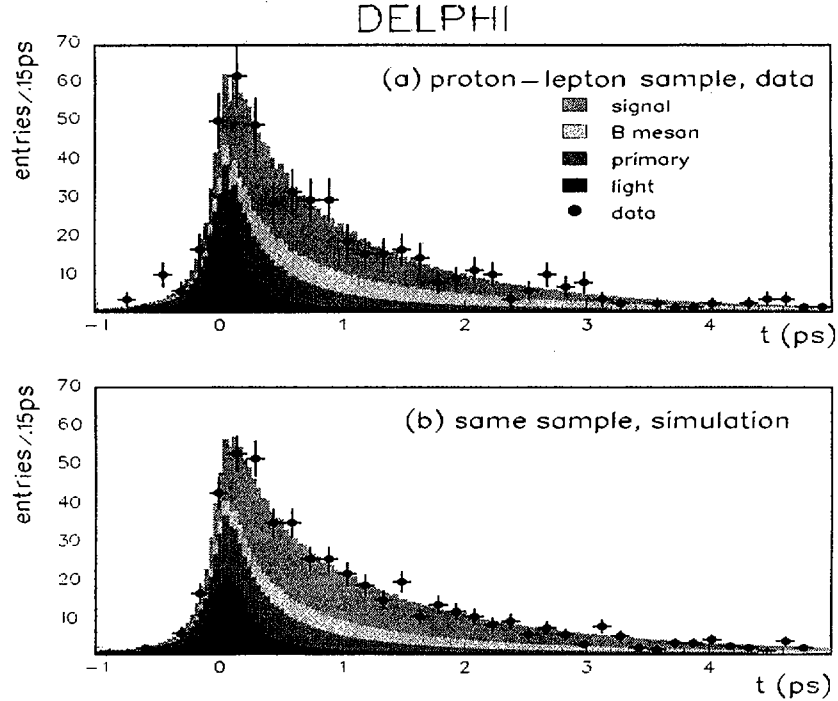
gdzie E_{beam} jest energią wiązki, a E_{res} oznacza energię resztkową w półkuli przypadku, w której nastąpił badany rozpad. Jest ona definiowana jako różnica E_{vis} i E_{sec} , które oznaczają odpowiednio całkowitą energię obserwowaną w półkuli, oraz energię wszystkich cząstek przypisanych do wierzchołka rozpadu *pięknego barionu*. Metoda ta pozwala na rekonstrukcję pędu Y_b ze zdolnością rozdzielczą rzędu 15 %. Do wyznaczenia czasu życia użyto dwóch podpróbek: ‘ Λ^0 -lepton’ i ‘proton-lepton’, zawierających odpowiednio, hiperon Λ^0 lub proton wśród cząstek przypisanych do wtórnego wierzchołka powabnego barionu. Dla obu z nich wierzchołki barion-lepton mogą pochodzić z czterech źródeł (zostaną one omówione na przykładzie par $p-l$ z zachowaniem angielskojęzycznych nazw poszczególnych kategorii; poniżej podano również ich względny udział w próbce):

- ‘**signal**’ – zarówno lepton jak i barion pochodzą z rozpadu *pięknego barionu* ($f_{sig} = (47 \pm 5) \%$),
- ‘**B-meson**’ – obie cząstki pary pochodzą z rozpadu pięknego mezonu; dotyczy to szczególnie tych przypadków, dla których tor naładowanego pionu lub kaonu, został mylnie zidentyfikowany, jako należący do protonu ($f_B = (21 \pm 2) \%$),
- ‘**primary**’ – pary, dla których hadron (w szczególności proton) powstały w punkcie zderzenia e^+e^- został mylnie przypisany do wierzchołka Y_b ($f_{prim} = (19 \pm 5) \%$),
- ‘**light**’ – wierzchołki rekonstruowane w przypadkach $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$ ($f_l = (13 \pm 1) \%$).

Funkcję prawdopodobieństwa \mathcal{L} można tym samym zapisać w postaci:

$$\mathcal{L} = \prod_i \{f_{sig} \cdot \mathcal{F}(\tau_i, \sigma_i, \tau) + f_B \cdot \mathcal{F}(\tau_i, \sigma_i, \tau_B) + f_{prim} \cdot F_p(\tau_i, \sigma_i) + f_l \cdot F_l(\tau_i, \sigma_i)\}, \quad (5.15)$$

gdzie funkcja \mathcal{F} została zdefiniowana w formule 5.9. Funkcje $F_p(F_l)$ opisują rozkłady czasu rozpadu dla wierzchołków należących, odpowiednio, do klas ‘primary’ i ‘light’.



Rysunek 5.8: Rozkład czasu rozpadu dla inkluzywnych wierzchołków wtórnych zawierających pary lepton-proton, mierzony przez współpracę DELPHI. Na rozkład danych doświadczalnych (punkty) nałożono rozkłady pochodzące od czterech źródeł par $p-l$ opisanych w tekście.

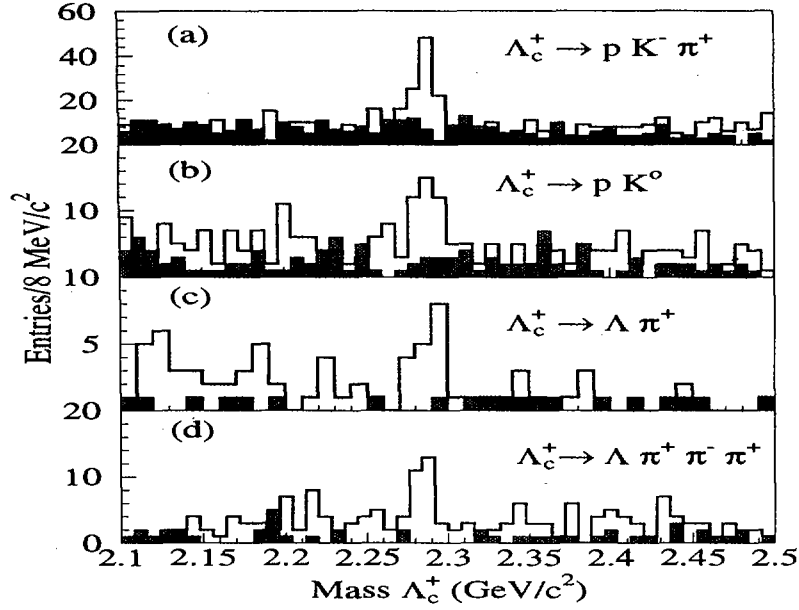
Sparametryzowano je w postaci funkcji Breita-Wignera posługując się odpowiednimi próbkami symulowanymi metodą Monte Carlo. Czas życia (τ_B), charakterystyczny dla klasy ‘ B -meson’, dopasowano w oparciu o kontrolną próbkę o bardzo znacznym udziale tej klasy. Otrzymano ją poprzez zamianę wyboru protonu na wybór pionu. Dopasowana wartość τ_B wynosiła (1.61 ± 0.03) ps tj. była w pełni zgodna ze średnią wartością czasu życia pięknych mezonów [78]. Ustalono ją wykonując dopasowanie do parametryzacji 5.15. Jedynym swobodnym parametrem fitu był czas życia *pięknego barionu* (ozn. τ). Dominującym źródłem błędów systematycznych były niepewności związane z udziałem w próbce poszczególnych klas wierzchołków. Rozkład czasu rozpadu dla próbki $p-l$ jest przedstawiony na Rys. 5.8 wraz z opisanym powyżej dopasowaniem.

Podobny pomiar wykonano także dla próbki ‘ Λ^0 -lepton’. Jej liczebność była niższa w porównaniu do ‘proton-lepton’ (odpowiednio 262 i 499 przypadków). Wierzchołki ‘ Λ^0 -lepton’ cechował również mniejszy udział sygnału ($f_{sig} = (34 \pm 6)\%$).

Warto zauważyć, że ze względu na niższą wydajność rekonstrukcji⁴ hiperonu Λ^0 , pomiary współpracy DELPHI dla par Λ^0-l były mniej dokładne w porównaniu do ALEPH i OPAL. Jednocześnie eksperyment DELPHI wykorzystując swą wydajną identyfikację hadronów w licznikach RICH mógł, jako jedyny, wykonać pomiar czasu życia

⁴spowodowaną mniejszymi rozmiarami głównego detektora rekonstruującego tory cząstek naładowanych tj. TPC: wynikało to z obecności liczników promieniowania Czerenkowa RICH pomiędzy TPC i kalorymetrami o czym wspomniano już w rozdziale 2

ALEPH

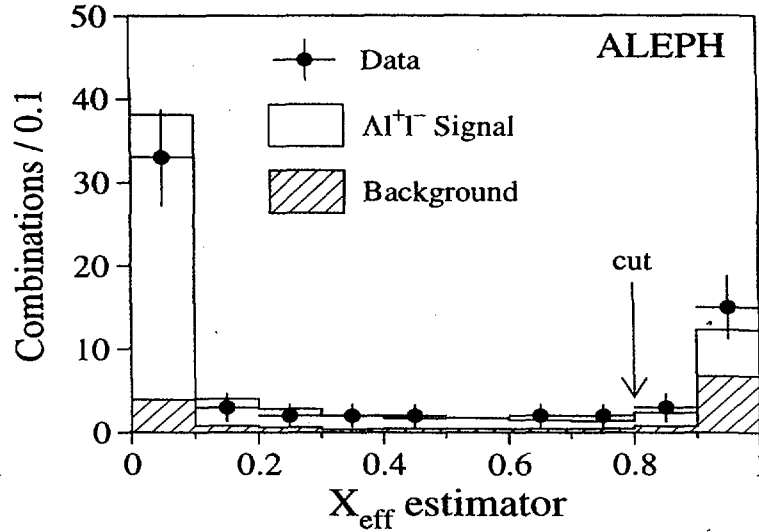


Rysunek 5.9: Rozkład masy niezmienniczej dla kombinacji $pK\pi$, pK_s^0 , $\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$ i $\Lambda^0\pi^+$ wybranych w parach ‘dobrego znaku’ z leptonem. Rozkłady zacieniowane odpowiadają parom ‘złego znaku’.

Y_b dla par $p-l$.

Próbki pięknych barionów, wybrane poprzez obserwację korelacji leptonu z w pełni zrekonstruowanymi rozpadami Λ_c , powinny zawierać przede wszystkim półleptonowe rozpady $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$. Dlatego czas życia mierzony tą metodą można przypisać barionowi Λ_b . Jego pomiary, poprzez obserwację korelacji Λ_c-l , zostały wykonane przez ALEPH, DELPHI, OPAL i CDF (Tabela 5.5). Rozpady Λ_c rekonstruowano w kanałach ze stanami końcowymi $pK^-\pi^+$, pK_s^0 , $pK_s^0\pi^+\pi^-$, $\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$ i $\Lambda^0\pi^+$. Rozkłady masy niezmienniczej Λ_c w czterech z wymienionych wyżej kanałów, otrzymane dla par Λ_c-l przez współpracę ALEPH są przedstawione na Rys. 5.9. Eksperyment ten zebrał największą próbkę 193 par Λ_c-l o udziale tła jedynie $(29 \pm 1)\%$. Współprace DELPHI i OPAL zebrały odpowiednio 147 i 108 par. Redukcję tła osiągnięto głównie dzięki następującym cięciom kinematycznym: $p_{\Lambda_c} > 8 \text{ GeV}/c$, $p_{\Lambda_c l} > 20 \text{ GeV}/c$ i $3.5 < m(\Lambda_c-l) < 5.6 \text{ GeV}/c^2$.

Druga metoda pomiaru czasu życia Λ_b polega na obserwacji kombinacji Λ_c-l , w których Λ_c rozpada się półleptonowo na Λ^0 (łańcuch rozpadów: $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l_1^- \bar{\nu} X$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 l_2^+ \nu X$). Sygnaturą takiego podwójnie półleptonowego rozpadu są zatem kombinacje $\Lambda^0-l_1^-l_2^+$. Lepton l_1 jako pochodzący z rozpadu kwarku pięknego powinien charakteryzować się wyższym pędem (zarówno co do modułu, jak i składowej poprzecznej względem kierunku najbliższego strumienia hadronów) w stosunku do l_2 . Typowo, leptony te powinny spełniać następujące kryteria: $p_{l_1} > 3 \text{ GeV}/c$, $p_{l_1}^T > 0.5 \text{ GeV}/c$, $p_{l_2} > 2 \text{ GeV}/c$, i $p_{l_1}^T > 0.2 \text{ GeV}/c$. Metoda ‘ Λ^0-l-l ’ dostarcza mniej licznych próbek rozpadów barionu Λ_b w porównaniu do kombinacji Λ_c-l



Rysunek 5.10: Rozkład zmiennej efektywnej X_{eff} dla kombinacji $\Lambda^0 - l - l$ uzyskany przez współpracę ALEPH. W analizie akceptowano przypadki spełniające kryterium $X_{eff} < 0.8$.

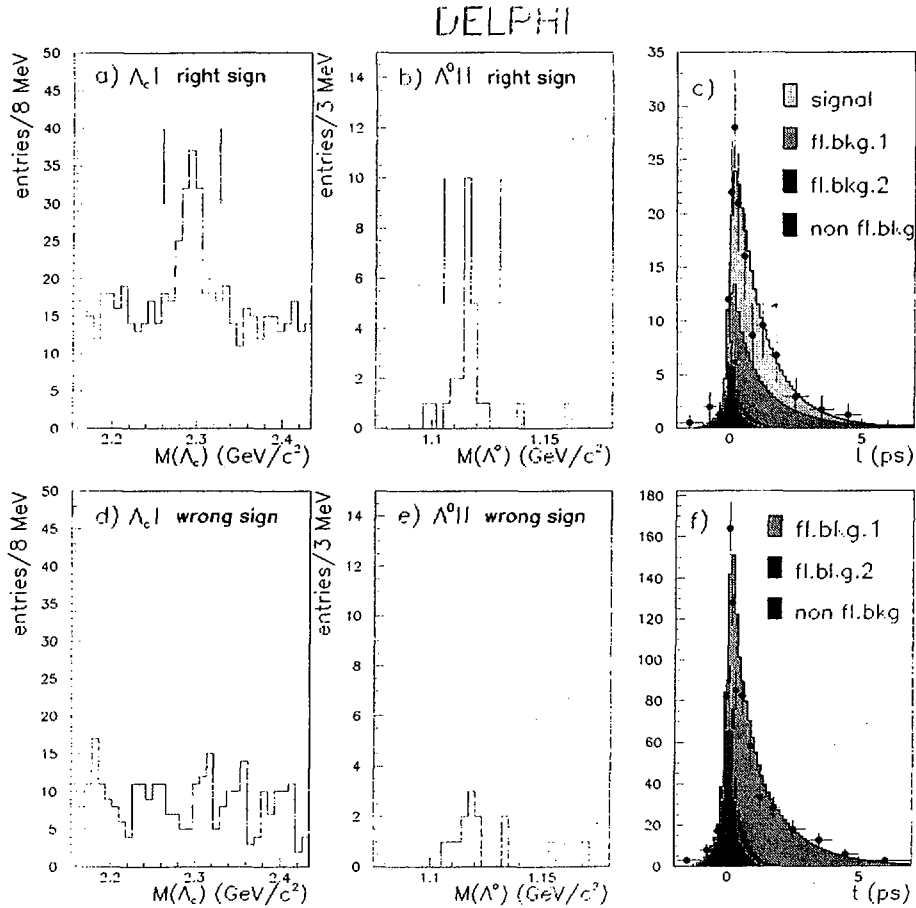
(np. współpraca DELPHI zrekonstruowała 22 rozpadów: Rys. 5.11 b) i d)). Odznaczają się one jednak niskim udziałem tła (poniżej 25 %). Eksperymenty DELPHI i OPAL wykonały pomiar czasu życia dla połączonych próbek $\Lambda_c - l$ i $\Lambda^0 - l - l$. Współpraca ALEPH potraktowała obie próbki oddzielnie (Tabela 5.5) oraz posłużyła się w swojej analizie kombinacji $\Lambda^0 - l - l$ metodą 'zmiennej efektywnej'. Jest ona konstruowana w oparciu o znane z symulacji rozkłady zmiennych kinematycznych takich jak pędy i masy niezmiennicze układów: $\Lambda^0 l_2$, $l_1 l_2$ i $\Lambda^0 l_1 l_2$, oraz pędy poprzeczne i rozkłady katowe leptonów (w sumie $N = 11$ zmiennych), i ma postać:

$$X_{eff} = \frac{(1 - f_{sig}) \cdot \prod_{i=1}^N b_i(x_i)}{f_{sig} \cdot \prod_{i=1}^N s_i(x_i) + (1 - f_{sig}) \cdot \prod_{i=1}^N b_i(x_i)}, \quad (5.16)$$

gdzie $s_i(x_i)$ oraz $b_i(x_i)$ są, odpowiednio, funkcjami gęstości prawdopodobieństwa zmiennej x_i dla sygnału i tła, a f_{sig} opisuje udział sygnału w próbce. Rozkład dla tak zbudowanego estymatora X_{eff} jest przedstawiony na rys. 5.10. Dla tła jest on niemal płaski w pełnym zakresie jego zmienności między zero a jeden. Dla sygnału rozkład X_{eff} koncentruje się wokół zera. Pewne kontrowersje może budzić jednak obserwowana na rys 5.10 nadwyżka sygnału nad tłem w obszarze bliskim $X_{eff} = 1$ tj. tam gdzie tło powinno przeważać. Problem ten nie jest jednakże dyskutowany w publikacji współpracy ALEPH, dotyczącej tego pomiaru [72].

