

# Фізика важких ароматів

В.Є. Аушев, Ю.М. Оніщук

Навчальний посібник

14 квітня 2021 р.



# Зміст

<b>1</b>	<b>Передмова</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Теоретичні основи фізики ароматів</b>	<b>9</b>
2.1	Аромати в Стандартній Моделі . . . . .	9
2.2	Матриці СКМ . . . . .	9
2.2.1	Теорія Кабібо . . . . .	9
2.2.2	ГІМ-механізм . . . . .	11
2.2.3	СКМ-матриця . . . . .	13
2.2.4	Інваріант Ярлског . . . . .	14
2.2.5	Стандартна параметризація СКМ-матриці . . . . .	15
2.2.6	Параметризація Вольфенштайна . . . . .	17
2.2.7	Умови спостереження $CP$ -порушення в рамках СМ . . . . .	19
2.2.8	Визначення елементів СКМ-матриці . . . . .	19
2.2.9	$V_{ud}$ . . . . .	20
2.2.10	$V_{us}$ . . . . .	20
2.2.11	$V_{cd}$ . . . . .	21
2.2.12	$V_{cs}$ . . . . .	22
2.2.13	$V_{cb}$ . . . . .	22
2.2.14	$V_{ub}$ . . . . .	24
2.2.15	$V_{td}, V_{ts}$ . . . . .	25
2.2.16	$V_{tb}$ . . . . .	26
2.2.17	Глобальна підгонка елементів СКМ-матриці . . . . .	27
2.3	Порушення $CP$ -парності в розпадах і при змішуванні . . . . .	29

2.3.1	Симетрії у ФЕЧ . . . . .	29
2.3.2	Просторова інверсія . . . . .	30
2.3.3	Часова інверсія . . . . .	32
2.3.4	Зарядове спряження . . . . .	32
2.3.5	Порушення $P$ -інваріантності. $CP$ -інваріантність . .	34
2.3.6	$CPT$ -інваріантність . . . . .	35
2.3.7	Загальна теорія $CP$ -порушень у розпадах мезонів .	35
2.3.8	Класифікація $CP$ -порушень . . . . .	40
2.3.9	$CP$ -порушення для нейтральних каонів . . . . .	42
2.3.10	$CP$ -порушення для нейтральних $B$ -мезони . . . . .	44
2.4	Теорія кварконію . . . . .	45
2.5	Ефективна теорія важких кварків . . . . .	45
2.6	Особливості розпаду $\tau$ -лептонів . . . . .	45
2.7	Теоретичні передбачення поза Стандартною Моделлю . . .	45
<b>3</b>	<b>Комбінування <math>s</math> і <math>b</math>-кварків із легкими кварками</b>	<b>47</b>
3.1	Charm мезони . . . . .	48
3.2	Charm баріони . . . . .	48
3.3	Bottom мезони . . . . .	48
3.4	Bottom баріони . . . . .	48
3.5	Екзотичні адрони із важкими кварками . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Кварконій як кварк-антикваркова система</b>	<b>49</b>
<b>5</b>	<b>Дослідження важких ароматів на колайдерах</b>	<b>51</b>
5.1	Експерименти на LEP . . . . .	51
5.2	$B$ -фабрики. Експерименти Belle і BaBar . . . . .	51
5.2.1	Belle . . . . .	52
5.2.2	BaBar . . . . .	54
5.2.3	Виміри $CP$ -порушень у розпадах $B_d^0$ . . . . .	56
5.3	Фізика $s$ - і $b$ -кварків на HERA . . . . .	62
5.4	Спектроскопія важких ароматів на Теватроні . . . . .	62

5.4.1	Експериментальні установки DZero та CDF . . . . .	67
5.4.2	Фізика важких кварків на Теватроні . . . . .	70
5.4.3	Особливості вимірів $CP$ -порушень на Tevatron . . . .	73
5.4.4	. . . . .	76
5.5	Фізика важких кварків і лептонів на LHC . . . . .	76
<b>6</b>	<b>Новітні дослідження. Пошуки Нової фізики (НФ)</b>	<b>77</b>
6.1	Belle II та HL-LHC: початок ери надточних вимірювань . .	78
6.2	Пошуки НФ в $c$ -кваркових структурах . . . . .	78
6.3	Пошуки НФ в $b$ -кваркових структурах . . . . .	78
6.4	Порушення закону збереження лептонного числа (LFV) . .	78
6.5	Тестування СКМ унітарності . . . . .	78
6.6	Процеси із $\tau$ -лептонами . . . . .	78
6.7	Спектроскопія адронів і пошуки екзотичних кваркових ста- нів . . . . .	78
6.8	$t$ -кварки в фізиці важких ароматів . . . . .	78
6.9	Аномалія $R(D)$ , $R(D^*)$ і пошуки заряджених бозонів Хіггса $H^\pm$ . . . . .	78
6.10	Нейтринний сектор досліджень . . . . .	78
6.10.1	Осциляції ароматів нейтрино у вакуумі та в речовині	78
6.10.2	Змішування нейтрино трьох генерацій . . . . .	78
6.10.3	Вимірювання маси нейтрино . . . . .	78
6.10.4	Перерізи взаємодії нейтрино . . . . .	78
6.10.5	Детектори нейтрино нового покоління . . . . .	78
6.10.6	Нейтрино він наднових і в космології . . . . .	78
6.11	Темна матерія в фізиці ароматів . . . . .	78



# Розділ 1

## Передмова

Термін "аромат" ("flavour") введено в фізику Мерреєм Гелл-Манном майже 50 років тому і нині використовується для позначення різних видів кварків та глюонів.

(((( У фізиці частинок аромат або аромат відноситься до видів елементарних частинок. Стандартна модель нараховує шість смаків кварків та шість смаків лептонів. Їх звичайно параметризують за допомогою квантових чисел смаку, які присвоюються всім субатомним частинкам. Вони також можуть бути описані деякими сімейними симетріями, запропонованими для поколінь кварк-лептонів. )))

Ароматами називають квантові числа, які властиві елементарним частинкам. Фізика ароматів охоплює область досліджень властивостей елементарних частинок і процесів за їх участю, в яких важливу роль відіграють відмінності між різними видами кварків та лептонів. Ця область явищ відіграє важливу роль в Стандартній Моделі (СМ). Свідченням цього є той факт, що більшість параметрів цієї теоретичної моделі відносяться саме до фізики ароматів. Кожен із 6 кварків має свій аромат, який співпадає з назвами кварків:  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $t$ . Для ідентифікації ароматних властивостей легких кварків  $u$ ,  $d$ ,  $s$  використовують квантове число  $I$  – ізоспін. Аромати кварків  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $t$  задаються спеціальними адитивними квантовими числами із назвою 'дивність' ( $s$ ), 'чарівність' або 'чарм' ( $c$ ), 'ботом' ( $b$ ), 'топ' ( $t$ ). Для кварків кварків  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $t$  умовились, що знаки ароматів співпадають із знаками електричних зарядів кварків. Тому ці квантові числа мають значення:  $s(s)=-1$ ,  $c(c)=+1$ ,  $b(b)=-1$ ,  $t(t)=+1$  та  $s(\bar{s})=+1$ ,  $c(\bar{c})=-1$ ,  $b(\bar{b})=+1$ ,  $t(\bar{t})=-1$

Ізоспін і квантові числа  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $t$  є квантовими числами, які приблизно зберігаються, тобто вони зберігаються лише в сильних взаємодіях. Фі-

зика ароматів характеризується великим різноманіттям тематик досліджень. Щоб вміститись в прийнятні розміри даної роботи, дати загальне уявлення і не загубитись в деталях, автори зосередились на темах, які на нашу думку відповідають найбільш важливим досягненням фізики ароматів і перспективні для пошуків Нової Фізики (або явищ Поза Стандартною Моделлю, ПСМ).



## Розділ 2

# Теоретичні основи фізики ароматів

## 2.1 Аромати в Стандартній Моделі

## 2.2 Матриці СКМ

### 2.2.1 Теорія Кабібо

На початок 1960-х років була розроблена теорія слабких взаємодій, яка описувала взаємодію лептонів і кварків, як заряджених лівих  $V - A$ -струмів наступних пар-дублетів ферміонних станів:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

тобто двох лептонних пар і однієї кваркової. Слабка взаємодія характеризувалася універсальною сталою Фермі,  $G$ . Допускалися переходи між верхніми і нижніми ферміонами тільки в межах визначених пар. Ця теорія добре описувала  $\beta$ -розпади ядер, але погано була придатна для опису слабких розпадів дивних адронів ( $s$ -кварк на той момент був відсутній у цьому наборі).

Можлива модифікація подібної теорії могла б полягати в узагальненні шляхом введенням нової пари верхній-нижній кварк, яка б включала дивний,  $s$ -кварк (і додатковий, 4-й кварк, про який мова піде далі):

$$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Недоліком наведеної модифікації вважали заборону на розпади типу  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ , які в реальності існують. Справді,  $K^+$ -мезон складається з  $u - \bar{s}$ -кварків, тобто таких, що належать до різних кваркових пар (2.1, 2.2), переходи між якими були заборонені. Удосконалення теорії полягало би у допущенні можливості такого розпаду зарядженого каону шляхом допущення можливості існування слабого струму, який зв'язує верхні і нижні кварки різних поколінь.

Також із експерименту було відомо, що адронні моди розпаду із зміною дивності  $\Delta S = 1$  придавлені у порівнянні із процесами без зміни дивності,  $\Delta S = 0$ , приблизно у 20 разів.

У 1963 році Кабібо (Cabibbo) запропонував удосконалення теорії, яка з одного боку включала в себе  $s$ -кварк, а з іншого, дозволяла переходи  $u \leftrightarrow s$ . Згідно запропонованої моделі у слабкій взаємодії замість кваркових станів  $d$  і  $s$ , які є власними станами щодо сильної взаємодії, потрібно розглядати змішані стани  $d'$  і  $s'$ , які є суперпозицією  $d$  і  $s$ . Ступінь змішування можна характеризувати кутом повороту  $\theta_c$ , який ще називають кутом Кабібо:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = V \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

де унітарна матриця  $V$  здійснює поворот кваркових станів  $d$  і  $s$ :

$$V = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Згідно цієї теорії стає зрозумілою відмінність у імовірностях переходів із  $\Delta S = 0$  і  $\Delta S = 1$ . Перші можна розглядати як “сприйнятливі” за Кабібо (рис. 2.1), другі – “несприйнятливі” (Cabibbo suppressed, рис. 2.2).