Rozkład czasu właściwego dla kombinacji $\Lambda_c - l$ i $\Lambda^0 - l - l$ może być opisany jako (dla ustalenia uwagi posłużono się parametryzacją współpracy DELPHI [75]):

$$f(\tau_i, \sigma_i, \tau_{\Lambda_b}, f_B, f_c, \tau_B, \tau_c) = f_{\Lambda_b} \cdot \mathcal{F}(\tau_i, \sigma_i, \tau_{\Lambda_b}) + (1 - f_{\Lambda_b}) \cdot [f_B \cdot \mathcal{F}(\tau_i, \sigma_i, \tau_B) + f_c \cdot \mathcal{F}(\tau_i, \sigma_i, \tau_c) + (1 - f_B - f_c) \cdot \mathcal{G}(\tau_i, \sigma_i)]. \quad (5.17)$$



Rysunek 5.11: Rozkład masy niezmienniczej dla zrekonstruowanych a) Λ_c i b) Λ^0 pochodzących z kombinacji 'dobrego znaku' $\Lambda_c - l$ i $\Lambda^0 - l - l$; pionowe strzałki definiują obszary sygnału; c) rozkład czasu rozpadu d-f) odpowiednie rozkłady dla kombinacji 'złego znaku'. Zacięniowane histogramy nałożone na rozkłady doświadczalne c) i f) ukazują udziały różnych składników parametryzacji rozkładu czasu rozpadu opisanej w tekście.

Udział sygnału wynosił $f_{\Lambda_b} = (56 \pm 6) \%$. Tło pochodzące od wierzchołków barion-lepton, zrekonstruowanych w przypadkach $Z^0 \rightarrow u\bar{u}$, $d\bar{d}$ i $s\bar{s}$ cechuje zerowa wartość odpowiadającego mu czasu życia. Sparametryzowano je, posługując się informacją z symulacji Monte Carlo poprzez funkcję $\mathcal{G}(\tau_i, \sigma_i)$, będącą sumą dwóch rozkładów Gaussa. Dwa pozostałe przyczynki tła można obdarzyć nieco żargonową nazwą 'latające' (ang. *flying background*), ponieważ ich rozkłady czasu własnego charakteryzują niezerowe a priori parametry τ_B i τ_c . Mają one sens fizyczny czasów życia dla przyczynków pochodzących, odpowiednio, od rozpadów pięknych mezonów i powabnych hadronów. Udziały tych przyczynków oznaczono jako f_B i f_c . Parametr τ_{Λ_b} , będący czasem życia barionu Λ_b , wyznaczono wraz z τ_B i τ_c oraz udziałami f_B i f_c wykonując dopasowanie, metodą maksymalnego prawdopodobieństwa [60], opisanej powyżej parametryzacji do doświadczalnego rozkładu czasu rozpadu przedstawionego na Rys. 5.11 c) i f). Dopasowane czasy życia $\tau_B = (1.48^{+0.14}_{-0.08})$ ps oraz $\tau_c = (0.41^{+0.51}_{-0.17})$ ps

(podano jedynie błędy statystyczne) są w pełni zgodne z wartościami oczekiwanymi dla, odpowiednio, pięknych mezonów i powabnych hadronów. Głównym źródłem błędów systematycznych są niepewności, wynikające z niepełnej rekonstrukcji pędu Λ_b , oraz dotyczące udziału poszczególnych przyczynków tła.

Postępy w omawianych pracach LEP były na bieżąco przedstawiane w postaci publikacji oraz przyczynków wysyłanych na najbardziej prestiżowe konferencje fizyki wysokich energii. Tylko współpraca DELPHI przygotowała w latach 1992-98 cztery publikacje (kolejno: [70],[79],[73] i [75]) oraz sześć przyczynków do konferencji ICHEP/EPS, dotyczących pomiarów czasów życia oraz częstości produkcji *pięknego barionu* i Λ_b [80]. Autor rozprawy uczestniczył we wszystkich pracach cytowanych w tym paragrafie.

Kończąc przegląd wyników doświadczalnych warto, choćby bardzo skrótowo, omówić jedyny pomiar czasu życia Λ_b wykonany poza LEP. Współpraca CDF wykonała go poprzez obserwację korelacji $\Lambda_c - l$, przy czym Λ_c rekonstruowano w rozpadzie na $pK\pi$ [77]. Nadmiar korelacji 'dobrego znaku' w obszarze wokół maksimum rezonansowego Λ_c wynosił 197 ± 25 przypadków tj. był porównywalny z próbkami zebranymi na LEP. Udział tła w tym obszarze był wyższy niż na LEP i wynosił ok. 400 przypadków. Pęd Λ_b rekonstruowano w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązek $p\bar{p}$ w oparciu o otrzymaną z symulacji Monte Carlo informację o jego zależności od obserwowanego pędu pary $\Lambda_c - l$. Niepewność wyznaczenia pędu Λ_b była głównym źródłem błędów systematycznych.

Pomiary czasu życia Λ_b na LEP i CDF są ze sobą zgodne oraz podobnie dokładne. Jest to godne podkreślenia, jako że warunki doświadczalne panujące na zderzaczach e^+e^- i akceleratorach $p\bar{p}$ są całkowicie odmienne. Dla LEP, przekrój czynny na produkcję pary $b\bar{b}$ wynosi ok. 6.6 nb, a dla zderzacza TEVATRON aż ok. 50000 nb. Jednocześnie, na LEP pary kwarków $b\bar{b}$ są produkowane w ok. 20 % przypadków, podczas gdy na TEVATRON udział ten wynosi jedynie 0.1 %. Przykład pomiaru τ_{Λ_b} w CDF ukazuje, że pomimo tak znacznego udziału tła, eksperymenty pracujące na akceleratorach $p\bar{p}$ mogą konkurować z detektorami ustawionymi na zderzaczach e^+e^- o ile są wyposażone w krzemowy detektor wierzchołka oraz aparaturę umożliwiającą identyfikację hadronów i leptonów. Obszerny przegląd badań CDF w dziedzinie pięknych hadronów można znaleźć w [81].

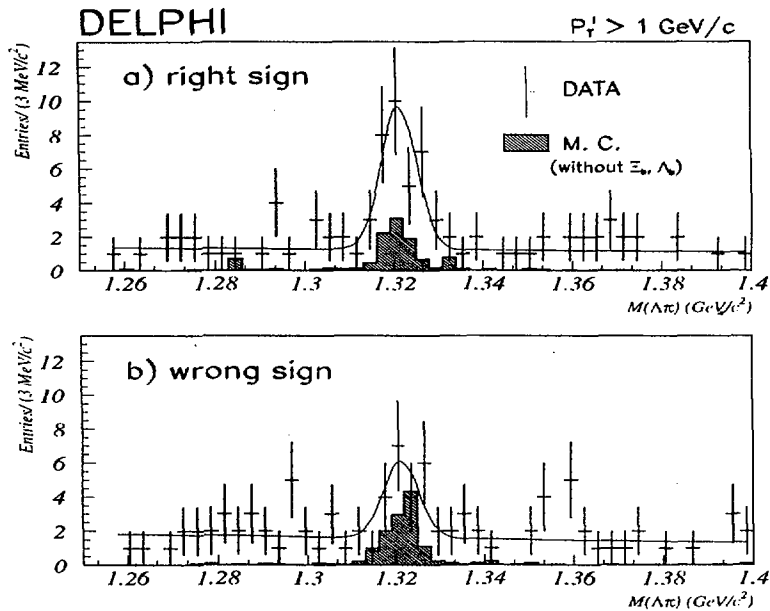
Wartość średnia czasu życia dla *pięknego barionu* (Tabela 5.5) w połączeniu z odpowiednimi wynikami dla pięknych mezonów (Tabela 6.1) prowadzi do następującego oszacowania dla stosunku tych czasów życia:

$$\frac{\tau_{Y_b}}{\tau_B} = 0.75 \pm 0.04. \quad (5.18)$$

Wartość ta jest znacząco niższa w stosunku do odpowiedniego oszacowania teoretycznego (formuła 4.55 daje 0.90 - 0.95). Rozbieżność ta była już dyskutowana w rozdziale 4.

Czas życia Ξ_b

Barionów Ξ_b poszukiwano w półleptonowych rozpadach $\Xi_b \rightarrow \Xi_c X l^- \bar{\nu}_l$. Produkowane w nich bariony Ξ_c powinny rozpadać się poprzez oddziaływania słabe, dając w stanie

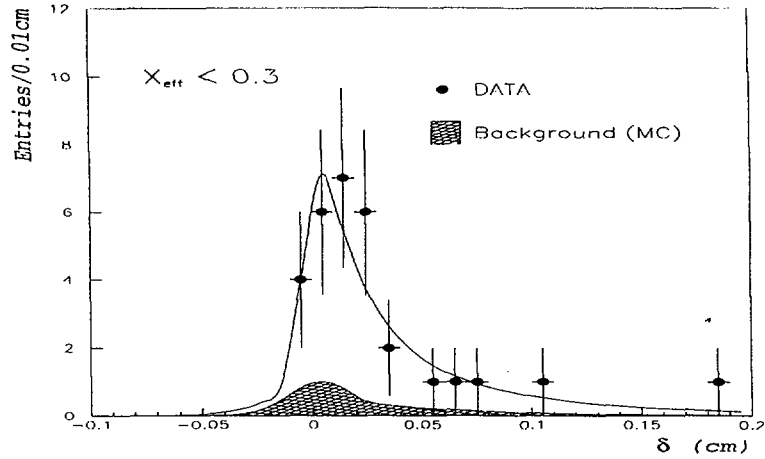


Rysunek 5.12: Rozkład masy niezmienniczej hiperonów Ξ^- dla par $\Xi-l$ 'dobrego' a) i 'złego' b) znaku. Linia ciągła reprezentuje dopasowanie z parametryzacją sygnału krzywą Breit-Wignera, a tła wielomianem pierwszego stopnia. Zacięniowane histogramy ukazują przewidywany w oparciu o symulacje Monte Carlo udział korelacji $\Xi-l$ nie pochodzących z rozpadów pięknych barionów.

końcowym hiperon Ξ . Jako sygnaturę rozpadu Ξ_b wykorzystywano pary 'dobrego znaku': $\Xi^- - l^-$. Tło 'złego znaku' stanowiły kombinacje: $\Xi^+ - l^-$.

Bariony Ξ^- rekonstruowano w rozpadach $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$. Współpraca DELPHI, która jako pierwsza ogłosiła obserwację korelacji $\Xi-l$, poszukiwała rozpadów Ξ^- dwiema metodami [82]. Bardziej tradycyjna z nich, zwana w skrócie ' $\Lambda^0 \pi^-$ ', była także stosowana przez eksperyment ALEPH [83]. W metodzie tej w pierwszym rzędzie przeprowadzano rekonstrukcję hiperonu Λ^0 . W następnej kolejności próbowano dopasować wspólny wierzchołek złożony z Λ^0 oraz π^- . Akceptowano jedynie te piony, dla których stosunek parametru zderzenia (liczonego względem wierzchołka pierwotnego) do jego błędu, przekraczał wartość dwa.

Druga metoda, zwana w skrócie HT (ang. *Hyperon Tracking*), pozwala na rekonstrukcję rozpadów Ξ^- , które nastąpiły na odległościach większych niż położenie najbardziej zewnętrznej warstwy detektora wierzchołka ($R=10.9$ cm). Dla Ξ^- o pędzie 5 GeV/c prawdopodobieństwo takiego rozpadu jest nieco większe niż 50%. Pozwala to na rejestrację toru 'macierzystego' Ξ^- , rekonstruowanego w oparciu o sygnały z trzech warstw VD, które nie zostały przypisane do innych torów cząstek naładowanych. Następnie poszukiwano toru pionu z rozpadu $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ i, dla torów Ξ^- i π^- , próbowano rekonstruować ich wspólny wierzchołek. W wąskim stożku, którego wierzchołek pokrywał się ze zrekonstruowanym wierzchołkiem rozpadu Ξ^- , a oś z kierunkiem toru tego hiperonu, poszukiwano rozpadu $\Lambda^0 \rightarrow p\pi$ (stosując złagodzone kryteria wyboru w stosunku do opisanych w 2). Wprowadzenie metody HT, było możliwe przede wszystkim ze względu na stosowanie przez DELPHI trójwarstwowego detektora wierzchołka (pozostałe współprace LEP używały dwuwarstwowych), co istotnie podniosło



Rysunek 5.13: Rozkład parametru zderzenia leptonu dla par $\Xi^- - l^-$ otrzymany przez współpracę ALEPH. Linia ciągła przedstawia dopasowanie do rozkładu doświadczalnego wykonane metodą maksymalnego prawdopodobieństwa [60]. W analizie akceptowano przypadki o wartościach zmiennej efektywnej X_{eff} poniżej 0.3.

wydajność rekonstrukcji toru Ξ^- . Dla $p_{\Xi^-} > 3 \text{ GeV}/c$ wynosiła ona $(7.0 \pm 0.1) \%$ dla metody $\Lambda^0\pi$ i $(2.0 \pm 0.1) \%$ dla HT. Do poszukiwań korelacji $\Xi^- - l$ użyto hiperonów wybranych przez przynajmniej jeden z algorytmów. Wydajność wyboru Ξ^- wynosiła wówczas $(8.3 \pm 0.2) \%$.

Wśród torów cząstek naładowanych, należących do tego samego strumienia hadronów co Ξ^- , poszukiwano wysokoenergetycznych leptonów (elektronów i mionów). Pęd leptonu powinien przekraczać $3 \text{ GeV}/c$ a jego składowa poprzeczna względem osi strumienia powinna być większa niż $1 \text{ GeV}/c$. Akceptowano te pary, których masa niezmiennicza spełniała kryterium: $2 < m(\Xi l) < 4.5 \text{ GeV}/c^2$. Otrzymane w ten sposób widmo masy niezmienniczej hiperonów Ξ^\pm , tworzących z leptonem pary dobrego i złego znaku jest przedstawione na Rys. 5.12. Rysunek ten ukazuje, że przewidywany przez symulację metodą Monte Carlo udział par $\Xi - l$ pochodzących z innych źródeł niż piękne bariony nie opisuje obserwowanego w danych doświadczalnych nadmiaru korelacji dobrego znaku $\Xi - l$. Nadmiar ten zinterpretowano jako sygnaturę produkcji barionów Ξ_b . W końcowej fazie swojej analizy współpraca ALEPH zastosowała metodę zmiennej efektywnej X_{eff} w celu otrzymania próbki Ξ_b wysokiej czystości. Do jej konstrukcji użyto pięciu zmiennych: masy niezmienniczej oraz pędu pary $\Xi - l$, składowej pędu Ξ^- równoległej do kierunku strumienia hadronów, pędu poprzecznego leptonu oraz krotności torów naładowanych należących do strumienia.

Pierwszy pomiar czasu życia Ξ_b wykonała współpraca DELPHI [82], wykorzystując 10 wierzchołków wtórnych, zawierających pary dobrego znaku $\Xi - l$, dla których hiperon Ξ zrekonstruowano posługując się jedynie metodą HT. Udział tła od par nie pochodzących z rozpadu Ξ_b oszacowano na poziomie dwóch przypadków. Pęd barionu Ξ_b znajdowano, ze względną dokładnością rzędu 17 %, korzystając z jego korelacji ze znanym pędem pary $\Xi - l$ jako:

$$p_{\Xi_b} = \frac{p_{\Xi-l}}{a_0 + a_1 \cdot p_{\Xi-l}}, \quad (5.19)$$

Tablica 5.7: Pomiary czasu życia barionu Ξ_b .