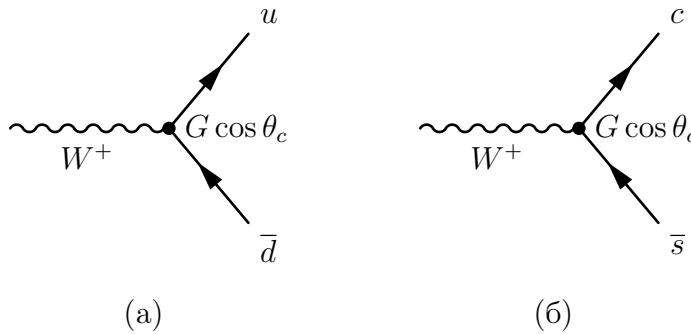


Рис. 2.1: “Сприйнятливі” за Кабібо кварк-анти-кваркові пари: (а)  $u\bar{d}$ ; (б)  $c\bar{s}$ .

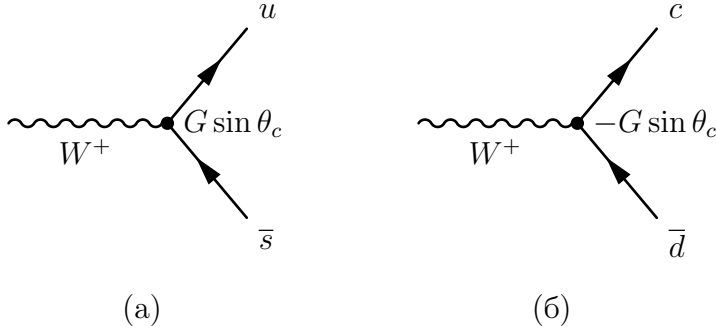


Рис. 2.2: “Несприйнятливі” за Кабібо кварк-анти-кваркові пари: (а)  $u\bar{s}$ ; (б)  $c\bar{d}$ .

Для амплітуди взаємодії між кварками, обумовленої з слабкими зарядженими струмами, можна записати:

$$\mathcal{A} = \frac{4G}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^+, \quad (2.5)$$

де у виразі для струму

$$J^\mu = \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} \end{pmatrix} \frac{\gamma^\mu(1 - \gamma^5)}{2} V \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

стоїть матриця  $V$  (2.4).

Загалом у формулах що описують  $\beta$ -розпади ядер (напів-лептонні моди) потрібно робити заміну сталої  $G \Rightarrow G \cos \theta_c \approx 0.95G$  для кута Кабібо  $\theta_c \approx 13^\circ$ . У той же час розпад мюона, як чисто лептонний,  $\mu^- \rightarrow e \nu_\mu \bar{\nu}_e$ , повинен і далі описуватися сталою  $G_\mu = G$ .

### 2.2.2 ГІМ-механізм

Інтенсивне удосконалення кваркової моделі, яке ґрунтувалося на результатах експериментів з глибоко-непружного розсіяння, і ідеї Кабібо отримали подальший розвиток. Глешоу, Іліопуліс і Майяні (ГІМ) у 1970 році запропонували ввести додатковий 4-й кварк, який можна розглядати як верхній у парі  $c - s'$ :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \quad \dots \quad (2.7)$$

Така гіпотеза стає зрозумілою, тому що окрім переходів  $u \leftrightarrow d'$  з'являються переходи  $c \leftrightarrow s'$  і таким чином дві пари лептонів  $e - \nu_e$  і  $\mu - \nu_\mu$  доповнює дві пари верхній-нижній кварк.

Розглянемо розпад нейтрального каона,  $K^0$ , на два заряджених лептона,  $K^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ , де  $\ell = e, \mu$ , який можна описати “бокс”-діаграмами, зображеними на рис. 2.3.

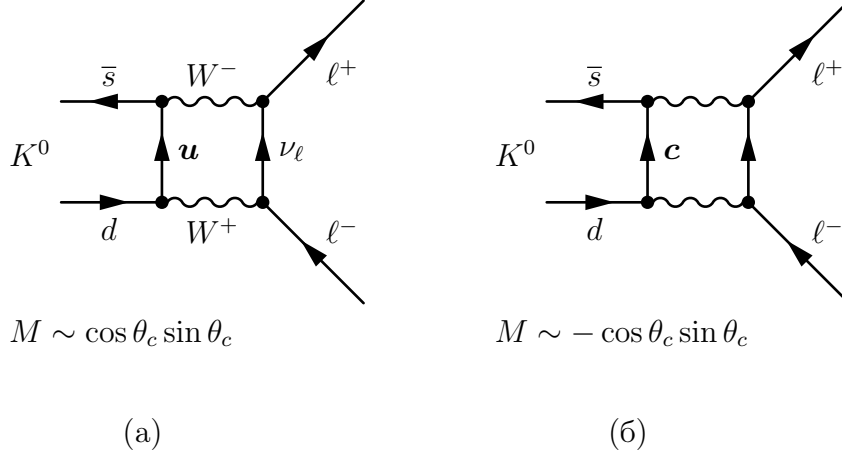


Рис. 2.3: Дві діаграми, які дають внесок у амплітуду  $M$  процесу розпаду  $K^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ , де  $\ell = e, \mu$ . Діаграма (б) виходить із (а) шляхом заміни одного верхнього кварку,  $u$ , на інший,  $c$ .

Справді, якщо б існували тільки переходи  $u \leftrightarrow d'$  (рис. 2.3а), то така мода розпаду повинна давати значний внесок у загальний розпад  $K^0$ . Однак з експерименту відомо, що такий розпад не спостерігається (сучасна експериментальна оцінка верхньої межі для моди  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  складає  $\mathcal{BR} \sim 6.8 \cdot 10^{-9}$ , а для  $K_L^0 \rightarrow e^+ e^-$ :  $\mathcal{BR} \sim 9 \cdot 10^{-12}$ ).

Введення додатково другої пари кварків,  $c - s'$ , веде до того, що для розрахунку повної амплітуди розпаду  $\mathcal{A}$  потрібно враховувати також і діаграму, зображену на рис. 2.3б. Ці дві амплітуди, практично однакові за величиною, але мають протилежні знаки. Таким чином, вони майже повністю скорочують одна одну. Тільки відмінність у масах  $u$  і  $c$  кварків не дозволяє зробити повну компенсацію цих двох амплітуд.

Іншим гарним підтвердженням ГІМ-механізму слугує передбачення розпаду  $D$ -мезонів з утворенням  $K$  або  $\bar{K}$  мезонів. Кабібо сприяння процесів  $c \rightarrow s u \bar{d}$  ( $\sim \cos^2 \theta_C$ ) над  $c \rightarrow d u \bar{s}$  ( $\sim \sin^2 \theta_C$ ) (рис. 2.4) веде до переважного утворення  $\bar{K}$  мезонів, які вміщують  $s$  кварк, над  $K$  із вмістом  $\bar{s}$  кварку. Так для розпаду заряджених  $D$ -мезонів маємо:

$$\begin{aligned}
 D^+ &\rightarrow K^- X, & \mathcal{BR} &= 25.7\% \\
 D^+ &\rightarrow K^+ X, & \mathcal{BR} &= 5.9\%
 \end{aligned}
 \tag{2.8}$$

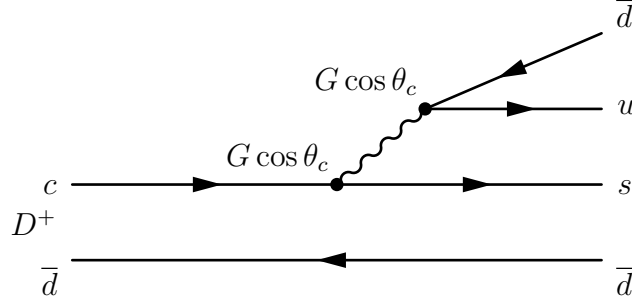


Рис. 2.4: Розпад  $D^+$ -мезону, переважний за Кабібо:  $D^+ \rightarrow \bar{K}$ . Кварковий опис слабкого процесу:  $c \rightarrow s u \bar{d}$ . Кварк  $\bar{d}$  – спектаторний.

Наприклад, порівняємо моди розпаду  $D^+$ -мезону на каон і два піони:

$$\begin{aligned} D^+ &\rightarrow K^- \pi^+ \pi^+, & \mathcal{BR} &= 9.4 \% \\ D^+ &\rightarrow K^+ \pi^- \pi^+, & \mathcal{BR} &= 5.42 \cdot 10^{-2} \% \end{aligned} \quad (2.9)$$

або  $D^0$ -мезону на каон і піон:

$$\begin{aligned} D^0 &\rightarrow K^- \pi^+, & \mathcal{BR} &= 3.89 \% \\ D^0 &\rightarrow K^+ \pi^-, & \mathcal{BR} &= 1.48 \cdot 10^{-2} \% \end{aligned} \quad (2.10)$$

До речі цю властивість розпаду  $D$ -мезонів використовують для реконструкції кандидатів на  $D^+$ ,  $D^0$  при аналізі експериментальних даних: негативно заряджена частинка асоціюється із  $K^-$ -мезоном.

### 2.2.3 СКМ-матриця

Розглянемо узагальнення ідей Кабібо і ГІМ на більшу ніж 2 кількість кваркових пар. Нехай для опису слабкої взаємодії використовують  $N$  пар верхній-нижній лівих кварків:

$$\begin{pmatrix} u_i \\ d'_i \end{pmatrix}, \quad i = 1, \dots, N \quad (2.11)$$

де  $d'_i$  – власні стани “нижніх” кварків відносно до слабкої взаємодії. Ці стани являють собою суперпозицію станів  $d_i$ , власних за масою:

$$d'_i = \sum_{j=1}^N V_{ij} d_j \quad (2.12)$$

$V$  – унітарна матриця розмірами  $N \times N$  характеризує зміну ароматів кварків у слабкій взаємодії, спричинену зарядженим струмом (обмін  $W^\pm$ -бозоном). Для випадку  $N = 2$  матриця  $V$  має вигляд (2.4). В загальному випадку матриця  $V$  характеризується  $N^2$  незалежними дійсними параметрами. Однак не усі ці параметри можна фізично спостерігати. Для  $2N$  кварків  $(2N - 1)$  величин – неспостерігаємі. Частину параметрів можна представити як узагальнені кути обертання загальною чисельністю  $N_{angle} = N(N - 1)/2$ , та узагальнені фази  $N_{phase} = (N - 1)(N - 2)/2$ . Матриця Кобаяші-Масакави (або Кабібо-Кобаяші-Масакави, Cabibbo-Kobayashi-Masakawa, **СКМ-матриця**) характеризує ступінь змішування кваркових станів для 3-х поколінь ( $N = 3$ ):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Матриця розмірами  $3 \times 3$  була запропонована Кобаяші і Масакавою у 1973 р. з метою пояснення механізму порушення  $CP$ -парності. Справді, якщо у випадку  $N = 2$  матриця  $V$  описується за допомогою одного дійсного параметру (кута Кабібо  $\theta_c$ ), то для  $3 \times 3$  потрібно використовувати 3 дійсних параметра (кути змішування типу Кабібо) і 1 комплексний – фазовий множник типу  $e^{i\delta}$ . Слід відзначити що у 1973 році на момент появи роботи Кобаяші і Масакави ще не був відкритий 4-й кварк і навіть не було жодних передумов для існування наступного, 3-го, покоління кварків.

### 2.2.4 Інваріант Ярлског

Розглянемо величини

$$Q_{u_1 u_2}^{d_1 d_2} = V_{u_1 d_1} V_{u_2 d_2} V_{u_1 d_2}^* V_{u_2 d_1}^*, \quad d_1 = d, s, b, \quad u_1 = u, c, t \quad (2.15)$$

які є інваріантними щодо фазового перетворення:

$$V_{u_i d_j} \rightarrow e^{-i\alpha_{u_i}} V_{u_i d_j} e^{-i\beta_{d_k}}, \quad (2.16)$$

$\alpha_{u_i}, \beta_{d_k}$  – довільні фази.

У випадку збереження  $CP$ -парності величини  $Q_{u_1 u_2}^{d_1 d_2}$  – дійсні:

$$Q_{u_1 u_2}^{d_1 d_2} = (Q_{u_1 u_2}^{d_1 d_2})^*. \quad (2.17)$$

Введемо величину – **інваріант Ярлског** (Jarlskog):

$$J_{u_1 u_2}^{d_1 d_2} = \Im Q_{u_1 u_2}^{d_1 d_2}. \quad (2.18)$$

яка характеризує ступінь порушення  $CP$ -парності. У випадку відсутності такого порушення:

$$J_{u_1 u_2}^{d_1 d_2} = 0. \quad (2.19)$$

Загальні властивості таких інваріантів щодо перестановки верхніх (нижніх) індексів:

$$J_{u_1 u_2}^{d_1 d_2} = -J_{u_1 u_2}^{d_2 d_1}, \quad J_{u_1 u_2}^{d_1 d_2} = -J_{u_2 u_1}^{d_1 d_2}, \quad (2.20)$$

Таким чином  $J_{u_1 u_2}^{d_1 d_2} \neq 0$  за умови  $u_1 \neq u_2$  і  $d_1 \neq d_2$

Справедливі також наступні відношення:

$$\sum_{u_1} J_{u_1 u_2}^{d_1 d_2} = 0, \quad \sum_{d_1} J_{u_1 u_2}^{d_1 d_2} = 0. \quad (2.21)$$

$$J = J_{uc}^{ds} = J_{ct}^{ds} = J_{tu}^{ds} = J_{uc}^{sb} = J_{uc}^{bd} = \dots \quad (2.22)$$

Слід відмітити, що інваріант у такому вигляді був запропонований Сесілією Ярлског ще у 1973 р. і був згаданий у оригінальній публікації Кобаяші і Масакави.

### 2.2.5 Стандартна параметризація СКМ-матриці

Для СКМ-матриці існує декілька параметричних представлень. Одним з найбільш вживаним є так звана **“стандартна” параметризація**, яка отримується з використанням кутів повороту Ейлера.

Розглянемо набір ортогональних і віднормованих векторів:  $|d\rangle$ ,  $|s\rangle$ ,  $|b\rangle$ . Кут  $\theta_{12} \equiv \theta_C$  відповідає за повороти навколо вектора  $|b\rangle$ . 1-й поворот здійснюється на кут  $\theta_{12}$ :

$$\begin{aligned} |d\rangle' &= c_{12}|d\rangle + s_{12}|s\rangle, \\ |s\rangle' &= -s_{12}|d\rangle + c_{12}|s\rangle, \\ |b\rangle' &= |b\rangle, \end{aligned} \quad (2.23)$$

де  $c_{12} = \cos \theta_{12}$ ,  $s_{12} = \sin \theta_{12}$ . У матричній формі можна записати:

$$|D\rangle' = V'|D\rangle, \quad (2.24)$$

де

$$|D\rangle' = \begin{pmatrix} |d\rangle' \\ |s\rangle' \\ |b\rangle' \end{pmatrix}, \quad |D\rangle = \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix}, \quad (2.25)$$

і

$$V' = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

2-й поворот на кут  $\theta_{13}$  здійснюється навколо вектору  $|s\rangle'$ . На цьому кроці зручно ввести фазу  $\delta$ , яка буде характеризувати величину порушення  $CP$ -парності, і пов'язаною із обертанням вектора  $|b\rangle$ , який характеризують 3-є покоління кварків:

$$\begin{aligned} |d\rangle'' &= c_{13}|d\rangle' + s_{13}e^{-i\delta}|b\rangle', \\ |s\rangle'' &= |s\rangle', \\ |b\rangle'' &= -s_{13}e^{i\delta}|d\rangle' + c_{13}|b\rangle', \end{aligned} \quad (2.27)$$

У матричному вигляді:

$$|D\rangle'' = V''|D\rangle', \quad (2.28)$$

де

$$V'' = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

Останній, 3-й, поворот на кут  $\theta_{23}$  здійснюється навколо вектора  $|d\rangle''$ :

$$\begin{aligned} |d\rangle''' &= |d\rangle'', \\ |s\rangle''' &= c_{23}|s\rangle'' + s_{23}|b\rangle'', \\ |b\rangle''' &= -s_{23}|s\rangle'' + c_{23}|b\rangle''. \end{aligned} \quad (2.30)$$

У матричному вигляді:

$$|D\rangle''' = V'''|D\rangle'', \quad (2.31)$$

де

$$V''' = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$



Поєднуючи послідовні три перетворення можна записати:

$$|D\rangle''' = V|D\rangle, \quad (2.33)$$

де

$$V = V'''V''V'. \quad (2.34)$$

Перепишемо добуток 3-х матриць у явному вигляді і перемножимо:

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

Таким чином, стандартна параметризація з використанням кутів повороту  $\theta_{ij}$  і фази  $\delta$  має вигляд:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

де  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ,  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ . Кути  $\theta_{ij}$  вибирають таким чином, щоби вони лежали у 1-му квадранті ( $c_{ij}, s_{ij} \geq 0$ ).

З експерименту відомо, що

$$s_{13} \ll s_{23} \ll s_{12} \ll 1. \quad (2.37)$$

Тому СКМ-матриця близька до діагональної. Для недіагональних елементів наявна наступна ієрархія:

$$|V_{ub}| \approx |V_{td}| \ll |V_{cb}| \approx |V_{ts}| \ll |V_{us}| \approx |V_{cd}|. \quad (2.38)$$

Інваріант Ярлског для стандартної параметризації має вигляд:

$$J = c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13} \sin \delta \quad (2.39)$$

### 2.2.6 Параметризація Вольфенштайна

У 1983 році Вольфенштайн (Wolfenstein) запропонував зручну параметризацію СКМ-матриці з використання 4-х дійсних параметрів, три з яких  $A, \rho, \eta \sim 1$ , а один малий  $\lambda \ll 1$ . Розкладення за малим параметром  $\lambda$  дає наступний вигляд:

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (2.40)$$

Інваріант Ярлског для параметризації Вольфенштайна:

$$J = \eta A^2 \lambda^6 + \mathcal{O}(\lambda^8) < 10^{-4}. \quad (2.41)$$

Умова унітарності СКМ-матриці

$$V^\dagger V = I \quad (2.42)$$

веде до запису 9 окремих рівнянь, серед яких найбільш вживаним (у  $B$ -фізиці) є

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (2.43)$$

Якщо це рівняння поділити на добуток  $V_{cd}V_{cb}^*$ , то можна прийти до геометричної інтерпретації (2.43) у вигляді трикутника унітарності (рис. 2.5).

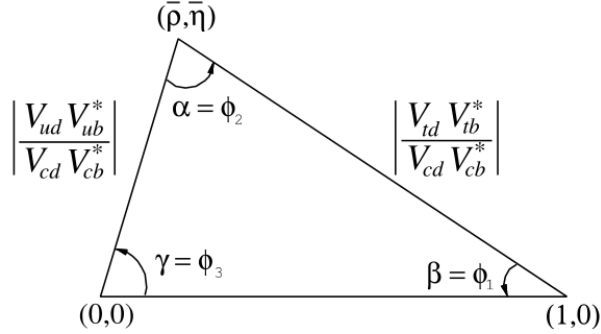


Рис. 2.5: Трикутник унітарності для елементів СКМ-матриці, які використовуються для аналізу розпадів адронів із  $b$ -кварком.

На цьому рисунку використані позначення  $\bar{\rho}$  і  $\bar{\eta}$ :

$$\bar{\rho} = \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2}), \quad \bar{\eta} = \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2}). \quad (2.44)$$

### 2.2.7 Умови спостереження $CP$ -порушення в рамках СМ

Можна зробити наступні узагальнення щодо умов спостереження порушення  $CP$ -парності в рамках СМ:

- Усі кварки однакового заряду (верхні і нижні) повинні мати різні маси.
- Усі три кути змішування  $\theta_{ij}$  повинні мати значення, відмінні від 0 або  $\pi/2$ .
- Фаза  $\delta \neq 0, \delta \neq \pi/2$ .
- Не нульове значення інваріанта Ярлског,  $J \neq 0$ , що відповідає значенням параметра Вольфенштайна  $\eta \neq 0$ .