Współpraca	Metoda	τ_{Ξ_b} (ps)	Ref.
ALEPH	$\Xi - l$	$1.35^{+0.37+0.15}_{-0.28-0.17}$	[83]
DELPHI	$\Xi - l$	$1.5^{+0.7}_{-0.4} \pm 0.3$	[82]
wartość średnia		$1.39^{+0.34}_{-0.28}$	

gdzie parametry a_0 i a_1 wyznaczono posługując się próbkami symulowanymi metodą Monte Carlo. Czas życia otrzymano dopasowując (metoda maksymalnego prawdopodobieństwa [60]), parametryzację zadaną formułą 5.10, do doświadczalnego rozkładu czasu rozpadu.

Współpraca ALEPH [83] zmierzyła czas życia Ξ_b , wykonując dopasowanie do rozkładu parametru zderzenia leptonów, należących do par dobrego znaku $\Xi - l$ (w sposób analogiczny do pomiaru czasu życia *pięknego barionu* opisanego w poprzednim podrozdziale). Próbką użyta do dopasowania zawierała 30 par dobrego znaku, wobec tylko trzech par złego znaku.

Zmierzone przez ALEPH i DELPHI wartości czasu życia barionu Ξ_b są zebrane i uśrednione w Tabeli 5.7. W przeciwieństwie do analogicznych badań dla *pięknych barionów* i dla Λ_b , gdzie prace w zasadzie już zakończono, dla Ξ_b można oczekiwać nowych, ulepszonych pomiarów czasu życia. Opublikowany przez DELPHI pomiar wykorzystywał jedynie część obecnie dostępnych danych doświadczalnych (próbka z lat 1991-93 tj. 1.7 miliona przypadków hadronowych rozpadów Z^0). Obecnie prowadzona jest analiza pełnej próbki zebranej w okresie LEP1. Współpraca ALEPH ulepszyła w roku 1999 rekonstrukcję torów cząstek naładowanych oraz ich identyfikację dla danych LEP1. Umożliwia to wybranie większej statystyki par $\Xi - l$, a tym samym wykonanie bardziej dokładnego pomiaru τ_{Ξ_b} . Prace w tej dziedzinie są także prowadzone przez eksperyment OPAL.

Wartość średnia czasu życia Ξ_b podana w Tabeli 5.7 jest zgodna z czasami życia b -barionu i Λ_b . Obecna dokładność pomiarów τ_{Ξ_b} nie pozwala jeszcze na doświadczalne potwierdzenie przewidywań teoretycznych, dotyczących hierarchii czasów życia pięknych barionów [84]:

$$\tau(\Lambda_b) \approx \tau(\Xi_b^0) < \tau(\Xi_b^-) < \tau(\Omega_b). \quad (5.20)$$

5.3 Częstość produkcji ciężkich barionów

Pomiary częstości produkcji pięknych barionów w ich pólleptonowych rozpadach dostarczają, niezależnie od bezpośrednich badań czasów życia opisanych powyżej, informacji o stosunkach czasów życia barionów i mezonów. Wynika to z relacji między czasem życia (τ) a pólleptonowym stosunkiem rozgałęzień (BR_{SL}):

$$BR_{SL} = \frac{\Gamma_{SL}}{\Gamma_{TOT}}, \quad \Gamma_{TOT} = \frac{1}{\tau}, \quad (5.21)$$

gdzie Γ_{TOT} oznacza całkowitą a Γ_{SL} pólleptonową szerokość rozpadu. Założenie [85] równości szerokości pólleptonowych rozpadów dla mezonów i barionów prowadzi do

Tablica 5.8: Pomiary częstości produkcji pięknych barionów.

Współpraca	Częstość produkcji (%)	Ref.
A)	$f(b \rightarrow Y_b) \times BR(Y_b \rightarrow \Lambda^0 l X)$	
ALEPH	$0.326 \pm 0.016 \pm 0.039$	[72]
DELPHI	$0.300 \pm 0.060 \pm 0.040$	[79]
OPAL	$0.291 \pm 0.023 \pm 0.025$	[74]
B)	$f(b \rightarrow Y_b) \times BR(Y_b \rightarrow \Lambda^0 X)$	
OPAL	$4.00 \pm 0.47 \pm 0.38$	[86]
OPAL	$2.67 \pm 0.38^{+0.67}_{-0.60}$	[87]
średnia	$3.50 \pm 0.32 \pm 0.35$	[87]
C)	$f(b \rightarrow Y_b) \times BR(Y_b \rightarrow plX)$	
ALEPH	$0.47 \pm 0.07 \pm 0.10$	[88]
DELPHI	$0.49 \pm 0.11^{+0.15}_{-0.11}$	[79]
D)	$f(b \rightarrow Y_b) \times BR(Y_b \rightarrow \Lambda_c l X)$	
ALEPH	$0.86 \pm 0.07 \pm 0.14$	[72]
DELPHI	$1.18 \pm 0.26^{+0.31}_{-0.21}$	[79]
E)	$f(b \rightarrow \Xi_b) \times BR(\Xi_b \rightarrow \Xi_c X l^-) \times BR(\Xi_c \rightarrow \Xi^- X_1)$	
ALEPH	$0.054 \pm 0.011 \pm 0.008$	[83]
DELPHI	$0.059 \pm 0.021 \pm 0.010$	[82]
DELPHI	$0.066 \pm 0.017 \pm 0.010$	[89]

wniosku, że

$$\frac{BR(Y_b \rightarrow lX)}{BR(B \rightarrow lX)} = \frac{\tau_{Y_b}}{\tau_B}, \quad (5.22)$$

gdzie B oznacza tutaj *piękny mezon* tj. mieszanke mezonów zawierających kwark b , zawierającą głównie stany B_d^0 i B^+ z domieszką B_s^0 . Tym samym pomiary częstości produkcji barionów i pięknych mezonów w ich półleptonowych rozpadach pozwalają na niezależne sprawdzenie, zaskakująco niskiej względem przewidywań teoretycznych, wartości stosunku czasów życia barionów i mezonów. Stosunek rozgałęzień dla półleptonowego rozpadu pięknych mezonów wyznaczono z dużą dokładnością w obszarze energii zderzeń w środku masy odpowiadającym rezonansom $\Upsilon(4S)$: $BR_{SL}^B = (10.45 \pm 0.21) \%$ [20], i $Z^0(\text{LEP})$, otrzymując wartość $BR_{SL}^b = (10.63 \pm 0.24) \%$ [90]. Dla *pięknych barionów* ich półleptonowy stosunek rozgałęzień $BR(Y_b \rightarrow lX)$ można utożsamić z mierzalnymi na LEP wielkościami $R_{\Lambda l}$ i R_{pl} definiowanymi jako:

$$R_{\Lambda l} = \frac{BR(Y_b \rightarrow \Lambda^0 l X)}{BR(Y_b \rightarrow \Lambda^0 X)}, \quad (5.23)$$

oraz

$$R_{pl} = \frac{BR(Y_b \rightarrow plX)}{BR(Y_b \rightarrow pX)}. \quad (5.24)$$

Do pomiarów $BR(Y_b \rightarrow \Lambda^0 l X)$, stanowiącego licznik stosunku R_{Λ} (formuła 5.23), wykorzystano próbki zawierające pary $\Lambda^0 - lepton$, użyte do pomiarów czasu życia pięknych barionów. Wyniki tych prac zebrano w części A) Tabeli 5.8. Pomiar DELPHI został wykonany przez autora rozprawy. Głównym źródłem błędów systematycznych były niepewności wyznaczenia wydajności wyboru pary $\Lambda^0 - lepton$. W przypadku analizy współpracy DELPHI [79] wydajność ta wynosiła $(2.0 \pm 0.3) \%$ i $(4.4 \pm 0.3) \%$, odpowiednio dla próbek elektronowej i mionowej.

W celu oszacowania mianownika stosunku R_{Λ} (formuła 5.23) wykonano pomiary częstości inkluzywnej produkcji hiperonów Λ^0 w rozpadach pięknych barionów, wyznaczając iloczyn $f(b \rightarrow Y_b) \times BR(Y_b \rightarrow \Lambda^0 X)$. Próbki wzbogacone w przypadki rozpadu pięknych barionów, zawierające hiperon Λ^0 w stanie końcowym, wybierano dwoma sposobami.

W pierwszym z nich, wykorzystując zachowanie liczby barionowej, w półkuli przypadku, w której został zrekonstruowany hiperon Λ^0 (zwany dalej roboczo pierwszym), poszukiwano drugiego barionu ($\bar{\Lambda}^0$ lub \bar{p}), o przeciwnym do Λ^0 znaku liczby barionowej, zwanego żargonowo ‘towarzyszającym’ (ang. *companion baryon*) [86]. W przypadku rekonstrukcji w danej półkuli pary $\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0$ za towarzyszący uważano hiperon o niższym pędzie. Druga metoda polegała na poszukiwaniu w półkuli hiperonu Λ^0 wtórnego wierzchołka wyraźnie odległego od punktu zderzenia e^+e^- [87]. Udział pięknych barionów w wybranych próbkach był dla obu metod podobny i wynosił ok. 36 %. W obu przypadkach dwa główne przyczynki tła stanowiły pary barion-antybarion (barion-wierzchołek wtórny), w których pierwszy barion pochodził z rozpadu pięknego mezonu (udział (20-25) %) lub z fragmentacji (37-45 %). Skład próbki wyznaczono wykonując dopasowanie do dwuwymiarowego rozkładu pędów Λ^0 , i towarzyszącego barionu w metodzie pierwszej, oraz modułu pędu Λ^0 i jego składowej poprzecznej względem kierunku strumienia hadronów w metodzie drugiej. Jak dotąd, jedynie współpraca OPAL wykonała pomiary w tej dziedzinie, i to obiema opisanymi powyżej metodami (część B) Tabeli 5.8). Tym samym ten eksperyment jako pierwszy mógł ocenić wartość stosunku R_{Λ} [90] (Tabela 5.9).

Pomiar stosunku R_{pl} został wykonany przez współpracę ALEPH [88]. Próbkę znacznie wzbogaconą w rozpady $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, wybierano używając algorytmu znakowania kwarków pięknych, opisanego w rozdziale 2. Identyfikację protonów przeprowadzono w oparciu o pomiar strat jonizacyjnych cząstek naładowanych w komorze projekcji czasowej. Udział protonów, pochodzących z rozpadów pięknych hadronów i z fragmentacji oszacowano wykonując dopasowanie do rozkładów dwóch zmiennych: parametru zderzenia oraz kąta między torem a kierunkiem osi *thrust* (formuła 2.4). Postać rozkładów tych wielkości z osobna dla obu kategorii znano z badań próbek symulowanych metodą Monte Carlo. Liczbę protonów, pochodzących z rozpadu pięknych hadronów N_p można sparametryzować jako:

$$N_p = N_b \cdot (f(b \rightarrow Y_b) \cdot BR(Y_b \rightarrow pX) + (1 - f(b \rightarrow Y_b)) \cdot BR(B \rightarrow pX)), \quad (5.25)$$

gdzie $N_b = 2N_{had}R_b$ oznacza całkowitą liczbę rozpadów $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ w próbce, zawierającej N_{had} przypadków hadronowych. Z równania 5.25 można wyliczyć prawdopodobieństwo fragmentacji kwarku b do pięknego barionu $f(b \rightarrow Y_b)$. Wymaga to jednak oszacowania stosunków rozgałęzień dla produkcji protonów z mezonów i pięknych barionów. W przypadku mezonów $BR(B^+, B_d^0 \rightarrow pX)$ został zmierzony

Tablica 5.9: Pomiary stosunku rozgałęzień $BR(Y_b \rightarrow lX)$.

Współpraca	$BR(Y_b \rightarrow lX)$ (%)	Ref.
ALEPH (R_{pl})	$8.0 \pm 1.2 \pm 0.9$	[88]
OPAL ($R_{\Lambda l}$)	$8.0 \pm 1.2 \pm 1.4$	[90]
średnia	8.0 ± 1.2	

jako (8.0 ± 0.4) % [20] przez współpracę ARGUS i CLEO w obszarze energii wokół rezonansu $\Upsilon(4S)$, a dla mezonu B_s^0 przyjęto $BR(B_s^0 \rightarrow pX) = (8.0 \pm 4.0)$ %. W pierwszym przybliżeniu $BR(Y_b \rightarrow pX)$ powinien być porównywalny z $BR(Y_b \rightarrow nX)$ tj. wynosić ok. 50 %. Biorąc pod uwagę udział rozpadów $b \rightarrow \Lambda(\Sigma) \rightarrow pX$, stosunek rozgałęzień $BR(Y_b \rightarrow pX)$ oszacowano jako (58 ± 6) %. Obliczone w ten sposób prawdopodobieństwo fragmentacji $f(b \rightarrow Y_b)$ wynosiło $(10.2 \pm 0.7 \pm 2.2 \pm 1.6)$ % (trzeci błąd dotyczy niepewności pomiaru stosunków rozgałęzień).

Dla oszacowania $BR(Y_b \rightarrow plX)$, metodę opisaną powyżej zastosowano do próbki przypadków, zawierających lepton o znacznym pędzie poprzecznym, przy rezygnacji ze znakowania kwarków pięknych. Badano tory zidentyfikowane jako protony, których ładunek elektryczny był przeciwny w stosunku do leptonu. Zmierzoną w ten sposób wartość iloczynu $f(b \rightarrow Y_b) \times BR(Y_b \rightarrow plX)$ podano w części C) Tabeli 5.8. Jest ona zgodna z podobnym pomiarem współpracy DELPHI [79].

Wartość stosunku R_{pl} (zdefiniowanego wzorem 5.24), zmierzoną przez współpracę ALEPH podano w Tabeli 5.9. Dla mianownika R_{pl} tj. $BR(Y_b \rightarrow pX)$ przyjęto, w analogii do szacowania częstości produkcji pięknych barionów, wartość (58 ± 6) %. Jej zmiana w granicach błędu doświadczalnego, powodowała niepewność stosunku R_{pl} na poziomie jedynie 0.003.

Pomiary pólleptonowego stosunku rozgałęzień dla pięknych barionów, wykonane przez współpracę ALEPH i OPAL, są zebrane i uśrednione w Tabeli 5.9. Pozwala to na podanie wartości stosunku:

$$\frac{BR(Y_b \rightarrow lX)}{BR(B \rightarrow lX)} = \frac{(8.0 \pm 1.2) \%}{(10.63 \pm 0.17) \%} = 0.75 \pm 0.11, \quad (5.26)$$

stanowiącego lewą stronę formuły 5.22. Jego wielkość jest w doskonałej zgodności ze zmierzonym stosunkiem czasów życia podanym wzorem 5.18 (jako $\tau_{Y_b}/\tau_B = 0.75 \pm 0.04$), i stanowiącym prawą stronę formuły 5.22. Potwierdza to (z dokładnością ok. 15 %) hipotezę równości pólleptonowych szerokości rozpadów w rodzinie pięknych hadronów.

Próbki przypadków, zawierających pary lepton- Λ_c pozwoliły, oprócz pomiaru czasu życia Λ_b , na wyznaczenie iloczynu $f(b \rightarrow Y_b) \times BR(Y_b \rightarrow \Lambda_c lX)$ (część D) Tabeli 5.8). Wyniki ALEPH [72] i DELPHI [79] są zgodne. Wydajność rekonstrukcji par lepton- Λ_c wynosiła dla ALEPH między 4.7 % dla kanału $\Lambda_c \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ a 10.1 % dla $\Lambda_c \rightarrow pK_s^0$.

Dwa pierwsze pomiary, przedstawione w części E) Tabeli 5.8, dotyczącej produkcji barionów Ξ_b (ALEPH [83], DELPHI [82]) były wykonane dla par $\Xi - l$, których wybór dyskutowano już w podrozdziale poświęconym pomiarom τ_{Ξ_b} . Drugi pomiar współpracy DELPHI [89] wykonano na pełniejszej próbce danych (3.1 miliona przy-

Tablica 5.10: Wartości średnie prawdopodobieństw fragmentacji kwarku b do pięknych mezonów i barionów wraz z ich współczynnikami korelacji.