Величина ефекту порушення  $CP$ -парності в рамках СМ, який можна спостерігати в експерименті, характеризується наступним:

- $CP$ -порушення природним чином подавлено в СМ як наслідок ієрархії елементів СКМ-матриці.
- $CP$ -порушення краще спостерігати у переходах, в яких амплітуда, що зберігає  $CP$ -парність придушена матричними елементами, які зв'язують кварки 1-го і 3-го покоління,  $V_{ub}, V_{td}$ . Тобто, відносний ефект  $CP$ -порушення у розпадах  $B$ -мезонів очікується значно більшим, аніж у розпадах  $K$ -мезонів.

### 2.2.8 Визначення елементів СКМ-матриці

Для визначення величин усіх 9-ти елементів СКМ-матриці використовуються різні експериментальні підходи, які характеризують рівень сучасної ФВЕ. Справді, ці підходи пов'язані як із класичною ядерною фізикою, так і з вимірами на колайдерах, де або використовуються рекордні енергії частинок, що зіштовхуються, або рекордні світимості для вимірів надто рідкісних мод розпаду.

Також важливо нагадати, що елементи СКМ-матриці,  $V_{ij}$  – комплексні величини, а в експериментах вимірюються модулі цих величин,  $|V_{ij}|$ .

### 2.2.9 $V_{ud}$

Найбільш точні значення для  $V_{ud}$  можна отримати у дослідженнях:

- супер-дозволених ( $0^+ \rightarrow 0^+$ )  $\beta$ -розпадах ядер (близько 20 ядер), які можна розглядати як чисто векторні переходи;
- розпаду нейтрона,  $n \rightarrow pe^-\bar{\nu}_e(\gamma)$ ;
- розпадах зарядженого піона:  $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e(\gamma)$ ,  $\pi^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e(\gamma)$ .

В усіх 3-х підходах потрібно враховувати вплив адронних форм-факторів для векторного струму у вигляді:

$$f_V = \langle f | \bar{u} \gamma_\mu d | i \rangle, \quad (2.45)$$

де символи  $(i, f) = (0^+, 0^+), (n, p), (\pi^\pm, \pi^0)$  позначають відповідні вхідні і вихідні стани. Для розпаду нейтрона потрібно додатково враховувати форм-фактор для аксіального струму:

$$f_A = \langle f | \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 d | i \rangle, \quad (2.46)$$

Для розпаду зарядженого піона,  $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ , з одного боку простіше рахувати радіаційні поправки у порівнянні із ядерними  $\beta$ -розпадами, але з іншого, такі розпади мають надзвичайно малі імовірності ( $\mathcal{BR}(\pi^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e) \sim 10^{-8}$ ).

Сучасна оцінка значення для  $V_{ud}$ :

$$|V_{ud}| = 0.97425 \pm 0.00022. \quad (2.47)$$

### 2.2.10 $V_{us}$

Для отримання значень для  $V_{us}$  використовують наступні розпади:

- $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \ell^\mp \nu$ ,  $\ell = e, \mu$ ;
- $K_S^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ ;
- $K^\pm \rightarrow \pi^0 \ell^\mp \nu$ ,  $\ell = e, \mu$ ;
- $\mathcal{BR}(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) / \mathcal{BR}(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$  (KLOE);
- $\mathcal{BR}(\tau \rightarrow K \nu) / \mathcal{BR}(\tau \rightarrow \pi \nu)$  (LEP, BaBar, Belle);

- напів-лептонні моди розпаду гіперонів.

Розпад  $K_L^0$  у заряджений піон має деяку перевагу внаслідок відсутності необхідності використання поправок, пов'язаних із збереженням ізоспіну (змішування  $\pi^0 - \eta$  у напів-лептонних модах розпаду заряджених каонів у нейтральні піони). Загалом для напів-лептонних мод матричний елемент переходу буде характеризуватися двома форм-факторами  $f_{\pm}$ :

$$\langle \pi | V_{\alpha} | K \rangle = N |V_{us}| [f_+(Q^2)(p_K + p_{\pi})_{\alpha} + f_-(Q^2)(p_K - p_{\pi})_{\alpha}], \quad (2.48)$$

де  $N$  – нормовочний множник,  $p_K, p_{\pi}$  – 4-х-імпульси каона і піона,  $Q^2 = -(p_K - p_{\pi})^2$  – квадрат переданого 4-х-імпульса. У наближенні  $Q^2 \approx 0$  усереднений результат по усім розпадам каонів дає значення  $f_+(0)|V_{us}| = 0.2163 \pm 0.0005$ . Теоретична оцінка для форм-фактора:  $f_+(0) = 0.960 \pm 0.006$  (КХД на ґратках).

Вимірювання відносної імовірності розпадів заряджених каонів і піонів у мюони ( $K^+, \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu}$ ) базується на досить точному визначенні відношення форм-факторів:  $f_K/f_{\pi} = 1.1947 \pm 0.0045$ . У експерименті KLOE був отриманий результат  $|V_{us}| = 0.2253 \pm 0.0010$ .

Сучасна усереднена оцінка значення для  $V_{us}$ :

$$|V_{us}| = 0.2253 \pm 0.0008. \quad (2.49)$$

### 2.2.11 $V_{cd}$

Спочатку величину  $|V_{cd}|$  визначали у експериментах по розсіянню нейтрино на ядрах (CDHF, CCFR, CHARM II). Різниця відношень імовірностей  $\mathcal{BR}(\nu \rightarrow \mu\mu)/\mathcal{BR}(\nu \rightarrow \mu)$  для нейтрино і антинейтрино пропорційна до перерізу утворення  $c$ -кварку на валентному кварку  $d$  у нуклонах, і таким чином  $\propto |V_{cd}|^2$ .

У більш пізніх експериментах величину  $|V_{cd}|$  визначали у напів-лептонних розпадах  $D$ -мезонів,  $D \rightarrow \pi \ell \nu$  і  $D \rightarrow K \ell \nu$  (CLEO, Belle). Слід відзначити, що точність виміру  $|V_{cd}|$  базується на точності розрахунку форм-фактору,  $f_+^{D\pi} = 0.666 \pm 0.029$ . Загалом, із розпаду  $D$ -мезонів був отриманий результат  $|V_{cd}| = 0.220 \pm 0.006 \pm 0.010$ . Бачимо, що систематичні невизначеності (перш за все, невизначеність  $f_+^{D\pi}$ ) превалюють над статистичними.

Сучасна оцінка значення для  $V_{cd}$ :

$$|V_{cd}| = 0.225 \pm 0.008. \quad (2.50)$$

Порівняння із  $|V_{us}|$  показує, що

$$|V_{cd}| \approx |V_{us}|. \quad (2.51)$$

### 2.2.12 $V_{cs}$

Пряме вимірювання величини  $V_{cs}$  можливе у напів-лептонних розпадах  $D$ -мезонів і лептонних  $D_s$ -мезонів.

Напів-лептонні розпади  $D$ -мезонів,  $D \rightarrow K\ell\nu$  за даними експериментів CLEO, Belle, BaBar, дають значення  $|V_{cs}| = 0.953 \pm 0.008 \pm 0.024$ . Слід відзначити, що систематичні похибки, головним джерелом якої є теоретичні невизначеності для форм-факторів, превалюють над статистичними.

Лептонні моди,  $D_s^+ \rightarrow \mu^+\nu$  і  $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu$  за даними експериментів CLEO, Belle і BaBar, дають значення  $|V_{cs}| = 1.008 \pm 0.021$ , де також головним джерелом невизначеності є величини форм-факторів  $f_{D_s}$ , які отримують із ґраткових (lattice) КХД-розрахунків.

Сучасна усереднена оцінка значення для  $V_{cs}$ , отримана у прямих методах:

$$|V_{cs}| = 0.986 \pm 0.016. \quad (2.52)$$

Вимір величини  $V_{cs}$  був також проведений у експериментах на колайдері LEP II у розпадах  $W \rightarrow c\bar{s}$  з тагетуванням аромату. Наприклад, у експерименті DELPHI була отримана наступна оцінка,  $|V_{cs}| = 0.94^{+0.32}_{-0.26} \pm 0.13$ .

### 2.2.13 $V_{cb}$

Значення для матричного елементу  $V_{cb}$  можна отримати у вимірах ексклюзивних і інклюзивних напів-лептонних розпадів  $B$ -мезонів у частинки з  $c$ -кварком (перш за все, це  $D$ -мезони у основному і збуджених станах, та  $\Lambda_c$ -частинка).

Інклюзивні виміри були проведені на  $e^+e^-$ -колайдерах у розпадах  $Z^0 \rightarrow B\bar{B}$  (LEP),  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  (Belle, BaBar). На рис.2.6 і рис.2.7 приведені результати, отримані в експерименті Belle для моди розпаду  $B \rightarrow X_c\ell\nu_\ell$ .

Загальна статистика утворення мезонних пари,  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ , складала  $1.52 \cdot 10^8$  подій. Для виділення корисних подій “тагетований” мезон повністю реконструювався, а другий, у напів-лептонній моді, ідентифікувався за зарядом лептону. Інтервал імпульсів електронів,  $p_e^{*B} < 0.7$  GeV

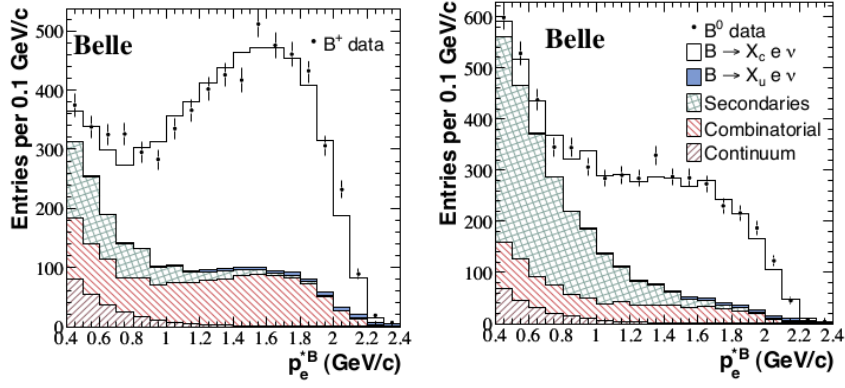


Рис. 2.6: Розподіл за імпульсом електрону,  $p_e^{*B}$ , у СЦМ для кандидатів на розпад  $B \rightarrow X_c e \nu_e$ : (а)  $B^+$ ; (б)  $B^0$ . Порівняння даних і МС симуляцій в експерименті Belle.

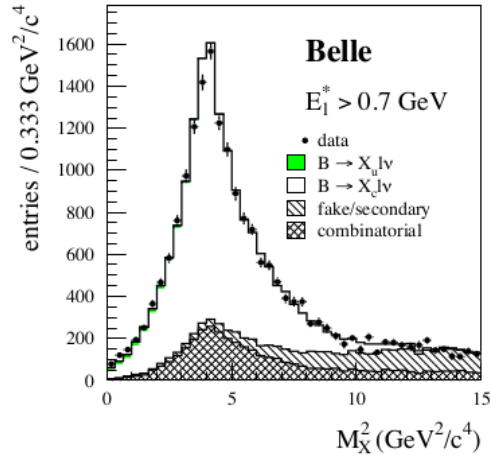


Рис. 2.7: Розподіл за адронною масою,  $M_X^2$ , для кандидатів на розпад  $B \rightarrow X_c e \nu_e$ . Порівняння даних і МС симуляцій в експерименті Belle.

(рис.2.6) характеризується значним внеском фону у порівнянні із сигналом. Тому для покращення виділення сигналу кандидати на розпад із цього інтервалу вилучались із подальшого аналізу (рис.2.7). Можна бачити гарне узгодження даних і МС симуляцій, що дозволяє отримати величину сигналу з мінімальним впливом систематичних невизначеностей.

Усереднений результат вимірів Belle і BaBar дав величину  $|V_{cb}| = (42.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$ .

У ексклюзивних вимірах використовують напів-лептонні розпади  $B$  у  $D$  і  $D^*$  мезони,  $B \rightarrow D^{(*)}e\bar{\nu}$  і  $B \rightarrow D^{(*)}\mu\bar{\nu}$ . Загальний усереднений результат таких вимірів дав значення  $|V_{cb}| = (39.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$ . Можна бачити точність вимірів подібну до інклюзивних вимірів, але суттєву відмінність самих значень. Головне джерело цих розбіжностей є теоретичні невизначеності для форм-факторів і оцінка мас  $c$  і  $b$  кварків.

Сучасна оцінка значення для  $V_{cb}$ , усереднена по інклюзивним і ексклюзивним вимірам, дає величину:

$$|V_{cb}| = (41.1 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}. \quad (2.53)$$

### 2.2.14 $V_{ub}$

Матричний елемент  $V_{ub}$ , перш за все, визначають у інклюзивних розпадах  $B \rightarrow X_u \ell \bar{\nu}$ . Головною проблемою є значний внесок фону від розпадів  $B \rightarrow X_c \ell \bar{\nu}$ . Для зменшення внеску  $c$ -адронів накладають кінематичні умови таким чином, щоби виділити фазовий об'єм із мінімальним внеском  $c$ -фону. Для отримання прецизійних значень використовують чисті набори подій  $B\bar{B}$  розпадів в експериментах на  $e^+e^-$ -колайдерах (LEP, Belle, BaBar) з повною реконструкцією розпадів  $B$ -мезонів. Головне джерело систематичної невизначеності полягає у введенні поправок на погано визначені непертурбативні функції форми (shape functions). Усереднення інклюзивних вимірів дає значення,  $|V_{ub}| = (4.41 \pm 0.15_{-0.19}^{+0.15}) \cdot 10^{-3}$ .

Використання ексклюзивних мод розпаду  $B$ -мезонів характеризується гарним відношенням сигнал/фон, але занадто малим виходом. На рис.2.8 представлені розподіли за величиною квадрату втраченої маси,  $m_{miss}^2$ , для мод розпаду  $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$  і  $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ . Для покращення виділення сигналу в таких експериментах використовують розподіл за величиною  $\cos^2 \phi_B$ , де  $\phi_B$  – кут між площинами, яку утворюють з одного боку  $D^*$  і лептон  $\ell$  у розпаді тагетованого  $B$ -мезона, а з іншого піон  $\pi$  і лептон  $\ell$  із реконструйованого. Накладення умови  $\cos^2 \phi_B < 2$  суттєво покращує



відношення сигнал/фон: в околі значень  $m_{miss}^2 \sim 0$  налічуються чіткі піки.

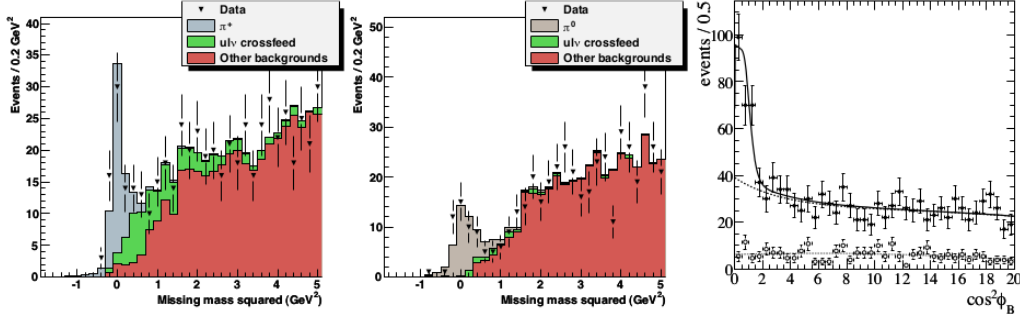


Рис. 2.8: Розподіли за величиною квадрату втраченої маси,  $m_{miss}^2$ , для мод розпаду: (а)  $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ ; (б)  $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ , що були отримані в експерименті Belle; (с) Розподіл за величиною  $\cos^2 \phi_B$  в експерименті BaBar, використаний для виділення сигналу. Суцільна лінія описує сигнал, точкова – комбінаторний фон, штрихова – фон від коректно реконструйованих  $D$ -мезонів при тагетуванні напів-лептонних моди.

Точність визначення мод розпаду  $B \rightarrow \pi \ell \bar{\nu}$  перевищує 5%. Потрібно також враховувати невизначеності розрахунку форм-факторів в рамках КХД на ґратках. Загалом, усереднення усіх ексклюзивних вимірів дає значення  $|V_{ub}| = (3.28 \pm 0.29) \cdot 10^{-3}$ . Порівняння із інклюзивними вимірами показує, по-перше, суттєву розбіжність у результатах, яка не вкладається у коридор похибок. А по-друге, ексклюзивні виміри мають похибку, яка у декілька разів більша за похибку для інклюзивних.

Загалом комбінування інклюзивних і ексклюзивних вимірів дає усереднену оцінку:

$$|V_{ub}| = (4.13 \pm 0.49) \cdot 10^{-3}. \quad (2.54)$$

### 2.2.15 $V_{td}, V_{ts}$

Безпосереднє вимірювання значень матричних елементів  $|V_{td}|$  і  $|V_{ts}|$  у розпадах  $t$ -кварків у легкі кварки, які описуються стовбуровими діаграмами (tree diagrams), досить складне. Інший підхід полягає у вимірюванні  $B - \bar{B}$  осциляцій, які включають бокс (box) діаграми з урахуванням  $t$ -кварку (рис.2.13). Більш детально такі осциляції будуть розглянуті у наступному розділі, або у рідкісних розпадах  $K$  і  $B$  мезонів, які описуються петльовими “пінгвінними” діаграмами (рис.2.9).

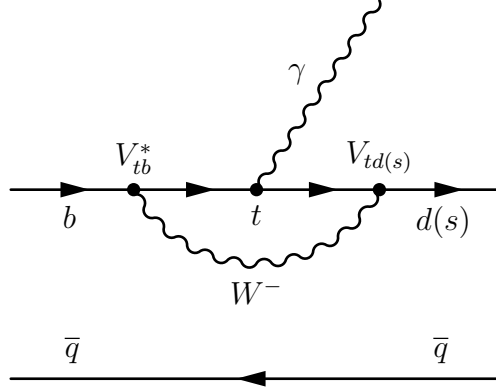


Рис. 2.9: “Пінгвінна” діаграма, яка описує процес типу  $B \rightarrow X_{d(s)}\gamma$ .

Експерименти по вимірам параметрів, що описують змішування  $B^0$  і  $B_s^0$  мезонів (CDF, DØ, LHCb) дають наступну оцінку для  $|V_{td}|$ :

$$|V_{td}| = (8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}, \quad (2.55)$$

а для  $|V_{ts}|$ :

$$|V_{ts}| = (40.0 \pm 2.7) \cdot 10^{-3}. \quad (2.56)$$

Значно точніше можна виміряти відношення цих матричних елементів:

$$\left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| = 0.216 \pm 0.001 \pm 0.011. \quad (2.57)$$

### 2.2.16 $V_{tb}$

Один з підходів для визначення елементу  $|V_{tb}|$  полягає у використанні відношення імовірностей різних мод розпаду  $t$  кварку:

$$R = \frac{\mathcal{BR}(t \rightarrow Wb)}{\mathcal{BR}(t \rightarrow Wq)} = \frac{|V_{tb}|^2}{\sum_{q=b,s,d} |V_{tq}|^2} = |V_{tb}|^2 \quad (2.58)$$

На колайдері Tevatron були отримані наступні оцінки:  $|V_{tb}| > 0.78$  (CDF) і  $0.99 > |V_{tb}| > 0.90$  (DØ). Оцінка, яка ґрунтується на ранніх даних (7 TeV) колайдера LHC, дає значення  $|V_{tb}| > 0.92$  (CMS).

Інший підхід прямого вимірювання величини  $|V_{tb}|$  (без гіпотези про унітарність СКМ-матриці) полягає у вимірюванні перерізу продукування

одиничних (single)  $t$ -кварків. Узагальнений результат обох експериментів на Tevatron (CDF і DØ) дає для перерізу значення  $\sigma_t = 3.51^{+0.40}_{-0.37}$  пб і матричного елементу  $|V_{tb}| = 1.03 \pm 0.06$ . Для LHC можна навести наступні узагальнені результати експериментів CMS і ATLAS:  $\sigma_t = 68.5 \pm 5.8$  пб і  $|V_{tb}| = 1.03 \pm 0.06$  для 7 TeV, та  $\sigma_t = 85 \pm 12$  пб і  $|V_{tb}| = 0.99 \pm 0.07$  для 8 TeV. Загальне усереднення результатів для Tevatron і LHC дає результат:

$$|V_{tb}| = 1.021 \pm 0.032. \quad (2.59)$$

Слід також відмітити можливість визначення  $|V_{tb}|$  із прецизійних даних з електрослабкої взаємодії, де внесок від  $t$ -кварку потрібно враховувати у розрахунку петльових діаграм. Найкраща оцінка була отримана для процесу  $Z \rightarrow b\bar{b}$ :  $|V_{tb}| = 0.77^{+0.18}_{-0.24}$ .