Prawd. fragmentacji (%)	Wsp. korelacji
$f_{Y_b} = 10.4 \pm 1.7$	$\rho(f_{B_d^0}, f_{Y_b}) = -0.816$
$f_{B_s^0} = 9.7 \pm 1.2$	$\rho(f_{B_s^0}, f_{Y_b}) = +0.006$
$f_{B_d^0} = f_{B^+} = 40.0 \pm 1.0$	$\rho(f_{B_d^0}, f_{B_s^0}) = -0.583$

padków hadronowych) i został on, jak dotąd, przedstawiony jedynie w postaci przy-czynka konferencyjnego.

Uśredniona wartość prawdopodobieństwa fragmentacji kwarku b do pięknego ba-
rionu $f(b \rightarrow Y_b)$ jest obecnie podawana przez powołaną spośród fizyków LEP grupę
roboczą tzw. 'LEP B Oscillations Working Group' ([91], [92], [93]). Wartość ta
jest jednym z rezultatów opisanej poniżej procedury, biorącej pod uwagę opisane
dotąd pomiary częstości produkcji dla barionów, a także podobne wyniki w sek-
torze pięknych mezonów. Posługując się częstościami produkcji, otrzymanymi z bada-
nia stanów końcowych $\Lambda_c - l$ i $\Xi - l$ (części D) i E) Tabeli 5.8) oraz przewidywa-
niami odnośnie stosunków rozgałęzień rozpadów $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l X$ i $\Xi_b \rightarrow \Xi_c l X$, osza-
cowano $f_{Y_b} = (12.0_{-2.7}^{+3.9}) \%$ i tę wartość uśredniono z dyskutowanym już powyżej
pomiarem ALEPH [88] ($f_{Y_b} = (10.2 \pm 2.8) \%$), wykonanym na próbce protonów,
pochodzących z rozpadu kwarku pięknego. W podobny sposób z pomiaru iloczynu
 $f_{B_s^0} \times BR(B_s^0 \rightarrow D_s^- l^+ \nu_l X)$ otrzymano $f_{B_s^0} = (11.2_{-2.7}^{+3.1}) \%$. Wykorzystano także po-
miar $f_{B^+} = (41.4 \pm 1.6) \%$ [94], wykonany przez współpracę DELPHI na dużej próbce
inkluzywnie mierzonych wierzchołków pięknych hadronów. W pierwszym etapie, zakła-
dając dodatkowo równość f_{B^+} i $f_{B_d^0}$ oraz normalizację $f_{B^+} + f_{B_d^0} + f_{B_s^0} + f_{Y_b} = 1$,
otrzymano przeskalowane wartości tych czterech wielkości. Tak wyliczone f_{B^0} użyto
następnie wraz z czasami życia τ_{Y_b} , $\tau_{B_d^0}$ i $\tau_{B_s^0}$, oraz parametrami $\bar{\chi}$ i χ_d , opisującymi
oscylacje⁵ mezonów $B^0 - \bar{B}^0$ (ich pomiary opisano w rozdziale 6) do otrzymania innej
estymaty $f_{B_s^0}$, którą z kolei uśredniano z $f_{B_s^0}$ z pierwszego etapu. W drugim etapie, tę
nową, średnią wartość wraz z f_{B^+} , $f_{B_d^0}$ i f_{Y_b} z pierwszej iteracji, poddawano ponownemu
przeskalowaniu aby spełnić warunek normalizacji. Wartości prawdopodobieństw frag-
mentacji obliczone w ten sposób i pochodzące z [91] zebrano w Tabeli 5.10.

Zmierzone przez współpracę DELPHI [44] prawdopodobieństwa fragmentacji
kwarku pięknego do $\Sigma_b^{(*)}$:

$$f(b \rightarrow \Sigma_b) + f(b \rightarrow \Sigma_b^*) = (4.8 \pm 0.6 \pm 1.5) \% \quad (5.27)$$

są stosunkowo znaczne (ok. 50 % całkowitej produkcji pięknych barionów). Tak
wysoka produkcja $\Sigma_b^{(*)}$, zgodna zresztą z przewidywaniami teoretycznymi (4.04 % [95]),
mogłaby wyjaśnić występowanie częściowej depolaryzacji Λ_b (podrozdział 5.4), jako że
ok. połowa tych barionów byłaby produkowana pośrednio w procesie $b \rightarrow \Sigma_b^{(*)} \rightarrow \Lambda_b \pi$.

⁵m.in. dlatego średnie wartości prawdopodobieństw fragmentacji pięknych hadronów są podawane
przez 'LEP B Oscillations Working Group'

Względny udział produkcji Σ_b w stosunku do Σ_b^* wyznaczony jako:

$$\frac{f(b \rightarrow \Sigma_b)}{f(b \rightarrow \Sigma_b) + f(b \rightarrow \Sigma_b^*)} = (24 \pm 6 \pm 10) \% \quad (5.28)$$

jest zgodny z dokładnością do 1.4 odchylenia standardowego z przewidywaniami teoretycznymi (41 % [95]). Wspomniane wyniki, dotyczące stanów $\Sigma_b^{(*)}$ wymagają jednak potwierdzenia przez inne eksperymenty.

Współpraca DELPHI [96] podała też prawdopodobieństwo produkcji Λ_c osobno dla kwarku pięknego i powabnego (ozn. $f(b \rightarrow \Lambda_c)$ i $f(c \rightarrow \Lambda_c)$). Analizowano widmo pędu barionu Λ_c , rekonstruowanego w rozpadach na $pK\pi$ i pK_s^0 (pędy Λ_c z procesów $c \rightarrow \Lambda_c$ są, na ogół, większe w porównaniu do Λ_c , produkowanych w $b \rightarrow Y_b \rightarrow \Lambda_c$). Wyznaczono iloczyny:

$$R_b \cdot f(b \rightarrow \Lambda_c) = (2.98 \pm 0.59(stat.) \pm 0.68(syst.) \pm 0.41(BR)) \% \quad (5.29)$$

$$R_c \cdot f(c \rightarrow \Lambda_c) = (1.73 \pm 0.34(stat.) \pm 0.34(syst.) \pm 0.24(BR)) \% \quad (5.30)$$

gdzie $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$, $R_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$ a trzeci błąd (ozn. BR) jest związany z niepewnościami pomiaru stosunków rozgałęzień $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ i $\Lambda_c \rightarrow pK_s^0$. Uwzględniając ostatnie pomiary stosunków R_b i R_c (Tabela 3.1 z rozdziału 3) prowadzi to do wniosku, że bariony Λ_c są produkowane z ciężkiego kwarku z prawdopodobieństwem rzędu (10-14) %. Analiza ta dla rozpadu $\Lambda_c \rightarrow pK_s^0$ została w całości wykonana przez autora rozprawy. Podobną wartość dla kwarku powabnego zmierzyła współpraca CLEO [97] w obszarze energii zderzeń wokół rezonansu $\Upsilon(4S)$.

5.4 Polaryzacja barionu Λ_b

W modelu standardowym fermiony produkowane w procesach $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ są spolaryzowane podłużnie tzn. wykazują asymetrię w prawdopodobieństwie występowania ich stanów z dodatnim i ujemnym rzutem spinu na oś jego kwantyzacji. Dla niespolaryzowanych wiązek e^+e^- zależność kątowna polaryzacji wyraża się wzorem:

$$P_f = \frac{A_f(1 + \cos^2 \theta) + 2A_e \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta + 2A_e A_f \cos \theta}, \quad (5.31)$$

gdzie θ jest kątem między fermionem a elektronem wiązki, a A_e i A_f oznaczają asymetrię: elektronową i fermionu f . W przypadku kwarku pięknego ta zależność kątowna jest słaba, (jedynie ok. 2 %) a sama polaryzacja, uśredniona po kącie θ , silna, i wynosi $\langle P_b \rangle = -0.936$ [98]. Radiacja fotonu czy gluonu z kwarku pięknego oraz udział diagramów QCD, zawierających pętle, może zmieniać $\langle P_b \rangle$ maksymalnie o 3 % [99]. Dlatego oczekuje się, że kwark b może zmienić swój stan spinowy dopiero w procesie hadronizacji w wyniku oddziaływań spin-spin w pięknym hadronie.

Mezony zawierające kwark b , rozpadają się kaskadowo do stanów pseudoskalarnych, które nie niosą już żadnej informacji o stanie spinowym kwarku pięknego sprzed hadronizacji. Polaryzacja kwarku pięknego może natomiast, przynajmniej częściowo, przенosić się na zawierające go bariony. W szczególności oczekuje się, że stan spinowy najbliższego z nich, tj. Λ_b (skład kwarkowy bud) powinien być tożsamy ze spinem

Tablica 5.11: Pomiary polaryzacji barionu Λ_b (ozn. P_{Λ_b}).

Współpraca	P_{Λ_b}	Ref.
ALEPH	$-0.23_{-0.20-0.07}^{+0.24+0.08}$	[102]
DELPHI	$-0.49_{-0.30}^{+0.32} \pm 0.17$	[103]
OPAL	$-0.56_{-0.13}^{+0.20} \pm 0.09$	[104]
średnia	$-0.45_{-0.15}^{+0.17}$	

kwarku b przed hadronizacji, gdyż układ lekkich kwarków ud występuje w nim w stanach singletowych spinu i izospinu. Jak to już wspomnieliśmy w podrozdziale 5.1, kwark piękny może także utworzyć stan Σ_b o spinie $1/2$ lub Σ_b^* o spinie $3/2$ z parą lekkich kwarków uu , ud lub dd o spinie 1 . Oczekuje się, że bariony $\Sigma_b^{(*)}$ powinny rozpadać się poprzez oddziaływania silne na $\Lambda_b\pi$, co prowadzi do znacznej depolaryzacji kwarku b [100].

Pomiar polaryzacji barionu Λ_b można wykonać na LEP, badając rozpady półleptonowe $\Lambda_b \rightarrow X_c l \bar{\nu}_l$. Jej przejawem w układzie spoczynkowym Λ_b jest przewaga emisji naładowanych leptonów w kierunku przeciwnym, a neutrin zgodnym, do spinu macierzystego barionu. W układzie laboratoryjnym oznacza to, że widmo energetyczne naładowanych leptonów staje się twardsze, a neutrin bardziej miękkie, w stosunku do przypadku bez polaryzacji. Dlatego zmienną bardzo wygodną do badania polaryzacji Λ_b (ozn. P_{Λ_b}) jest stosunek średnich wartości energii naładowanego leptonu i neutrina [101]:

$$y = \frac{\langle E_l \rangle}{\langle E_\nu \rangle} = \frac{7 - P_{\Lambda_b}}{6 + 2P_{\Lambda_b}} + \mathcal{O}(m_c^2/m_b^2). \quad (5.32)$$

Charakteryzuje się ona silną i stosunkowo prostą zależnością od P_{Λ_b} , oraz jako iloraz dwóch zmiennych kinematycznych dotyczących leptonów, jest wolna od niepewności pochodzących od fragmentacji. Poprawka pochodząca od członu $\mathcal{O}(m_c^2/m_b^2)$ jest źródłem niepewności rzędu kilku procent. Obserwowane doświadczalnie widma energetyczne mogą ulegać deformacji wskutek efektów aparaturowych lub zastosowanych kryteriów wyboru. Dla ich uniknięcia zmienna y otrzymana w danych jest normalizowana do swojej odpowiedniczki, obliczonej dla próbki symulowanej metodą Monte Carlo, w której nie występuje polaryzacja Λ_b . Dlatego końcową zmienną wykorzystywaną do pomiaru P_{Λ_b} jest:

$$R_y = \frac{y^{dane}}{y_{P_{\Lambda_b}=0}^{symulacja}}. \quad (5.33)$$

Pomiar polaryzacji barionu Λ_b metodą opisaną powyżej został wykonany przez współpracę ALEPH [102], DELPHI [103] i OPAL [104]. W przypadku DELPHI praca ta została wykonana w całości przez P.Brückmana [105]. Dwa pierwsze eksperymenty wybierały przypadki zawierające półleptonowe rozpady Λ_b poprzez selekcję układów $\Lambda^0\pi^+l^-$. Współpraca DELPHI ograniczała się do wyboru par Λ^0l^- (dysponując mniejszą liczbą par $\Lambda^0 - l$; wybór pionu redukowałby, i tak ograniczoną, liczebność

badanej próbki). Energię neutrino znajdowano (ze zdolnością rozdzielczą rzędu (3-4) GeV/c²) poprzez oszacowanie brakującej energii w półkuli przypadku zawierającej wybrany układ $\Lambda(\pi)l$. Wyniki pomiarów są zebrane w Tabeli 5.11. Ich średnia jest niemal o trzy odchylenia standardowe niższa od wartości polaryzacji dla kwarku pięknego. Wskazuje to na istnienie dla Λ_b silnego mechanizmu depolaryzującego. Najprostszym z nich byłaby znaczna produkcja stanów $\Sigma_b^{(*)}$, które następnie rozpadałyby się poprzez oddziaływania silne do $\Lambda_b\pi$. Pierwsze doniesienie o obserwacji Σ_b i Σ_b^* , pochodzące od współpracy DELPHI ([44], podrozdział 5.1) wydaje się potwierdzać tę hipotezę.

5.5 Pomiar czynnika postaci Λ_b

Zgodnie z rozważaniami teoretycznymi efektywnej teorii ciężkich kwarków, przedstawionymi w rozdziale 4, symetria ciężkich kwarków pozwala na redukcję sześciu czynników postaci, opisujących półleptonowe rozpady $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l^- \bar{\nu}_l$, do jednej funkcji ξ_{bar} , nazwanej imieniem Isgura-Wise'a [106] (ozn. IW), zależnej od kwadratu przekazu czteropędu między Λ_b i Λ_c :

$$q^2 = (p_{\Lambda_b} - p_{\Lambda_c})^2. \quad (5.34)$$

Wygodniej jest jednak przedstawiać ją jako zależną od bezwymiarowej zmiennej ω , zdefiniowanej jako iloczyn czteropędowości Λ_b i Λ_c :

$$\omega = v_{\Lambda_b} \cdot v_{\Lambda_c} = \frac{m_{\Lambda_b}^2 + m_{\Lambda_c}^2 - q^2}{2m_{\Lambda_b}m_{\Lambda_c}}. \quad (5.35)$$

Z HQET nie wynika jaka jest analityczna postać funkcji IW poza ograniczeniem, by w granicy zerowego odrzutu ($\omega = 1$) przyjmowała ona wartość: $\xi_{bar}(1) = 1$. Uwzględnienie poprawek rzędu $(\Lambda_{QCD}/m_c)^2$ prowadzi jedynie do nieznaczącej modyfikacji: $\xi_{bar}(1) = 0.91 \pm 0.04$ [106]. Dla barionów zakłada się zwykle, że zależność funkcji Isgura-Wise'a od zmiennej ω jest eksponencjalna z jednym parametrem $\hat{\rho}_{bar}^2$, opisującym szybkość z jaką jej wartość maleje wraz ze wzrostem ω :

$$\xi_{bar}(\omega) = \xi_{bar}(1) \cdot \exp(-\hat{\rho}_{bar}^2(\omega - 1)). \quad (5.36)$$

Zależność szerokości rozpadu półleptonowego Λ_b od ω została wyznaczona [107] jako:

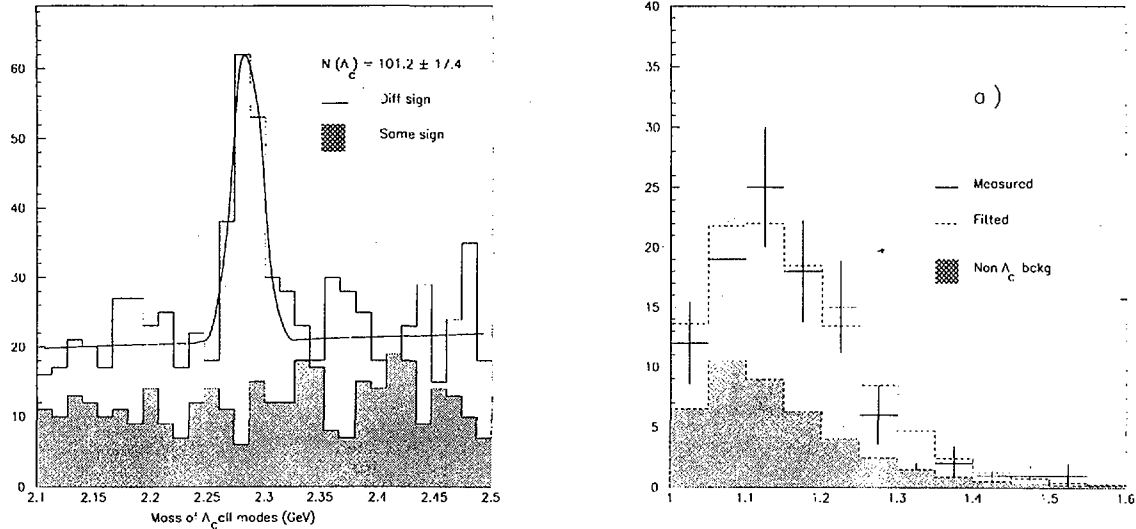
$$\frac{d\Gamma}{d\omega} = G \cdot K(\omega) \cdot \xi_{bar}^2(\omega), \quad (5.37)$$

gdzie stała G ma postać:

$$G = \frac{2}{3} \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{cb}|^2 m_{\Lambda_b}^4 r^2, \quad \text{gdzie } r = m_{\Lambda_c}/m_{\Lambda_b} \quad (5.38)$$

a czynnik kinematyczny $K(\omega)$ wyraża się wzorem:

$$K(\omega) = m_{\Lambda_c} \sqrt{\omega^2 - 1} (3\omega(1 - 2r\omega + r^2) + 2r(\omega^2 - 1)). \quad (5.39)$$



Rysunek 5.14: Rys lewy: Widmo masy niezmienniczej Λ_c dla par Λ_c-l . Rys. prawy: rozkład zmiennej ω dla $(2.26 < m_{\Lambda_c} < 2.31)$ GeV/c^2 (punkty doświadczalne) wraz z dopasowaniem do parametryzacji opisanej w tekście (linia kropkowana). Obszary zacieniowane na obu rysunkach przedstawiają udział tła.