### 2.2.17 Глобальна підгонка елементів СКМ-матриці

На підставі незалежних вимірів окремих елементів СКМ-матриці групою PDG були зроблені оцінки унітарності СКМ-матриці в цілому (станом на 2015 р.). Так, глобальна підгонка дала наступні результати для рядків:

$$\begin{aligned} |V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 &= 0.9999 \pm 0.0006 \quad (1 - \text{й рядок}), \\ |V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 &= 1.024 \pm 0.0032 \quad (2 - \text{й рядок}), \end{aligned} \quad (2.60)$$

і стовпців матриці:

$$\begin{aligned} |V_{ud}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{td}|^2 &= 1.000 \pm 0.004 \quad (1 - \text{й стовпчик}), \\ |V_{us}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{ts}|^2 &= 1.025 \pm 0.032 \quad (2 - \text{й стовпчик}), \end{aligned} \quad (2.61)$$

Така оцінка може розглядатися як переконливий тест унітарності СКМ-матриці.

Слід відзначити, що у розпадах  $W \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell$  на LEP II була отримана оцінка по 5-ти кваркам:

$$\sum_{u,c,d,s,b} |V_{ij}|^2 = 2.002 \pm 0.027, \quad (2.62)$$

яка є також прецизійним тестом унітарності СКМ-матриці.

Глобальна підгонка для параметрів Вольфенштайна дала наступні результати:

$$\begin{aligned} \lambda &= 0.22537 \pm 0.00061, \\ A &= 0.814^{+0.023}_{-0.024}, \\ \bar{\rho} &= 0.117 \pm 0.021, \\ \bar{\eta} &= 0.353 \pm 0.013, \end{aligned} \quad (2.63)$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97427 \pm 0.00014 & 0.22536 \pm 0.00061 & 0.00355 \pm 0.00015 \\ 0.22522 \pm 0.00061 & 0.97343 \pm 0.00015 & 0.0414 \pm 0.0012 \\ 0.00886^{+0.00033}_{-0.00032} & 0.0405^{+0.0011}_{-0.0012} & 0.99914 \pm 0.00005 \end{pmatrix} \quad (2.64)$$
[illegible]

Кола, відцентровані до точки  $(0,0)$ , визначаються розпадами  $b \rightarrow u$  і  $b \rightarrow c$ . Гіперболічні криві (світло-зелений колір): результат узагальнення каонних розпадів – обмежує область знаходження вершини  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  у 95% довірчому інтервалі. Область, обмежена двома прямими, що проходять через  $(1,0)$  – результат вимірів величини  $\sin(2\beta)$ . Слід відмітити, що існує невизначеність при переході від синуса подвійного кута до власне самого значення кута. Тому на рис. 2.10 відносно точки  $(0,1)$  виділені сектори у протилежних напрямках. Кола, відцентровані до точки  $(1,0)$ ,

## 2.3. ПОРУШЕННЯ CP-ПАРНОСТІ В РОЗПАДАХ І ПРИ ЗМІШУВАННІ 29

визначаються  $B^0 - \bar{B}^0$  осциляціями: жовте коло – на 95%, а коричневе – з урахуванням також  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  осциляцій. Кола навколо точки  $(0,0)$  обмежують область (темно-зелений колір) згідно до вимірів  $b \rightarrow u$ -переходів. Еліпсоподібний контур навколо вершини  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  відповідає 95% довірчому рівню, як результат узагальнення усієї сукупності результатів. Загалом можна бачити чудове узгодження між теорією і значним набором вимірів, в яких були використані абсолютно різні експериментальні методики.

## 2.3 Порухення CP-парності в розпадах і при змішуванні

### 2.3.1 Симетрії у ФЕЧ. Типи перетворень. Закони збереження

Симетрія і інваріантність рівнянь, що описують системи елементарних частинок (а мезони можна розглядати як систему кварк-антикварк), щодо перетворень різного типу, розглядається як одне з головних концептуальних положень у фізиці елементарних частинок (ФЕЧ). До таких типів перетворень можна віднести:

- **Неперервні** (трансляція, обертання)
- **Дискретні** (просторова інверсія, часова інверсія, зарядове спряження)

До властивостей законів збереження у цих перетвореннях можна віднести: **адитивність** (для неперервних) і **мультиплікативність** (для дискретних).

Симетрії безпосередньо пов'язані із законами збереження і фундаментальними властивостями природи. Якщо якась величина зберігається при перетворенні, завжди потрібно шукати відповідну симетрію. Так, наприклад, закон збереження ізоспину у сильній взаємодії відповідає інваріантності щодо обертань у просторі ізоспину. На підставі теорії ізоспину було введено поняття нуклону, як частинки, з якої складаються атомні ядра. У цій теорії протон і нейтрон розглядають як два різних стани нуклону. Подібний формалізм зручно використовувати як у класичній ядерній фізиці, так і при аналізі адрон-адронних зіткнень у фізиці великих енергій (ФВЕ).

Довільна фізична модель у ФЕЧ ґрунтується на ряді симетрій, що характеризують властивості як самих частинок, так і взаємодій між ними. Наприклад,  $SU(2)$ -симетрія використовується у теорії ізоспину для опису адронних взаємодій;  $SU(3)$ -симетрія ароматів розглядається як гарне наближення для систематики адронів (синглети, октети, декуплети мезонів і баріонів);  $SU(3)$ -симетрія кольору являється підґрунтям для сучасної теорії сильних взаємодій – квантової хромодинаміки (КХД).

Розглянемо спочатку загальні властивості перетворень,  $P$ -,  $T$ -,  $C$ -, у тому числі, і їхніх комбінацій. А потім перейдемо до опису випадків порушень цих симетрій.

### 2.3.2 Просторова інверсія. $P$ -інваріантність

Перетворення координат при просторовій інверсії (рис. 2.11) можна виразити наступним чином:

$$\begin{aligned} x, y, z &\rightarrow -x, -y, -z, \\ \vec{r} &\rightarrow -\vec{r}, \\ \theta, \phi &\rightarrow \pi - \theta, \pi + \phi \end{aligned} \quad (2.65)$$

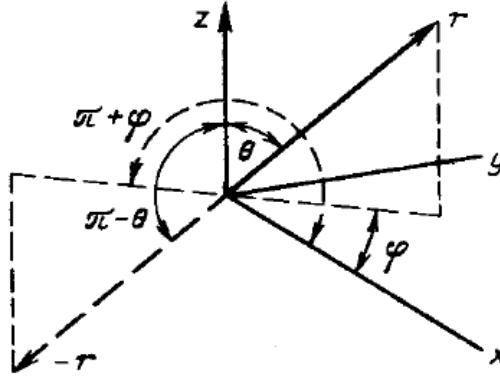


Рис. 2.11: Схема просторової інверсії.

Просторова,  $P$ , інверсія еквівалентна заміні знаку координат однієї з осей (дзеркальному відображенню) з наступним обертання навколо неї на  $180^\circ$ . Тому часто її часто називають дзеркальною симетрією.

Дія оператора парності  $P$  на просторову хвильову функції системи:

$$P\Psi(\vec{r}) = \pm\Psi(-\vec{r}). \quad (2.66)$$

### 2.3. ПОРУШЕННЯ CP-ПАРНОСТІ В РОЗПАДАХ І ПРИ ЗМІШУВАННІ 31

Повторне застосування оператора парності  $P$  повертає систему у початковий стан  $P^2 = 1$ . Тобто  $P = \pm 1$  – унітарний оператор. Власні значення  $P$  визначають парність системи: непарна –  $P = -1$ , парна –  $P = +1$ .

Загалом хвильова функція деякого стану системи не повинна обов'язково мати визначену парність. Однак, якщо комутатор  $[P, H] = 0$ , то якщо на початку система має визначену парність, то і у кінці вона її зберігає. До того ж зв'язані стани системи також характеризуються певною парністю. Електромагнітна, гравітаційна і сильна взаємодії зберігають парність системи, слабка – ні.

Корисним є розгляд парності станів для системи, що знаходиться у центрально-симетричному потенціалі (нехтуючи спіновими ефектами). Залежність хвильової функції від кутових змінних визначається сферичною гармонікою  $Y_\ell^m(\theta, \phi)$ :

$$Y_\ell^m(\theta, \phi) \propto P_\ell^m(\cos \theta) e^{im\phi}. \quad (2.67)$$

Просторова інверсія дає

$$\begin{aligned} PY_\ell^m(\theta, \phi) &= P_\ell^m(\cos(\pi - \theta)) e^{im(\phi + \pi)} = \\ &= (-1)^{\ell+m} P_\ell^m(\cos \theta) (-1)^m e^{im\phi} = (-1)^\ell Y_\ell^m(\theta, \phi). \end{aligned} \quad (2.68)$$

Таким чином, сферична гармоніка має парність  $(-1)^\ell$ , тобто залежить від орбітального квантового числа,  $\ell$ .

Парність – мультиплікативне квантове число. Для складеної системи  $a$  і  $b$  парність дорівнює добутку парностей її складових та парності, що визначається відносним рухом:

$$\Psi_{ab} = \psi_a \cdot \psi_b \cdot (-1)^\ell. \quad (2.69)$$

Загалом, користування поняттям просторової парності для опису деякої системи було б тривіальним виразом властивостей її внутрішньої симетрії, якщо б ми знали усе про внутрішню будову. Однак цінність цього поняття полягає в тому, що для багатьох частинок парність можна визначати експериментально, спираючись на парність іншої частинки (наприклад, протону), і при цьому не знаючи нічого про її внутрішню структуру. Наприклад, внутрішня парність заряджених і нейтральних піонів однакова і дорівнює  $-1$ . Розпади більш важких мезонів (перш за все, каонів) на деяку кількість піонів дозволяє однозначно визначати парність розпадної (материнської) частинки (при цьому додатково вважають що момент відносного руху цих піонів дорівнює нулю, тобто не змінює парність усієї системи).

### 2.3.3 Часова інверсія. $T$ -інваріантність

Операція зворотності у часі змінює  $t \rightarrow -t$ , але залишає незмінними просторові координати  $\vec{r} \rightarrow \vec{r}$ . Дія оператора  $\hat{T}$  на рівняння Шредінгера

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi^*(\vec{r}, -t) = \hat{H}^* \Psi^*(\vec{r}, -t). \quad (2.70)$$

Тобто хвильова функція

$$\Psi(\vec{r}, t) \rightarrow \Psi^*(\vec{r}, -t), \quad (2.71)$$

і гамільтоніан

$$\hat{H} \rightarrow \hat{H}^* \quad (2.72)$$

Якщо гамільтоніан не залежить від часу явним чином, то  $H$  інваріантно часі тоді і тільки тоді, коли  $H$  – дійсне.

Оператор  $T$  – не унітарний, але його можна представити як добуток унітарного оператора  $U$  і оператора комплексного спряження  $K$ :

$$\hat{H} = \hat{U} \cdot \hat{K} \quad (2.73)$$

### 2.3.4 Зарядове спряження. $C$ -інваріантність

Операція зарядового спряження заміняє частинку на анти-частинку:

- **Баріонне число**  $B \rightarrow -B$ .  $B$  – загальне число сильно взаємодіючих ферміонів мінус число анти-ферміонів.
- **Лептонне число** у кожному поколінні  $L \rightarrow -L$ .  $L$  – загальне число відповідних лептонів і нейтрино мінус число анти-лептонів і анти-нейтрино.
- **Магнітний момент**  $\vec{B} \rightarrow -\vec{B}$ .
- **Усі струми**  $\vec{J} \rightarrow -\vec{J}$ .

Зарядова парність – мультиплікативне квантове число. З експерименту відомо: сильна і електромагнітна взаємодія – інваріантні відносно  $\hat{C}$ . Слабка взаємодія – ні.

Повторне застосування операції зарядового спряження приводить до тієї ж частинки, тобто

$$C^2 = 1. \quad (2.74)$$



### 2.3. ПОРУШЕННЯ CP-ПАРНОСТІ В РОЗПАДАХ І ПРИ ЗМІШУВАННІЗЗ

i

$$C = \pm 1. \quad (2.75)$$

**Ферміони.** Для ферміонів і анти-ферміонів необхідна домовленість. Для 1-го покоління вважають

$$Cp = -\bar{p}, Cn = -\bar{n}, Cu = -\bar{u}, Cd = -\bar{d}, Ce^- = -e^+. \quad (2.76)$$

Для наступних поколінь вважають аналогічно.

**Фотони.** ЕМ поле утворюється зарядами і струмами, що змінюють знак при зарядовому спряженні. Тому

$$C_\gamma = -1. \quad (2.77)$$

Для системи з  $n$  фотонів

$$C_{n\gamma} = (-1)^n. \quad (2.78)$$

**Заряджені піони  $\pi^\pm$ .** Піони  $\pi^\pm$  можуть утворюватися по одиночці, тому існує невизначеність  $\pm 1$ . Вважають, що

$$C_{\pi^\pm} = -1. \quad (2.79)$$

**Нейтральний піон  $\pi^0$ .** Розпад  $\pi^0$  на два фотони дозволяє визначити знак  $C$ -парності:

$$C_{\pi^0} = +1. \quad (2.80)$$

Розпад  $\pi^0$  на три фотони – заборонений:

$$\frac{\pi^0 \rightarrow 3\gamma}{\pi^0 \rightarrow 2\gamma} < 3.1 \cdot 10^{-8}. \quad (2.81)$$

**Пара заряджених піонів.** Розглянемо пару  $\pi_1^+ \pi_2^-$ . Мінємо частинки місцями. Просторова функція  $R$  дає фактор  $(-1)^\ell$ , спіні – відсутній, зарядова –  $C$ . Повна хвильова функція для бозонів – симетрична щодо перестановки частинок:

$$(-1)^\ell C \Psi(\pi^+ \pi^-) = + \Psi(\pi^+ \pi^-). \quad (2.82)$$

Звідси

$$C \Psi(\pi^+ \pi^-) = (-1)^\ell \Psi(\pi^+ \pi^-). \quad (2.83)$$

### 2.3.5 Порушення $P$ -інваріантності. $CP$ -інваріантність

До 1954 року  $P$ -інваріантність вважалася універсальною. Протягом декількох років (1954-1956 рр.) були накопичені дані про слабкі розпади заряджених каонів у стани, складені з двох та трьох піонів, тобто такі, що мали різну парність (загадка  $\theta - \tau$ ). Остаточну універсальність дзеркальної симетрії була відкинута у експериментах Ц.Ву по  $\beta$ -розпаду поляризованих ядер  $^{60}\text{Co}$  (див. розд.??).

Проблему порушення  $P$ -інваріантності було вирішено шляхом заміни на комбіновану  $CP$ -інваріантність, запропоновану Л.Ландау у 1957 р.  $CP$ -симетрію можна розглядати як властивість заряду змінювати знак на протилежний при дзеркальному відбитті координат подібно до того як змінюється напрямок нарізки гвинта (лівий або правий).

На рис. 2.12 показана дія  $CP$ -перетворення для нейтрино, частинок релятивістських, тобто таких що рухаються практично із швидкістю світла. Із експерименту відомо: нейтрино – ліво-спіральні (напрямок руху протилежний до спину), а антинейтрино – право-спіральні частинки. Дія операцій  $C$  і  $P$  окремо на стани нейтрино – 100% не інваріантні. Тільки комбіноване  $CP$ -перетворення спроможне переводити нейтрино у антинейтрино.

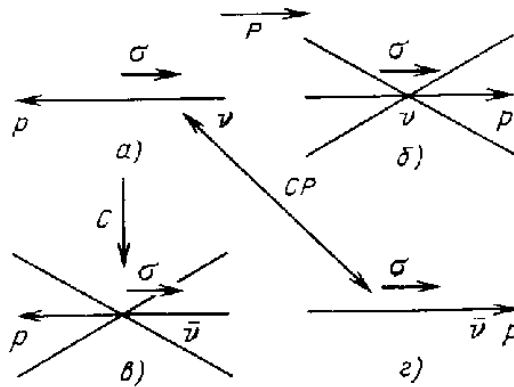


Рис. 2.12: Дія операцій  $C$  і  $P$  на стани нейтрино.

У 1964 р. в експериментах Крістенсена, Кроніна, Фітча і Тюрлея по розпадам довгопробіжних  $K_L^0$ -мезонів була відкрита мода розпаду  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  (імовірність 0.2%). До того моменту вважалося, що  $K_L^0$ -мезони можуть розпадатися тільки на 3 піони, що забезпечувало збереження

### 2.3. ПОРУШЕННЯ $CP$ -ПАРНОСТІ В РОЗПАДАХ І ПРИ ЗМІШУВАННІ 35

$CP$ -інваріантності. Наступні експерименти підтвердили можливість розпадатися нейтральних довгопробіжних каонів як на два так і на три піони, що свідчило про незначне ( $\sim 10^{-3}$ ), але наявне порушення  $CP$ -інваріантності. Згідно сучасних теоретичних уявлень такі розпади можуть бути описані як результат розпаду змішаної системи з різною  $CP$ -парністю (непряме порушення).

У подальшому в розпадах  $D$  і  $B$  мезонів було експериментально підтверджено наявність і прямого порушення  $CP$ -інваріантності. Цікаво відмітити, що про необхідність існування механізму прямого порушення  $CP$ -парності у 1967 р. виразився А.Сахаров на підставі космологічних моделей, які пояснювали наявність баріонної асиметрії, як результат такого порушення у момент Великого вибуху.

#### 2.3.6 $CPT$ -інваріантність

Згідно до теореми Людерса ( $CPT$ -теорема) застосування усіх трьох операцій інверсії  $C, P, T$  у довільному порядку – інваріантне. Це – один із найважливіших принципів квантової теорії поля. Справедливість ґрунтується на загальних принципах. Наприклад, згідно цієї теореми виходить твердження про рівність мас і часу життя частинок і античастинок. Загалом, важко сформулювати теорію поля, що не виконує  $CPT$ -симетрію автоматично. Однак, ґрунтовне експериментальне підтвердження – відсутнє. Необхідне подальше проведення порівняння властивостей пар частинка-античастинка.

Як вже згадувалося раніше, із наявності збереження  $CPT$ -інваріантності і порушення  $CP$  витікає наявність одночасного порушення симетрії щодо інверсії у часі. На сьогодні виміри безпосереднього порушення  $T$ -інваріантності представляються неможливим внаслідок недостатньої точності таких вимірів у сучасних експериментах.

#### 2.3.7 Загальна теорія $CP$ -порушень у розпадах мезонів

Не зважаючи на те, що феноменологія порушень  $CP$ -парності нейтральних і заряджених псевдоскалярних мезонів,  $K, D, D_s, B, B_s$ , суттєво відрізняється між собою, теоретичний опис ґрунтується на спільному загальному формалізмі.