Jedyny jak dotąd pomiar czynnika postaci dla Λ_b pochodzi od współpracy DELPHI [108]. Podobnie jak przy pomiarach czasu życia Λ_b wybierano przypadki, zawierające pary $\Lambda_c - l^-$ gdzie $l = e, \mu$ (Λ_c rekonstruowano w ekskluzywnych rozpadach na $pK\pi$, pK_s^0 oraz $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^+$). Rozkład masy niezmienniczej barionu Λ_c jest przedstawiony na Rys. 5.14. Liczebność próbki wynosiła 101.2 ± 17.4 przypadków. Obliczenie wartości zmiennej ω dla każdego pojedynczego przypadku próbki wymaga znajomości czteropędu Λ_b . Do tego zaś, konieczna jest informacja o energii i kierunku neutrino nie podlegającego bezpośredniej detekcji. Jego energia może być jednakże oszacowana z pomiaru energii brakującej w półkuli przypadku zawierającej parę $\Lambda_c - l$. Rozkład zmiennej ω dla przypadków, w których masa Λ_c jest bliska wartości nominalnej ($2.26 < m_{\Lambda_c} < 2.31 \text{ GeV}/c^2$) jest przedstawiony na Rys 5.14 wraz z udziałem tła. Do rozkładu tego wykonano dopasowanie metodą maksymalnego prawdopodobieństwa [60], zakładając parametryzację zadaną przez formułę 5.37. Pozwoliło to na wyznaczenie parametru $\hat{\rho}_{bar}^2$ jako:

$$\hat{\rho}_{bar}^2 = 1.7 \pm 1.3 \pm 0.6. \quad (5.40)$$

Zmierzona wartość jest w pełni zgodna z przewidywaniami teoretycznymi [109], które wskazują na wartość $\hat{\rho}_{bar}^2$ pomiędzy 1.3 i 4. Głównym źródłem niepewności systematycznych jest udział nierezonansowej produkcji $\Lambda_c l \nu X$, przede wszystkim dla $X = \pi\pi$. Dla porównania, wartość $\hat{\rho}_{mez}^2$, podana w rozdziale 6 wynosi $1.01 \pm 0.09 \pm 0.19$. Tym samym wielkości $\hat{\rho}^2$, zmierzone dla pięknych mezonów i barionów, są zgodne w granicach ich błędów doświadczalnych. Warto zauważyć, że postać funkcji IW jest inna w obu tych przypadkach.

Rozdział 6

Badania pięknych mezonów przy pomocy LEP

Głównym zamysłem tego rozdziału jest ukazanie najważniejszych osiągnięć LEP w dziedzinie pięknych mezonów. Ma on stanowić kontynuację związłego przedstawienia programu fizycznego LEP (testy modelu standardowego omawiano już w rozdziale 3). Tematyka pięknych mezonów zasługuje na osobny, choćby niezwykle skrótowy, przegląd ze względu na jej bardzo bliskie pokrewieństwo do badań z dziedziny ciężkich baryonów, będących zasadniczym przedmiotem niniejszej rozprawy. Kolejno omówione zostaną najważniejsze obserwacje spektroskopowe, pomiary czasów życia oraz oscylacji pięknych mezonów, wreszcie wiedza doświadczalna na temat pomiarów elementów $|V_{cb}|$ i $|V_{ub}|$ macierzy Cabibbo-Kobayashi-Maskawy (CKM).

6.1 Spektroskopia pięknych mezonów

Pomiary mas mezonów pseudoskalarnych, zawierających kwark b , nie są domeną LEP. Dla B^+ i B_d^0 wyznaczyły je z bardzo wysoką dokładnością współprace ARGUS, CLEO i CDF ($m_{B^+} = (5278.9 \pm 1.5) \text{ MeV}/c^2$ oraz $m_{B_d^0} = (5279.8 \pm 1.6) \text{ MeV}/c^2$ [20]). Pierwsze obserwacje pojedynczych, w pełni zrekonstruowanych rozpadów mezonu B_s^0 pochodziły od ALEPH [110], DELPHI [111] i OPAL [112]. Dominujący wkład do pomiaru masy tego stanu wniósł jednak eksperyment CDF [113]. Masę B_s^0 wyznaczono jako $(5369.6 \pm 2.4) \text{ MeV}/c^2$ (średnia Particle Data Group [20]), co prowadzi do różnicy mas $m_{B_s^0} - m_{B_d^0} = (90.2 \pm 2.2) \text{ MeV}/c^2$ wobec $m_{D_s^+} - m_{D^+} = (99.2 \pm 0.5) \text{ MeV}/c^2$. Tym samym rozszczepienia masowe między pseudoskalarnymi mezonami pięknymi i powabnymi są podobne, co potwierdza, że symetria ciężkich kwarków (HQS) jest w tym przypadku dobrym przybliżeniem, nawet przy zaniedbaniu poprawek rzędu odwrotności masy ciężkiego kwarku (relacja 4.15). Współpraca CDF, jako jedyna dotąd, zgłosiła obserwację mezonu B_c [114].

Niemal wszystkie wyniki doświadczalne dotyczące pozostałych mezonów pięknych pochodzą z badań prowadzonych na LEP. Dla stanu wektorowego B^* wszystkie cztery współprace (ALEPH [115], DELPHI [57], L3 [116] i OPAL [117]) oraz eksperymenty CLEO [118] i CUSB [119] zmierzyły precyzyjnie rozszczepienie masowe $B^* - B$, wybierając przypadki przejść elektromagnetycznych $B^* \rightarrow B\gamma$. Wierzchołki rozpadów pięknych

mezonów rekonstruowano na LEP inkluzywnie używając torów o znacznej chyżości, tak jak opisano to w rozdziale 5 przy okazji dyskusji stanów $\Sigma_b^{(*)}$. Zmierzone z wielką dokładnością rozszepienie masowe $m_{B^*} - m_B = (45.78 \pm 0.35) \text{ MeV}/c^2$ (średnia Particle Data Group [20]) również okazało się zgodne z przewidywaniami efektywnej teorii ciężkich kwarków: $m_{B^*}^2 - m_B^2 = 0.48 \text{ GeV}^2/c^4$ wobec $m_{D^*}^2 - m_D^2 = 0.55 \text{ GeV}^2/c^4$ (relacja 4.18). Względną produkcję mezonów B^* i B zmierzono przy pomocy LEP jako $\frac{\sigma_{B^*}}{\sigma_B + \sigma_{B^*}} = 0.748 \pm 0.004$ (σ_B i σ_{B^*} oznaczają przekroje czynne na produkcję stanów B i B^*). Współpraca DELPHI zaobserwowała także rozpad Dalitza¹ $B^* \rightarrow Be^+e^-$ mierząc jednocześnie stosunek szerokości: $\Gamma(B^* \rightarrow Be^+e^-)/\Gamma(B^* \rightarrow B\gamma) = 0.479 \pm 0.093 \pm 0.091$ [120]. Pomiar ten jest w doskonałej zgodności z odpowiednim przewidywaniem elektrodynamiki kwantowej: 0.466 ± 0.002 [121].

Stany mezonów o niezerowym kręcie orbitalnym (ozn. l) układu kwark-antykwarok określa się mianem wzbudzonych orbitalnie. Dla mezonów pięknych (i powabnych) są one w ramach HQET grupowane w dwa dublety, różniące się wartością sumy orbitalnego krętu i spinu lekkiego kwarku (ozn. j). Stany² B_1 i B_2^* , należące do dubletu o $j = 3/2$ powinny być stosunkowo wąskie (szerokość rzędu $20 \text{ MeV}/c^2$), a dla pary B_0 i B_1^* ($j = 1/2$) przewiduje się znaczną szerokość (ok. $150 \text{ MeV}/c^2$). Rozszczepienia masowe wewnątrz dubletów są przewidywane na poziomie ok. $10 \text{ MeV}/c^2$.

Orbitalnie wzbudzone mezony piękne pozbawione dziwności (ozn. B^{**} lub B_j^*) rejestrowano w rozpadach $B^{**} \rightarrow B^{(*)}\pi^\pm$ (dla B i B^* zastosowano wspólne oznaczenie $B^{(*)}$). Zarówno pierwsze doniesienia (ALEPH [115], DELPHI [57] i OPAL [122]) jak i najnowsze obserwacje (DELPHI [123], L3 [124], OPAL [125] i CDF [126]) wykonano wybierając inkluzywnie wierzchołki mezonów B . Ze względu na fakt, że zdolność rozdzielcza pomiaru masy pary ($B\pi$) była na poziomie $40 \text{ MeV}/c^2$ rejestrowano jedynie pojedynczą strukturę rezonansową. Dopasowując do niej parametryzację opartą o przewidywania HQET, podejmowano próby uzyskania informacji o względnej produkcji oraz masach i szerokościach czterech wspomnianych wyżej stanów. Współpraca ALEPH [127] dokonała także obserwacji B^{**} , badając korelacje naładowanych pionów z w pełni zrekonstruowanymi mezonami B (ok. 400 przypadków). Niedostatkiem tego podejścia jest stosunkowo mała liczebność próbki mezonów B . Metodę tę cechuje za to znacznie lepsza zdolność rekonstrukcji masy pary $B\pi$ (rzędu $10 \text{ MeV}/c^2$). Wszystkie wspomniane powyżej pomiary są ze sobą zgodne i prowadzą one do średniej masy tej rodziny stanów: $m_{B^{**}} = (5697 \pm 9) \text{ MeV}/c^2$ [20], co jakościowo potwierdza przewidywania efektywnej teorii ciężkich kwarków. Na podstawie prac [115], [122], [127] i [128] można oszacować udział procesów $b \rightarrow B^{**}$ względem $b \rightarrow B_{u(d)}$ jako $(30 \pm 10) \%$.

Orbitalnie wzbudzonych mezonów pięknych o składzie kwarkowym ($b\bar{s}$) (ozn. B_s^{**}) poszukiwano w rozpadach na BK . Doniesienia o ich obserwacji pochodzą od DELPHI [128] i OPAL [122]. Jednakże pomiary masy struktur rezonansowych, obserwowanych przez te dwa eksperymenty w widmie par BK , różnią się o nieco ponad dwa odchylenia standardowe. Dla wyjaśnienia tej rozbieżności konieczne są dalsze pomiary. Współpraca DELPHI oszacowała także stosunek produkcji B_s^{**} do B^{**} na

¹warto zaznaczyć, że rozpad Dalitza z udziałem powabnych mezonów tj. $D^* \rightarrow De^+e^-$ nie został dotąd zaobserwowany

²Dolny indeks w oznaczeniach B_0 , $B_1^{(*)}$ i B_2^* dotyczy całkowitego momentu pędu stanu $\vec{J} = \vec{s}_q + \vec{j}$, gdzie \vec{s}_q oznacza spin ciężkiego kwarku, a $\vec{j} = \vec{s}_q + \vec{l}$ całkowity moment pędu lekkiego kwarku o spinie \vec{s}_q ; \vec{l} jest krętem orbitalnym.

poziomie (14 ± 5) %.

Eksperyment DELPHI ogłosił także obserwację pięknych mezonów wzbudzonych radialnie (stanów (2S) w notacji spektroskopowej) [129]. W próbce inkluzywnie rekonstruowanych wierzchołków mezonów B znaleziono dwie struktury rezonansowe interpretowane jako przejścia radialnie wzbudzonych stanów $B^{(*)'}$ do $B^{(*)}$ z emisją pary pionów o przeciwnych ładunkach i znacznej chyżości. Jak dotąd brak potwierdzenia tego wyniku przez inne eksperymenty.

Badania LEP wniosły bardzo znaczący wkład do spektroskopii pięknych mezonów. Ich podstawowym niedostatkim jest brak bezpośrednich pomiarów spinu i parzystości oraz trudności w wyodrębnieniu poszczególnych stanów, szczególnie dla mezonów wzbudzonych orbitalnie. Dokładniejszy opis prac doświadczalnych, poświęconych tej tematyce, można znaleźć w następujących artykułach: [80], [130] – [132].

6.2 Czasy życia pięknych mezonów

Czasy życia pięknych mezonów mierzono na LEP oraz SLD i CDF poprzez rekonstrukcję wtórnych wierzchołków ich rozpadów, stosując trzy metody doświadczalne. Najdokładniejsze pomiary uzyskano z analizy par lepton - mezon powabny pochodzących z rozpadów półleptonowych $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 l^+ \nu_l X$, $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)-} l^+ \nu_l X$ ([133]–[135]) i $B_s^0 \rightarrow \bar{D}_s^- l^+ \nu_l X$ ([136]–[138]). Czasy życia B^+ i B_d^0 wyznaczano także rekonstruując inkluzywnie wierzchołki ich rozpadów ([139]–[141]). Metoda ta jest bardzo wydajna, ale jako polegająca w dużym stopniu na symulacjach metodą Monte Carlo, obciążona znacznymi niepewnościami, wynikającymi głównie z konieczności określenia ładunku macierzystego mezonu oraz z trudności w ustaleniu składu próbki (np. w rozróżnieniu między wierzchołkami B_d^0 , B_s^0 oraz Λ_b). Jedynie współpracy CDF [142] powiodło się zgromadzenie na tyle licznych próbek w pełni zrekonstruowanych rozpadów mezonów B_d^0 i B^+ aby zmierzyć ich czas życia z dokładnością konkurencyjną do dwóch poprzednich metod. Dla najbardziej dokładnych, pojedynczych pomiarów τ_{B^+} i $\tau_{B_d^0}$, zwłaszcza wykonywanych dwiema pierwszymi metodami, ich błędy statystyczne zaczynają być porównywalne z rozmiarem niepewności systematycznych. Dominująca część tych ostatnich wiąże się z oszacowaniem udziału tła (np. od mezonów B^{**}) oraz z rekonstrukcją pędu i długości rozpadu mezonu pięknego.

Tablica 6.1: Wartości średnie pomiarów czasów życia pięknych mezonów oraz *pięknego hadronu* H_b

Stan	Czas życia (ps)
B^+	1.647 ± 0.021
B_d^0	1.548 ± 0.021
B_s^0	1.464 ± 0.057
H_b	1.564 ± 0.014

Wartości średnie pomiarów czasu życia B^+ , B_d^0 i B_s^0 , uwzględniające także pomiary spoza LEP (współprace CDF i SLD), podano w Tabeli 6.1 ([78], [92]). Średniowanie jedynie po wynikach LEP daje błąd o 25 % większy dla B^+ i B_d^0 oraz o 15 % większy

w przypadku pomiarów dotyczących B_s^0 . Wynikające z tych pomiarów stosunki czasów życia

$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B_d^0}} = 1.064 \pm 0.020 \quad \frac{\tau_{B_s^0}}{\tau_{B_d^0}} = 0.946 \pm 0.039 \quad (6.1)$$

są zgodne z przewidywaniami teoretycznymi podanymi w rozdziale 4 (formuły 4.55 i 4.47). Czas życia *pięknego hadronu* (ozn. H_b) jest podawany jako średnia czasów życia poszczególnych stanów, ważona częstościami ich produkcji:

$$\tau_{H_b} = f_{B^+} \cdot \tau_{B^+} + f_{B_d^0} \cdot \tau_{B_d^0} + f_{B_s^0} \cdot \tau_{B_s^0} + f_{Y_b} \cdot \tau_{Y_b}. \quad (6.2)$$

Spośród licznych artykułów podsumowujących wiedzę doświadczalną na temat czasów życia pięknych mezonów warto wymienić: [47], [143] i [144].

6.3 Oscylacje neutralnych mezonów pięknych



Rysunek 6.1: Diagramy odpowiedzialne za mieszanie pięknych mezonów.

Podobnie do neutralnych kaonów, również i dla par pięknych mezonów $B^0 - \bar{B}^0$ występuje zjawisko mieszania³. Stany własne oddziaływań słabych tj. B^0 i \bar{B}^0 stanowią kombinację liniową stanów własnych masy, lżejszego B_L i cięższego B_H : $B_{L,H} = (B^0 \pm \bar{B}^0)/\sqrt{2}$. Ich ewolucja czasowa nie przebiega jednakowo, co prowadzi do oscylacji w czasie stanów własnych zapachu B^0 i \bar{B}^0 z częstością proporcjonalną do różnicy mas $\Delta m = m_H - m_L$ ⁴. Prawdopodobieństwo mieszania tzn. zdarzenia polegającego na tym, że mezon \bar{B}^0 wyprodukowany w chwili czasu $t = 0$, będzie po upływie czasu rozpadu t obserwowany jako B^0 można zapisać jako:

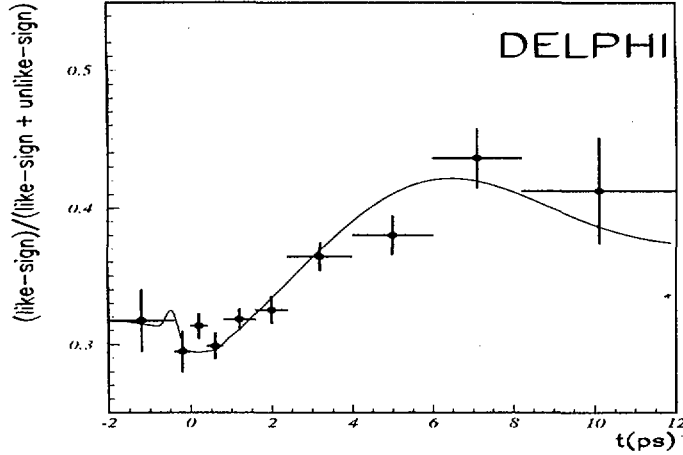
$$\mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow B^0) = \Gamma e^{-\Gamma t/\hbar} \sin^2\left(\frac{\Delta m \cdot t}{2\hbar}\right), \quad (6.3)$$

gdzie całkowita szerokość rozpadu $\Gamma = (\Gamma_H + \Gamma_L)/2$. W modelu standardowym za mieszanie są odpowiedzialne tzw. diagramy pudełkowe (ang. *box diagrams*) przedstawione na Rys. 6.1. Są to procesy drugiego rzędu w stałej sprzężenia oddziaływań słabych. Różnica mas jest proporcjonalna do iloczynu odpowiednich elementów macierzy CKM:

$$\Delta m_q \propto |V_{tb}|^2 |V_{tq}|^2, \quad q = b, s. \quad (6.4)$$

³symbol B^0 odnosi się tutaj zarówno do B_d^0 jak i do B_s^0

⁴ Δm zwykle podaje się w jednostkach ps^{-1} ($1 \text{ ps}^{-1} = 6.58 \times 10^{-4} \text{ eV}$)



Rysunek 6.2: Obserwowana doświadczalnie zależność czasowa oscylacji $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ dla próbki zawierającej pary leptonów. *like(unlike)-sign* oznaczają liczbę par leptonów tego samego(przeciwnego) znaku ładunku elektrycznego. Linia ciągła przedstawia dopasowanie zakładające $\Delta m_d = 0.47 \text{ ps}^{-1}$.

Współczynnik proporcjonalności jest jednak obciążony niepewnością rachunków teoretycznych rzędu (20 – 25) %. Te ostatnie znoszą się w znacznym stopniu w stosunku częstości oscylacji:

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} = (1.14 \pm 0.06)^2 \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2. \quad (6.5)$$

Używając dla macierzy CKM parametryzacji Wolfensteina [145] stosunek $|V_{ts}/V_{td}|^2 \approx 1/\lambda^2$ gdzie λ można utożsamić z sinusem kąta Cabibbo $\sin \theta_C \approx 0.23$. Oznacza to, że oscylacje mezonów $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ są znacznie szybsze w porównaniu do $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ (mezon ten może typowo oscylować trzykrotnie przed swoim rozpadem). Całkowanie po czasie wyrażenia 6.3 daje prawdopodobieństwo (ozn. χ) zdarzenia polegającego na tym, że wyprodukowany mezon \bar{B}^0 rozpadnie się jako B^0 :

$$\chi = \frac{x^2}{2(1+x^2)} \quad \text{gdzie} \quad x = \Delta m/\Gamma. \quad (6.6)$$

Zależność czasową oscylacji $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ udało się zaobserwować dopiero przy pomocy LEP w 1994 roku (ALEPH [146]). Eksperymenty pracujące na LEP odgrywają obecnie wiodącą rolę jeśli chodzi o badanie tego zjawiska.

Badanie zależności czasowej oscylacji wymaga ustalenia zapachu pięknego mezonu (B^0 czy \bar{B}^0) w chwilach jego produkcji i rozpadu oraz pomiaru jego czasu rozpadu. Na LEP kwarki piękne produkowane są parami w rozpadach $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Półkulę przy-padku, w której zrekonstruowano wierzchołek rozpadu pięknego mezonu, nazwijmy roboczo pierwszą. Jest ona źródłem informacji o samym czasie rozpadu t oraz o zapachu mezonu w tej chwili (t). W drugiej półkuli określa się czy został w niej wyprodukowany kwark czy antykwark b . Pozwala to na podanie zapachu pięknego mezonu w pierwszej półkuli w chwili jego produkcji ($t = 0$). Wierzchołek wtórny rozpadu pięknego mezonu znajdowano inkluzywnie (dodatkowo wymagając identyfikacji leptonu wśród

torów przypisanych do wierzchołka; znak ładunku leptonu określa zapach mezonu) bądź wykorzystując rozpady półleptonowe $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)-} l^+ \nu_l$ i $B_s^0 \rightarrow \bar{D}_s^- l^+ \nu_l$, bądź dokonując pełnej rekonstrukcji (np. dla B_s^0 w następujących stanach końcowych: $D_s^- \pi^+$, $D_s^- a_1^+$ i $\bar{D}^0 K^- \pi^+$). Jako sygnatury produkcji w drugiej półkuli kwarku bądź antykwarku pięknego wykorzystywano znaki ładunku: zidentyfikowanego w niej leptonu o znacznym pędzie poprzecznym (z rozpadu $b \rightarrow l^-$), kaonu (z $b \rightarrow c \rightarrow s$) lub topologicznego wierzchołka wtórnego bądź tzw. ładunek półkuli (sumę ładunków naładowanych torów półkuli, ważonych przez składowe ich pędu równoległe do osi *thrust*). Poprawę jakości oznaczania zapachu w chwili produkcji pięknego mezonu osiąga się, w niektórych ze wspomnianych metod, używając dodatkowej informacji opartej o ślady pierwszej półkuli. Typowy kształt obserwowanej doświadczalnie zależności czasowej oscylacji $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ przedstawia Rys. 6.2. Dokładność pomiaru różnicy mas Δm_d zależy głównie od zdolności rozdzielczej dla czasu rozpadu oraz od liczebności i czystości próbki wzbogaconej w mezony B_d^0 . Istotny wpływ na nią ma także częstość z jaką poprawnie wyznaczone są zapachy badanego mezonu w chwili produkcji i rozpadu.

Uśrednione przez 'LEP *B* Oscillations Working Group' ([91], [92]) wyniki kilkunastu prac dotyczących mieszania $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, opublikowanych przez cztery współprace działające na LEP (ważniejsze z nich: [147] – [150]) oraz przez eksperymenty SLD i CDF prowadzą do wartości różnicy masy:

$$\Delta m_d = (0.487 \pm 0.014) \text{ ps}^{-1}. \quad (6.7)$$

Dla mezonów $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ ze względu na znacznie większą częstość oscylacji nie zaobserwowano jak dotąd bezpośrednio ewolucji czasowej, zadanej formułą 6.3 (ważniejsze prace: [151] – [153]) podając jedynie ograniczenie:

$$\Delta m_s > 14.9 \text{ ps}^{-1} (95 \% \text{ C.L.}). \quad (6.8)$$

Błędy systematyczne dla Δm są związane głównie z niepewnościami ustalenia udziału tła oraz częstotliwości z jaką poprawnie rekonstruowane są zapachy pięknego mezonu w chwili jego produkcji i rozpadu.

Obszerniejszy opis metod doświadczalnych dotyczących mieszania pięknych mezonów można znaleźć w następujących artykułach przeglądowych: [154] – [157].

6.4 Pomiary elementów $|V_{cb}|$ i $|V_{ub}|$ macierzy CKM

W ramach modelu standardowego elementy macierzy Cabibbo-Kobayashi-Maskawy (CKM) są swobodnymi parametrami. Ich wartość ogranicza jedynie warunek unitarności macierzy CKM. Prace LEP, które w wielkim skrócie będą omówione poniżej, pozwoliły na osiągnięcie jakościowego postępu w dokładności pomiarów jej elementów $|V_{cb}|$ i $|V_{ub}|$.

Pomiary $|V_{cb}|$ wykonywano dwiema metodami. W pierwszej z nich, zwanej dalej ekskluzywną, element $|V_{cb}|$ jest mierzony poprzez badanie rozpadu $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$. Druga 'inkluzywna' metoda sprowadza się do wyznaczenia szerokości półleptonowej dla rozpadów pięknych hadronów.

Idea metody ekskluzywnej jest bardzo podobna do dyskutowanego w podrozdziale 5.5 pomiaru czynnika postaci Λ_b . Współprace ALEPH [158], DELPHI [159] i OPAL

Tablica 6.2: Wyniki pomiarów elementu $|V_{cb}|$ macierzy CKM.

Metoda	$ V_{cb} \times 10^3$
ekskluzywna	$39.7 \pm 1.9 \pm 2.2$
inkluzywna	$40.8 \pm 0.4 \pm 2.0$
wartość średnia	40.5 ± 1.8

[160] analizowały zależność szerokości rozpadu półleptonowego $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$

$$\frac{d\Gamma}{d\omega} = |V_{cb}|^2 \cdot K(\omega) \cdot \xi_{mez}^2(\omega) \quad (6.9)$$

od zmiennej ω będącej iloczynem czteroprędkości B i D^* :

$$\omega = v_B \cdot v_{D^*} = \frac{m_B^2 + m_{D^*}^2 - q^2}{2m_B m_{D^*}}, \quad \text{gdzie} \quad q^2 = (p_B - p_{D^*})^2. \quad (6.10)$$

W formule 6.9 $K(\omega)$ jest znanym czynnikiem kinematycznym a ξ_{mez}^2 oznacza czynnik postaci (funkcję Isgura-Wise'a), który można sparametryzować jako [92]:

$$\xi_{mez}(\omega) = \xi_{mez}(1) \cdot [1 - \hat{\rho}_{mez}^2 z + (53\hat{\rho}_{mez}^2 - 15)z^2 - (231\hat{\rho}_{mez}^2 - 91)z^3], \quad (6.11)$$

gdzie $z = \frac{\sqrt{\omega+1}-\sqrt{2}}{\sqrt{\omega+1}+\sqrt{2}}$ a $\hat{\rho}_{mez}^2$ jest parametrem opisującym nachylenie czynnika postaci dla mezonów w granicy $\omega \rightarrow 1$.

Przypadki zawierające mezon D^* znajdowano na LEP (ALEPH [158], DELPHI [159] i OPAL [160]), wykonując pełną rekonstrukcję rozpadów $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ bądź znajdując jedynie naładowany pion z tego rozpadu. Główne źródła błędów systematycznych są związane z udziałem rozpadów $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$ oraz niepewnością rachunków teoretycznych dla $\xi_{mez}(1) = 0.88 \pm 0.05$. Jednocześnie z pomiarem $|V_{cb}|$ określano także $\hat{\rho}_{mez}^2 = 1.01 \pm 0.09 \pm 0.19$ ([92],[161]).

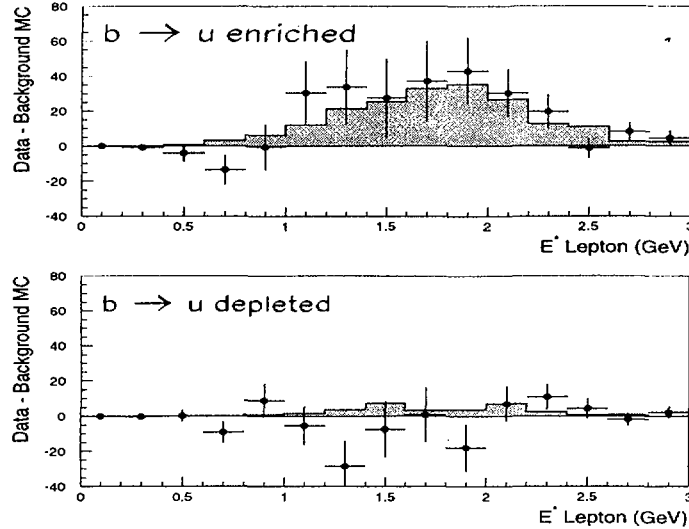
Wartość $|V_{cb}|$ można także określić inkluzywnie według poniższej formuły [92], wykorzystując pomiary półleptonowego stosunku rozgałęzień $BR(b - hadron \rightarrow X_c l^- \bar{\nu}_l) = (10.58 \pm 0.07 \pm 0.17) \%$ (wartość średnia podana przez 'LEP B Oscillations Working Group' ([91], [92]) oraz średniego czasu życia pięknego hadronu τ_{H_b} (Tabela 6.1):

$$|V_{cb}| = 0.0411 \sqrt{\frac{BR(H_b \rightarrow X_c l^- \bar{\nu}_l)}{0.105}} \sqrt{\frac{1.55 \text{ps}}{\tau_{H_b}}} \cdot (1 \pm 0.04). \quad (6.12)$$

Wartości elementu $|V_{cb}|$ macierzy CKM zmierzone obu metodami są przedstawione oraz uśrednione w Tabeli 6.2 [161].

Pomiary elementu $|V_{ub}|$ macierzy CKM są znacznie bardziej utrudnione w porównaniu do $|V_{cb}|$. Słabe rozpady $b \rightarrow u$ są bowiem dość silnie tłumione w stosunku do $b \rightarrow c$. Trudniejsze są także oszacowania teoretyczne, jako że kwark u ze stanu końcowego nie może być traktowany jako 'ciężki' w odróżnieniu od c . Pionierskie badania w tej dziedzinie wykonały współprace CLEO [162] i ARGUS [163], pracujące przy energii zderzeń, odpowiadającej rezonansowi $\Upsilon(4S)$. Badano widmo leptonów z rozpadu półleptonowego mezonu B poza granicą kinematyczną, odpowiadająca rozpadowi typu

$b \rightarrow c$. Wadą tego podejścia są znaczne niepewności teoretyczne (błąd względny rzędu (20–25) %). Wynikają one z faktu, że mierzalna jest jedynie niewielka część spektrum energetycznego leptonów z procesu $b \rightarrow u$. Dla oszacowania $|V_{ub}|$ konieczne jest tutaj wykorzystanie modeli teoretycznych, opisujących całe widmo leptonów. Alternatywą dla tej metody jest pomiar $|V_{ub}|$, wykonany przez CLEO [164] w oparciu o częściową rekonstrukcję rzadkich rozpadów $B \rightarrow (\pi, \rho, \omega)l\bar{\nu}_l$.



Rysunek 6.3: Widmo energetyczne leptonów (w układzie środka masy mezonu B) obserwowane przez współpracę DELPHI dla próbek: wzbogaconej i zubożonej w rozpadu $b \rightarrow u$ (odpowiednio: rysunki górny i dolny). Przedstawiono rozkłady po odjęciu tła. Histogram przedstawia udział procesów $B \rightarrow X_{ul}^- \bar{\nu}_l$, przewidywany w oparciu o symulację zakładającą zmierzoną przez DELPHI wartość $|V_{ub}|$.

W ostatnich latach pomiary $|V_{ub}|$ wykonano także na LEP (ALEPH [165], DELPHI ([166] oraz Rys. 6.3) i L3 [167]). Ich błędy statystyczne okazały się nieco większe w porównaniu z pomiarami z obszaru rezonansu $\Upsilon(4S)$ przy jednoczesnej redukcji niepewności systematycznych. Dzięki sprzyjającej kinematyce zderzeń e^+e^- na LEP (znaczne pędy kwarków pięknych oraz rozdzielenie przestrzenne strumieni hadronów z kwarków b i \bar{b}), uzyskano możliwość inkluzywnej rekonstrukcji produktów fragmentacji kwarku u . Dla odróżnienia, stowarzyszonych z energetycznym leptonem, systemów hadronowych pochodzących z kwarków górnego i powabnego, wykorzystywano różnice w kształtach rozkładów niektórych zmiennych kinematycznych jak np. masa niezmiennicza układu lub pęd najszybszej, należącej do niego naładowanej cząstki. W ten sposób badano znacznie większy obszar przestrzeni fazowej rozpadu $b \rightarrow ul\bar{\nu}_l$ w porównaniu do pomiarów CLEO i ARGUS, co pozwoliło na zmniejszenie niepewności pochodzących od modeli teoretycznych. Pótleptonowy stosunek rozgałęzień wyznaczono jako $BR(b - hadron \rightarrow X_{ul}^- \bar{\nu}_l) = (1.67 \pm 0.55) \times 10^{-3}$ (wartość średnia LEP podana przez 'LEP $|V_{ub}|$ Working Group' [92], [168]).

W pełnej analogii do wyznaczania $|V_{cb}|$, element $|V_{ub}|$ macierzy CKM można

wyliczyć z formuły [92]:

$$|V_{ub}| = 0.00445 \sqrt{\frac{BR(H_b \rightarrow X_u l \bar{\nu}_l)}{0.002}} \sqrt{\frac{1.55 \text{ps}}{\tau_{H_b}}} \cdot (1 \pm 0.05) \quad (6.13)$$

jako

$$|V_{ub}| = (4.04^{+0.62}_{-0.74}) \times 10^{-3}. \quad (6.14)$$

W tym rozdziale przedstawiono jedynie najważniejsze (zdaniem autora) pomiary LEP dotyczące pięknych mezonów. Obszerniejszy ich opis można znaleźć w licznych artykułach przeglądowych (choćby [169] – [175]).

Rozdział 7

Podsumowanie

Ostatnia dekada przyniosła istotny postęp w dziedzinie doświadczalnych i teoretycznych badań ciężkich barionów. W części doświadczalnej dotyczył on szczególnie pięknych barionów i dokonał się głównie dzięki wieloletniej i efektywnej pracy LEP oraz działających tam eksperymentów. Do najważniejszych badań, dotyczących pięknych barionów, należy zaliczyć pomiary ich czasów życia. Prace wykonane na LEP dostarczyły pierwszych wyników z tej dziedziny, a końcowe pomiary, oparte o całą statystykę zebranych danych oraz wykonane przy użyciu kilku metod doświadczalnych osiągnęły wysoką dokładność ok. 7 % dla τ_{Λ_b} oraz ok. 23 % dla $\tau_{\Xi_b^-}$. Wyniki uzyskane przez trzy współprace: ALEPH, DELPHI i OPAL cechowała przy tym bardzo dobra zgodność. Istotnym wnioskiem z tych badań było oszacowanie stosunku czasów życia dla pięknych barionów i mezonów, który okazał się znacząco niższy (0.75 ± 0.04) od przewidywań teoretycznych (0.90–0.95). Do najważniejszych wyników LEP uzyskanych w omawianej dziedzinie należy też zaliczyć obserwacje spektroskopowe i pomiary stosunków produkcji pięknych barionów oraz polaryzacji Λ_b . Prace te stymulowały rozwój badań teoretycznych, zwłaszcza efektywnej teorii ciężkich kwarków oraz chromodynamiki kwantowej na sieciach.

Analiza danych doświadczalnych LEP w dziedzinie ciężkich barionów jest już w zasadzie zakończona. Doświadczalne badania ciężkich kwarków będą dalej prowadzone przy pomocy akceleratorów i detektorów nowej generacji. W pierwszym rzędzie należy tu wymienić tzw. *fabryki B* (współpraca BELLE [176] pracująca na akceleratorze KEK-B oraz BaBar [177] w ośrodku SLAC), które rozpoczęły zbieranie danych w 1999 roku. Ogromna rola przypadnie także badaniom przy pomocy akceleratorów hadronowych. Obok eksperymentu HERA-B [178], który rozpoczął już zbieranie danych w ośrodku DESY, na rok 2004 przewiduje się rozpoczęcie pracy przez eksperyment BTeV [179] w Fermilab, a na rok 2005 planuje się zakończenie budowy gigantycznego zderzacza LHC [180] w CERN. Trzy z planowanych na nim eksperymentów (ATLAS [181], CMS [182] oraz LHCb [183]) powinny dostarczyć wartościowych wyników dotyczących fizyki ciężkich kwarków. Badania ciężkich barionów będą jednak marginesem głównej tematyki związanej z wyjaśnieniem natury zjawiska łamania symetrii CP.

Podziękowania

Słowa podziękowań należą się w pierwszym rzędzie wszystkim członkom współprac ALEPH, DELPHI i OPAL za pracę nad budową i obsługą detektorów oraz zbieraniem i analizą danych. Bez ich wspólnego wysiłku, uzyskanie opisanych powyżej wyników fizycznych nie byłoby możliwe.

Mam szczególny dług wdzięczności wobec tych uczestniczek i uczestników współpracy DELPHI, którzy wraz ze mną zajmowali się bezpośrednio badaniem ciężkich barionów. Claire Bourdarios, Paweł Brückman, Ugo Gasparini i Gabriella Sciolla byli bardzo wartościowymi współpracownikami, niezawodnymi we wspólnym pokonywaniu trudności w analizie danych i przygotowywaniu kolejnych publikacji oraz przyczynków konferencyjnych.

Jestem bardzo wdzięczny koleżankom i kolegom z krakowskiej grupy współpracy DELPHI, zwłaszcza Henrykowi Palce, za długoletnią przyjaźń i współpracę oraz za wiele interesujących idei, które zrodziły się w naszych wspólnych rozmowach.

Wyrażam ogromną wdzięczność prof. dr hab. Krzysztofowi Rybickiemu za Jego opiekę nad moją pracą naukową od jej początku, za zachętę do napisania tej rozprawy oraz za wnikliwe przeczytanie jej roboczej wersji.

Szczególne słowa podziękowań należą się także prof. dr hab. Kacprowi Zalewskiemu za niezwykle cenne uwagi do rozdziału, dotyczącego opisu teoretycznego ciężkich hadronów.

Jestem również bardzo zobowiązany prof. dr hab. Markowi Jeżabkowi za nakłonienie mnie do spisania tej pracy.

Dziękuję wszystkim koleżankom i kolegom z Zakładu Oddziaływań Leptonów za ich życzliwość.

Rozprawa ta została częściowo sfinansowana z grantu KBN o numerze 2 P03B 111 16.

Spis rysunków

2.1	Schemat aparatury DELPHI	6
2.2	Schemat detektora wierzchołka DELPHI	7
2.3	Straty energii na jonizację dE/dx w funkcji pędu cząstki	10
2.4	Zasada działania detektorów Czerenkowa	11
2.5	Średni kąt Czerenkowa torów cząstek naładowanych w funkcji pędu w detektorze BRICH	11
2.6	Wydażność oznaczania przypadków i półkul zawierających kwarki piękne w funkcji czystości otrzymanej próbki.	14
2.7	Rozkład masy niezmienniczej K_s^0 i Λ^0 oraz zależność wydażności ich rekonstrukcji od pędu	15
5.1	Rozkłady masy niezmienniczej $\Lambda_c\pi$ i $\Lambda_c a_1$	36
5.2	Rozkład zmiennej Q dla par $\Lambda_b\pi$	38
5.3	Diagramy rozpadu ciężkich barionów	39
5.4	Ilustracja graficzna dwóch metod pomiaru czasu życia	40
5.5	Widmo masy niezmienniczej ($p\pi$) dla kombinacji Λ^0 -lepton	44
5.6	Rozkład parametru zderzenia δ dla leptonów z par $\Lambda^0 - l$	47
5.7	Rozkład dróg rozpadu <i>pięknych barionów</i>	48
5.8	Rozkład czasu rozpadu par $p - l$	50
5.9	Rozkład masy niezmienniczej dla kombinacji $pK\pi$, pK_s^0 , $\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$ i $\Lambda^0\pi^+$ dla par $\Lambda_c - l$ 'dobrego znaku'	51
5.10	Rozkład zmiennej efektywnej X_{eff} dla kombinacji $\Lambda^0 - l - l$	52
5.11	Rozkłady masy niezmienniczej i czasu rozpadu dla kombinacji $\Lambda_c - l$ i $\Lambda^0 - l - l$	53
5.12	Rozkład masy niezmienniczej hiperonów Ξ^- dla par $\Xi - l$	55
5.13	Rozkład parametru zderzenia leptonu dla par $\Xi^- - l^-$	56
5.14	Widmo masy niezmienniczej Λ_c oraz rozkład zmiennej ω dla par $\Lambda_c - l$	65
6.1	Diagramy odpowiedzialne za mieszanie pięknych mezonów.	69
6.2	Zależność czasowa oscylacji pięknych mezonów	70
6.3	Widmo energetyczne leptonów dla próbki wzbogaconej i zubożonej w rozpady $b \rightarrow u$	73

Spis tablic

2.1	Statystyka przypadków hadronowych zebranych przez współpracę DELPHI	5
3.1	Porównanie pomiarów LEP z przewidywaniami teorii elektroslabej	18
5.1	Obserwowane doświadczalnie stany ciężkich barionów	35
5.2	Pomiary masy barionu Λ_b	36
5.3	Wartości średnie pomiarów czasów życia powabnych barionów.	42
5.4	Pierwsze pomiary czasu życia <i>pięknego barionu</i>	45
5.5	Pomiary czasu życia <i>pięknego barionu</i> oraz Λ_b	45
5.6	Źródła leptonów wykorzystanych do pomiaru czasu życia <i>pięknego barionu</i>	46
5.7	Pomiary czasu życia barionu Ξ_b	57
5.8	Pomiary częstości produkcji pięknych barionów.	58
5.9	Pomiary stosunku rozgałęzień $BR(Y_b \rightarrow lX)$	60
5.10	Wartości średnie prawdopodobieństw fragmentacji kwarku b do pięknych mezonów i barionów	61
5.11	Pomiary polaryzacji barionu Λ_b	63
6.1	Wartości średnie pomiarów czasów życia pięknych mezonów oraz <i>pięknego hadronu</i> H_b	68
6.2	Wyniki pomiarów elementu $ V_{cb} $ macierzy CKM.	72

Literatura

- [1] <http://www.cern.ch/CERN/Accelerators.html>.
- [2] <http://www.cern.ch/>.
- [3] Współpraca ALEPH:
D.Buskulic et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 360** (1995) 481;
D.Decamp et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 294** (1990) 121.
- [4] Współpraca DELPHI:
P.Abreu et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 378** (1996) 57.
- [5] Współpraca DELPHI:
P.Aarnio et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 303** (1991) 233.
- [6] Współpraca L3:
A.Adam et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 383** (1996) 342;
I.C.Brock et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 381** (1996) 236;
M.Acciarri et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 351** (1994) 300;
B.Adeva et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 289** (1990) 35.
- [7] Współpraca OPAL:
P.P.Allport et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 346** (1994) 476;
P.P.Allport et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 324** (1993) 34;
O.Biebel et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 323** (1992) 169;
M.Hauschild et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 314** (1992) 74;
K.Ahmet et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 305** (1991) 275.
- [8] Współpraca DELPHI: nota wewn. DELPHI 89-44 PROG 137 (1989).
- [9] R.Brun i J. Zoll, nota pt. 'ZEBRA: Data Structure Management System' CERN Program Library Long Writeups Q100.
- [10] T.Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [11] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., Z. Phys. **C 65** (1995) 555;
G.V.Borisov i C.Mariotti, Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 181.
- [12] G.Altarelli, R.Kleiss i C.Verzegnassi, 'Z Physics at LEP1', preprint CERN 89-08 (1989) Vol.1.
- [13] <http://www.cern.ch/LEPEWWG>.
- [14] <http://www-sld.slac.stanford.edu/sldwww/sld-working.html>.
- [15] Współpraca CDF, F.Abe et al., Phys. Rev. Lett. **D80** (1998) 2767;
Phys. Rev. Lett. **D80** (1998) 2779.
- [16] Współpraca D0, B.Abbot et al., Phys. Rev. Lett. **D80** (1998) 2063;
Phys. Rev. **D58** 052001 (1998); Phys. Rev. **D60** 052001 (1999).
- [17] R.K.Ellis et al., 'QCD and Collider Physics' Cambridge 1996.
- [18] S.Bethke, preprinty PITHA 97/37, PITHA 96/30.
- [19] S.Marti, preprint hep-ex/9704016.
- [20] D.E.Groom et al., E. Phys. J. **C15** (2000) 1; <http://pdg.lbl.gov/>.
- [21] G.Altarelli et al., 'Physics at LEP2', preprint CERN 96-01 (1996) Vol.1.
- [22] B.Carithers, Proceedings: HEP'99, Tampere 1999.
- [23] <http://www.cern.ch/LEPHIGGS>.

- [24] K.Wilson, Phys. Rev. **179** (1969) 1499.
- [25] A.Pich, preprint FTUV/98-46, IFIC/98-47.
- [26] J.Gasser i H.Leutwyler, Nucl. Phys. **B250** (1985) 465; 517; 539.
- [27] N.Isgur i M.Wise, Phys. Lett. **B232** (1989) 113;
N.Isgur i M.Wise, Phys. Lett. **B237** (1990) 527;
B.Grinstein, Nucl. Phys. **B339** (1990) 253;
H.Georgi, Phys. Lett. **B240** (1990) 447;
A.F.Falk et al., Nucl. Phys. **B343** (1990) 1.
- [28] A.F.Falk i M.Neubert, Phys. Rev. **D47** (1993) 2965 i 2982.
- [29] M.A.Shifman, A.I.Vainshtein i V.I.Zakharov, Nucl. Phys. **B426** (1979) 385.
- [30] E.de Rafael, preprint hep-ph/9802448 (1998).
- [31] M.Neubert, Phys. Rep. **245** (1994) 259.
- [32] J.M.Flynn i C.T.Sachrajda, preprint SHEP-97-20, hep-lat/9710057 (1997).
- [33] J.L.Rosner, preprint EFI-98-45, hep-ph/9809545 (1998).
- [34] K.C.Bowler et al., preprint SHEP-95/31, hep-lat/9601022 (1995).
- [35] M.Di Pierro i C.T.Sachrajda, Nucl. Phys. **B**, Proc. Suppl. **73** (1999);
M.Di Pierro i C.T.Sachrajda, Nucl. Phys. **B534** (1998) 373, preprint SHEP-98-07, hep-lat/9805028;
M.Di Pierro, C.T.Sachrajda i C.Michael, preprint SHEP-99-07, hep-lat/9906031.
- [36] K.C.Bowler et al., preprint SHEP-97/14, hep-lat/9709028 (1997).
- [37] 'The BaBar Physics Book', Appendix B,
<http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r-504.html>.
- [38] E.Witten, Nucl. Phys. **B160** (1979) 57;
A.J.Buras et al., Nucl. Phys. **B268** (1986) 16.
- [39] M.Neubert i C.T.Sachrajda, Nucl. Phys. **B438** (1995) 238, preprint hep-ph/9603202.
- [40] I.I.Bigi, preprint UND-HEP-95-BIG02, hep-ph/9508408 (1995).
- [41] J.Rosner, Phys. Lett. **B379** (1996) 267, preprint CERN-TH-96/24, hep-ph/9602265.
- [42] N.G.Uraltsev, Phys. Lett. **B376** (1996) 303, preprint CERN-TH/96-40.
- [43] P.Colangelo i F.De Fazio, Phys. Lett. **B387** (1996) 371, preprint BARI-TH/96-230, hep-ph/9604425.
- [44] Współpraca DELPHI: M.Feindt et al., nota wewn. DELPHI 95-107 PHYS 542 (1995);
przyczynek nr 0565 do konferencji EPS-HEP'95, Bruksela 1995.
- [45] M.Neubert, preprint CERN-TH/96-55, hep-ph/9604412 (1996).
- [46] E.C.Poggio, H.R.Quinn i S.Weinberg, Phys. Rev. **D13** (1976) 1958.
- [47] G.Bellini, I.I.Bigi i P.J.Dornan, Phys. Rep. **289** (1997) 1.
- [48] C.T.Sachrajda, preprint SHEP-98/01, hep-ph/9801343 (1998).
- [49] B.R.Webber, preprint CERN-TH/99-38, hep-ph/9912292 (1999).
- [50] U.Aglietti, Phys. Lett. **B281** (1992) 341;
U.Aglietti, Int. J. Mod. Phys. **A10** (1995) 801.
- [51] Współpraca UA1: C.Albajar et al., Phys. Lett. **B273** (1991) 540.
- [52] Współpraca CDF: F.Abe et al., Phys. Rev. **D55** (1997) 1142.
- [53] Współpraca DELPHI: G.Gopal et al., nota wewn. DELPHI 99-45 PHYS 819 (1999).
- [54] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., Phys. Lett. **B380** (1996) 442.
- [55] Współpraca DELPHI: P.Brückman i T.Lesiak, nota wewn. DELPHI w przygotowaniu.
- [56] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., Phys. Lett. **B313** (1993) 535.
- [57] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., Z. Phys. **C68** (1995) 353.
- [58] Współpraca OPAL: R.Akers et al., Z. Phys. **C66** (1995) 19.
- [59] T.Lesiak, 'B meson spectroscopy', Acta Phys. Pol. **B29** (1998) 3379.
- [60] L.Lyons, 'Statistics for Nuclear and Particle Physicists', Cambridge Univ. Press.
- [61] H.W.Cheung, preprint hep-ex/9912021.
- [62] <http://www-focus.fnal.gov/>.
- [63] <http://fn781a.fnal.gov/>.

- [64] B.Guberina et al., *Z. Phys.* **C33** (1986) 297.
- [65] M.B.Voloshin i M.A.Shifman, *Sov. Phys. JETP* 64(4) (1986) 698.
- [66] Współpraca ARGUS: H.Albrecht et al., *Phys. Lett.* **B274** (1992) 239.
- [67] Współpraca CLEO:
P.Avery et al., *Phys. Lett.* **B325** (1994) 257;
P.Avery et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 2391;
Y.Kubota et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 3255.
- [68] H.Y.Cheng, *Phys. Lett.* **B289** (1992) 455; preprint hep-ph/96612223.
- [69] Współpraca ALEPH: D.Busculic et al., *Phys. Lett.* **B297** (1992) 440.
- [70] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., *Phys. Lett.* **B311** (1993) 379.
- [71] Współpraca OPAL: R.Akers et al., *Phys. Lett.* **B316** (1993) 435.
- [72] Współpraca ALEPH: D.Busculic et al., *Eur. Phys. J.* **C2** (1998) 197.
- [73] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., *Z. Phys.* **C71** (1996) 199.
- [74] Współpraca OPAL: R.Akers et al., *Z. Phys.* **C69** (1996) 195.
- [75] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., *Eur. Phys. J.* **C10** (1999) 185.
- [76] Współpraca OPAL: R.Akers et al., *Phys. Lett.* **B426** (1998) 161.
- [77] Współpraca CDF: F.Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 1439.
- [78] <http://home.cern.ch/~claires/lepblife.html>.
- [79] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., *Z. Phys.* **C68** (1995) 375.
- [80] <http://chall.ifj.edu.pl/~lesiak/>.
- [81] Współpraca CDF: M.Paulini, *Int. J. Mod. Phys.* **A14** (1999) 2791, preprint hep-ex/9903002; <http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/>.
- [82] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., *Z. Phys.* **C68** (1995) 541.
- [83] Współpraca ALEPH: D.Busculic et al., *Phys. Lett.* **B384** (1996) 449.
- [84] R.Guberina et al., preprint IRB-TH-10/99, hep-ph/0001280 v2 (1999).
- [85] M.Neubert, *Int. J. Mod. Phys.* **A11** (1996) 4173.
- [86] Współpraca OPAL: K.Ackerstaff et al., *Z. Phys.* **C74** (1997) 423.
- [87] Współpraca OPAL: G.Abbiendi et al., *Eur. Phys. J.* **C9** (1999) 2.
- [88] Współpraca ALEPH: R.Barate et al., *Eur. Phys. J.* **C5** (1998) 205.
- [89] Współpraca DELPHI: D.Bertini, T.Lesiak et al., nota wewn. DELPHI 95-106 PHYS 541 (1995); przyczynek nr 0564 do konferencji EPS-HEP'95, Bruksela 1995.
- [90] P.Gagnon, *Proceedings: HEP'99, Tampere 1999*.
- [91] The LEP *B* Oscillations Working Group: <http://home.cern.ch/LEPBOSC/>
- [92] Współpraca ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, SLD: preprint LEPHFS 99-02 pt. 'Combined results on *b*-hadron production rates, lifetimes, oscillations and semileptonic decays' (2000).
- [93] Współpraca DELPHI: C.Weiser, nota wewn. DELPHI 99-162 TALK 6 (1999); referat na konferencji HEP'99, Tampere 1999.
- [94] Współpraca DELPHI: M.Feindt i C.Weiser, nota wewn. DELPHI 99-104 PHYS 291 (1999); przyczynek nr 5.515 do konferencji HEP'99, Tampere 1999.
- [95] F.Becattini, *Z. Phys.* **C69** (1996) 485, preprint DFF 284/07/1997 (1997).
- [96] Współpraca DELPHI: D.Bertini, L.Chaussard i T.Lesiak, nota wewn. DELPHI 96-99 CONF 28 (1996); przyczynek nr pa01-044 do konferencji ICHEP'96, Warszawa 1996.
- [97] Współpraca CLEO: G.Crawford et al., *Phys. Rev.* **D45** (1992) 752.
- [98] B.Mele i G.Altarelli, *Phys. Lett.* **B299** (1993) 345;
B.Mele, *Mod. Phys. Lett.* **A9** (1994) 1239.
- [99] S.Jadach i Z.Wąs, *Acta Phys. Pol.* **B15** (1984) 1151;
J.G.Körner, A.Pilafsis i M.Tung, *Z. Phys.* **C63** (1994) 575;
M.Tung, *Phys. Rev.* **D52** (1995) 1353;
S.Groote, J.G.Körner i M.Tung, *Z. Phys.* **C63** (1997) 615.
- [100] A.F.Falk i M.E.Peskin, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 3320;
J.G.Körner, preprint MZ-TH/95-33 (1995).

- [101] G.Bonvincini i L.Randall, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 392.
- [102] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., Phys. Lett. **B 365** (1996) 367.
- [103] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., preprint CERN-EP 99-155 (1999), praca wysłana do Phys. Lett. **B**.
- [104] Współpraca OPAL: G.Abbiendi et al., Phys. Lett. **B444** (1998) 539.
- [105] P.Brückman, rozprawa doktorska obroniona w roku 1996, tekst dostępny pod adresem: <http://home.cern.ch/~braize/thesis/bruckman/bruckman.ps.gz>;
P.Brückman, Proceedings: HEP'99, Tampere 1999.
- [106] M.Neubert, Phys. Rev. **D47** (1993) 4063;
K.C.Bowler et al., Phys. Rev., **D52** (1995) 5067;
E.Bagan et al., Phys. Lett. **B301** (1993) 249.
- [107] B.Holdom et al., preprint UTPT-93-26, hep-ph/9310216 (1993).
- [108] Współpraca DELPHI: A.Miagkov i G.Smadja, nota wewn. DELPHI 2000-108 CONF 407; przyczynek nr 7.391 do HEP'2000 Osaka 2000;
L.Chaussard et al., nota wewn. DELPHI 99-105 CONF 292 (1999); przyczynek nr 5.0516 do konferencji HEP'99, Tampere 1999.
- [109] M.Sadzikowski i K.Zalewski, Z. Phys. **C59** (1993) 667;
F.Cardarelli i S.Simula, Phys. Lett. **D421** (1998) 295;
D.Chakraverty et al., preprint SINT-TNP/98-04.
- [110] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., Phys. Lett. **B 311** (1993) 425.
- [111] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., Phys. Lett. **B324** (1994) 500.
- [112] Współpraca OPAL: R.Akers et al., Phys. Lett. **B337** (1994) 196.
- [113] Współpraca CDF: F.Abe et al., Phys. Rev. **D53** (1996) 3496.
- [114] Współpraca CDF: F.Abe et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2432;
F.Abe et al., Phys. Rev. **D58** (1998) 112004.
- [115] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., Z. Phys. **C69** (1996) 393.
- [116] Współpraca L3: M.Acciarri et al., Phys. Lett. **B345** (1995) 589.
- [117] Współpraca OPAL: K.Ackerstaff et al., Z. Phys. **C74** (1997) 413.
- [118] Współpraca CLEO: X.Akerib et al., Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 1692.
- [119] Współpraca CUSB: H.F.Wu et al., Phys. Lett. **B273** (1991) 177;
X.Lee-Franzini et al., Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2947.
- [120] Współpraca DELPHI: M.Feindt et al., nota wewn. DELPHI 97-99 CONF 81 (1997);
przyczynek nr 450 do konferencji HEP'97, Jerozolima 1997.
- [121] L.G.Landsberg, Phys. Rep. **128** (1985) 301.
- [122] Współpraca OPAL: R.Akers et al., Z. Phys. **C66** (1995) 19.
- [123] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., Phys. Lett. **B345** (1995) 598.
- [124] Współpraca L3: M.Acciarri et al., nota wewn. L3 nr 2423 (1999); przyczynek nr 5.285 do konferencji HEP'99, Tampere 1999.
- [125] Współpraca OPAL: R.Akers et al., nota wewn. OPAL PN400 (1999); przyczynek nr 5.7 do konferencji HEP'99, Tampere 1999.
- [126] Współpraca CDF: G.Bauer et al., preprint hep-ex/9909014.
- [127] Współpraca ALEPH: R.Barate et al., Phys. Lett. **B425** (1998) 215.
- [128] Współpraca DELPHI: M.Feindt et al., nota wewn. DELPHI 95-105 PHYS 540 (1995)
przyczynek nr 0563 do konferencji EPS-HEP'95, Bruksela 1995.
- [129] Współpraca DELPHI: M.Feindt i O.Podobrin, nota wewn. DELPHI 96-93 CONF 22 (1996); przyczynek nr pa01-021 do konferencji ICHEP'96, Warszawa 1996.
- [130] G.Eigen, preprint hep-ex/9901007.
- [131] F.Muheim, preprint UGVA-DPNC 1998/11-180, hep-ex/9902026.
- [132] V.Ciulli, preprint hep-ex/9911044.
- [133] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., nota wewn. ALEPH 99-005, CONF 99-001 (1999).
- [134] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., Z. Phys. **C 68** (1995) 13.

- [135] Współpraca OPAL: R.Akers et al., *Z. Phys. C* **67** (1995) 379.
- [136] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., *Phys. Lett. B* **377** (1996) 205.
- [137] Współpraca DELPHI: A.Borgland et al., nota wewn. DELPHI 99-109 CONF 296 (1999); przyczynek nr 4.520 do konferencji HEP'99, Tampere 1999.
- [138] Współpraca OPAL: K.Ackerstaff et al., *Phys. Lett. B* **426** (1998) 161.
- [139] Współpraca DELPHI: W.Adam et al., *Z. Phys. C* **68** (1995) 363.
- [140] Współpraca L3: M.Acciarri et al., *Phys. Rev. Lett. B* **438** (1998) 417.
- [141] Współpraca OPAL: G.Abbiendi et al., *Eur. Phys. J. C* **12** (2000) 609.
- [142] Współpraca CDF: F.Abe et al., *Phys. Rev. D* **57** (1998) 5382.
- [143] I.J.Kroll, preprint FERMILAB-CONF-96-032 (1996).
- [144] S.Willocq, preprint SLAC-PUB-7942 (1998).
- [145] L.Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1945.
- [146] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., *Phys. Lett. B* **322** (1994) 441.
- [147] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., *Z. Phys. C* **75** (1997) 397.
- [148] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., *Z. Phys. C* **76** (1997) 579; *Z. Phys. C* **72** (1996) 17.
- [149] Współpraca L3: M.Acciarri et al., *Phys. Lett. B* **383** (1996) 487; *Eur. Phys. J. C* **5** (1998) 195.
- [150] Współpraca OPAL: K.Ackerstaff et al., *Z. Phys. C* **76** (1997) 417; *Z. Phys. C* **66** (1995) 555.
- [151] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., *Eur. Phys. J. C* **7** (1999) 553; *Eur. Phys. J. C* **4** (1998) 367.
- [152] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., *Phys. Lett. B* **414** (1997) 382.
- [153] Współpraca OPAL: G.Abbiendi et al., *Eur. Phys. J. C* **11** (1999) 587.
- [154] G.Blaylock, preprint hep-ex/9912038 (1999).
- [155] J.Boucrot, *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.* **75** (1999) 261; preprint LAL 98-76, CERN-ALEPH-PUB-98-013, hep-ex/9901035 (1998).
- [156] S.Willocq, preprint hep-ex/0002059 (2000).
- [157] F.Parodi, *Proceedings: HEP'98, Vancouver* (1998).
- [158] Współpraca ALEPH: D.Buskulic et al., *Phys. Lett. B* **395** (1997) 373.
- [159] Współpraca DELPHI: M.Margoni, F.Simonetto, nota wewn. DELPHI 99-107 CONF 294 (1999); przyczynek nr 4.0518 do konferencji HEP'99, Tampere 1999.
- [160] Współpraca OPAL: K.Ackerstaff et al., *Phys. Lett. B* **395** (1997) 128.
- [161] <http://home.cern.ch/LEPVCB/>.
- [162] Współpraca CLEO: R.Fulton et al., *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 16; J.Bartelt et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 4111.
- [163] Współpraca ARGUS: H.Albrecht et al., *Phys. Lett. B* **234** (1990) 409; *Phys. Lett. B* **255** (1991) 297.
- [164] Współpraca CLEO: A.Bean et al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2681; J.P.Alexander et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1996) 5000.
- [165] Współpraca ALEPH: R.Barate et al., *Eur. Phys. J. C* **6** (1999) 555.
- [166] Współpraca DELPHI: P.Abreu et al., preprint CERN-EP/2000-030, praca zaakceptowana do druku przez *Phys. Lett. B*.
- [167] Współpraca L3: M.Acciarri et al., *Phys. Lett. B* **436** (1998) 174.
- [168] <http://home.cern.ch/~battaglia/vub/vub.html>.
- [169] P.Roudeau, preprint LAL 97-96, CERN-SCAN-9803056 (1997).
- [170] O.Schneider, preprint CERN-PPE/97-143 (1997).
- [171] A.Stocchi, preprint LAL 99-01 (1999), LAL 94-04 (1994).
- [172] D.Bloch, nota wewn. DELPHI 99-60 TALK 2 (1999).
- [173] P.Perret, preprint PCCF-RI-9805, CERN-ALEPH-PUB-98-009, hep-ex/9811047 (1998).
- [174] F.Ukegawa, preprint FERMILAB-Conf-00-009-E, hep-ex/0002031 (2000).

- [175] T.Lesiak, preprint IFJ No. 1680/PH (1994).
- [176] <http://bsunsv1.kek.jp/>.
- [177] <http://www.slac.stanford.edu/>.
- [178] <http://www-hera-b.desy.de/>.
- [179] <http://fnsimul.fnal.gov/btev.html>.
- [180] <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [181] <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/Welcome.html>.
- [182] <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html>.
- [183] <http://lhcb.cern.ch/>.