### Амплітуди розпаду

Позначимо через  $M$  хвильову функцію, що описує певний масовий стан одного з перелічених мезонів (зарядженого або нейтрального). Тоді  $\bar{M}$  описує  $CP$ -спряжений масовий стан. Внаслідок слабкої взаємодії (розпаду) ці частинки можуть перейти у відповідні кінцеві стани  $f$  і  $\bar{f}$ . Амплітуди переходів:

$$\begin{aligned} A_f &= \langle f | \mathcal{H} | M \rangle, & \bar{A}_f &= \langle f | \mathcal{H} | \bar{M} \rangle, \\ A_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H} | M \rangle, & \bar{A}_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{M} \rangle, \end{aligned} \quad (2.84)$$

де  $\mathcal{H}$  – Гамільтоніан слабкої взаємодії. Дія оператора  $CP$ -парності на початкові і кінцеві стани веде до появи деяких фаз,  $\xi_M$  і  $\xi_f$ , на значення яких впливає кварковий вміст мезонів:

$$\begin{aligned} CP | M \rangle &= e^{+i\xi_M} | \bar{M} \rangle, & CP | f \rangle &= e^{+i\xi_f} | \bar{f} \rangle, \\ CP | \bar{M} \rangle &= e^{-i\xi_M} | M \rangle, & CP | \bar{f} \rangle &= e^{-i\xi_f} | f \rangle, \end{aligned} \quad (2.85)$$

так що  $(CP)^2 = 1$ . Фази,  $\xi_M$  і  $\xi_f$  – довільні і такі, що не спостерігаються, внаслідок збереження ароматів кварків у сильній взаємодії. У випадку збереження комбінованої  $CP$ -парності, амплітуди  $A_f$  і  $\bar{A}_{\bar{f}}$  однакові за абсолютним значенням і мають тільки зсув по фазі:

$$\bar{A}_{\bar{f}} = e^{i(\xi_f - \xi_M)} A_f, \quad |A_f| = |\bar{A}_{\bar{f}}|, \quad (2.86)$$

### Змішування станів нейтральних мезонів

Розглянемо змішування станів нейтральних мезонів за рахунок слабких процесів. Таке змішування можливе тільки для  $q_i \bar{q}_j$  пар з відкритим ароматом:  $K^0$ ,  $D^0$ ,  $B_d^0$ ,  $B_s^0$ -мезонів. Для прикладу на рис.2.13 представлені дві бокс-діаграми, які описують осциляції (змішування) станів для  $B^0 - \bar{B}^0$ -мезонів. Подібні діаграми можна зобразити і для змішування інших мезонів.

У початковий момент часу ( $t = 0$ ) стан мезону з фіксованим кварковим вмістом (ароматом), утворений у ядерній реакції (сильній взаємодії), являє собою суперпозицію двох функцій, які описують власні масові стани,  $M^0$  і  $\bar{M}^0$ :

$$|\psi(0)\rangle = a(0)|M^0\rangle + b(0)|\bar{M}^0\rangle. \quad (2.87)$$

Стан  $\bar{M}^0$  являється  $CP$ -спряженим по відношенню до  $M^0$ . На початку значення коефіцієнтів,  $a(0)$  і  $b(0)$ , визначається певним ароматом “народжених” у сильних процесах мезонів ( $B_d^0$  або  $\bar{B}_d^0$  мезони на рис.2.13). У

### 2.3. ПОРУШЕННЯ CP-ПАРНОСТІ В РОЗПАДАХ І ПРИ ЗМІШУВАННІЗ7

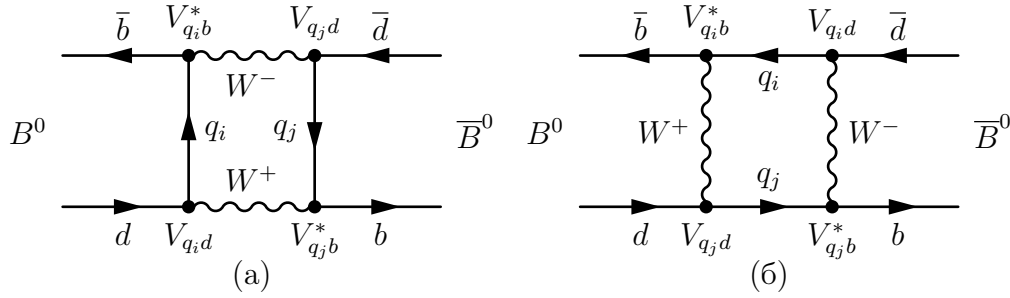


Рис. 2.13: Дві бокс-діаграми, які описують осциляції  $B_d^0-\bar{B}_d^0$ -мезонів.  $q_{i(j)} = u, c, t$ .

подальшому система еволюціонує у часі і просторі. Загалом, для опису еволюції системи у часі,  $\psi(t)$ , потрібно включати також функції, які описують можливі кінцеві стани:

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|M^0\rangle + b(t)|\bar{M}^0\rangle + c_1(t)|f_1\rangle + c_2(t)|f_2\rangle + \dots, \quad (2.88)$$

Так як нам цікавить поведінка у часі тільки функцій  $a(t)$  і  $b(t)$ , то для спрощеного опису еволюції у часі зручно ввести деякий ефективний  $2 \times 2$  гамільтоніан  $\mathcal{H}_{eff}$ . Оператор  $\mathcal{H}_{eff}$  не є ермітовим так як описує тільки осциляцію,  $M^0 \leftrightarrow \bar{M}^0$ , без врахування розпаду мезону у стани  $f_1, f_2, \dots$ . Матрицю  $\mathcal{H}_{eff}$  можна представити через ермітові  $\mathbf{M}$  і  $\mathbf{\Gamma}$ :

$$\mathcal{H}_{eff} = \mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma} = \left[ \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{11} & \mathbf{M}_{12} \\ \mathbf{M}_{21} & \mathbf{M}_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \mathbf{\Gamma}_{11} & \mathbf{\Gamma}_{12} \\ \mathbf{\Gamma}_{21} & \mathbf{\Gamma}_{22} \end{pmatrix} \right]. \quad (2.89)$$

Діагональні елементи матриць  $\mathbf{M}$  і  $\mathbf{\Gamma}$  пов'язані із переходами,  $M^0 \rightarrow M^0$  і  $\bar{M}^0 \rightarrow \bar{M}^0$ , які зберігають аромат, в той час як не-діагональні – з переходами із зміною аромату  $M^0 \leftrightarrow \bar{M}^0$ .

Власні функції оператора  $\mathcal{H}_{eff}$  описують стани з певними масами і ширинами (сталими розпаду), які позначають як легкий,  $M_L$ , і важкий,  $M_H$ , стани. Комплексні параметри  $p, q$  характеризують зв'язок цих станів із  $M^0$  і  $\bar{M}^0$ :

$$\begin{aligned} |M_L\rangle &= p|M^0\rangle + q|\bar{M}^0\rangle, \\ |M_H\rangle &= p|M^0\rangle - q|\bar{M}^0\rangle. \end{aligned} \quad (2.90)$$

Умова нормування за відсутності  $CP$ - порушень :

$$|p|^2 + |q|^2 = 1. \quad (2.91)$$

Дійсні і уявні частини власних значень оператора  $\mathcal{H}_{eff}$ :  $\omega_L$  і  $\omega_H$ , характеризують відповідно різниці мас і ширин важкого і легкого станів:

$$\begin{aligned}\Delta m &\equiv m_H - m_L = \Re(\omega_H - \omega_L), \\ \Delta \Gamma &\equiv \Gamma_H - \Gamma_L = -2\Im(\omega_H - \omega_L).\end{aligned}\quad (2.92)$$

Слід відзначити, що різниця мас вже за визначенням більше нуля,  $\Delta m > 0$ . Щодо знаку для різниці ширин,  $\Delta \Gamma$ , однозначність відсутня. З експерименту відомо, що  $\Delta \Gamma < 0$  для  $K^0$  і  $B_s^0$  мезонів. Однак для  $B_d^0$  цього ще не встановлено. Стандартна Модель передбачає  $\Delta \Gamma < 0$  для  $B_{d(s)}^0$  мезонів. З цієї причини для опису осциляцій  $B$ -мезонів часто використовують визначення  $\Delta \Gamma = \Gamma_L - \Gamma_H$ .

Розв'язання задачі на знаходження власних значень для оператора  $\mathcal{H}_{eff}$  дає:

$$\left(\frac{q}{p}\right)^2 = \frac{\mathbf{M}_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{\mathbf{M}_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}, \quad (2.93)$$

Запишемо в явному вигляді рівняння еволюції у часі деякого стану, який було утворений як “чистий”  $M^0$  (або  $\bar{M}^0$ ), але з часом релаксував у суміш станів  $M_{phys}^0(t)$  та  $\bar{M}_{phys}^0(t)$  відповідно:

$$\begin{aligned}|M_{phys}^0(t)\rangle &= g_+(t)|M^0\rangle - \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{M}^0\rangle, \\ |\bar{M}_{phys}^0(t)\rangle &= g_+(t)|\bar{M}^0\rangle - \frac{q}{p}g_-(t)|M^0\rangle,\end{aligned}\quad (2.94)$$

де

$$g_{\pm}(t) \equiv \frac{1}{2} \left( e^{-im_H t - \frac{1}{2}\Gamma_H t} \pm e^{-im_L t - \frac{1}{2}\Gamma_L t} \right). \quad (2.95)$$

Розглянемо розпади системи нейтральних мезонів,  $M^0 - \bar{M}^0$ , у однаковий кінцевий стан,  $f \equiv \bar{f}$ . Для  $M^0$  стану окрім переходу  $M^0 \rightarrow f$  потрібно додатково враховувати і перехресний перехід  $M^0 \rightarrow \bar{M}^0 \rightarrow f$ , який, в принципі, буде інтерферувати із основним.

Позначимо амплітуди переходів:

$$A_f = \langle f | \mathcal{H} | M^0 \rangle, \quad \bar{A}_f = \langle f | \mathcal{H} | \bar{M}^0 \rangle. \quad (2.96)$$

Слід відзначити, що в системах нейтральних мезонів  $CP$ -порушення може спостерігатися не тільки для ситуації  $|A_f| \neq |\bar{A}_f|$  (пряме  $CP$ -порушення), але і коли ці амплітуди збігаються за модулем, але відмінні за фазою (непряме порушення). Введемо величину

$$\lambda = \frac{q}{p} \cdot \frac{\bar{A}_f}{A_f}, \quad (2.97)$$

### 2.3. ПОРУШЕННЯ CP-ПАРНОСТІ В РОЗПАДАХ І ПРИ ЗМІШУВАННІ 39

Табл. 2.1: Масові параметри змішування для різних нейтральних мезонів.

Мезон	$M$ , MeV	$\Delta m$ , MeV	$\tau_1$ , пс	$\Gamma$ , MeV	$\Delta\Gamma$ , MeV
$K^0$	497.6	$3.48 \cdot 10^{-12}$	89.53	$3.68 \cdot 10^{-12}$	$7.34 \cdot 10^{-12}$
$D^0$	1864.9	$9.45 \cdot 10^{-12}$	0.410	$1.6 \cdot 10^{-9}$	$2.57 \cdot 10^{-11}$
$B_d^0$	5279.6	$3.34 \cdot 10^{-10}$	1.530	$4.43 \cdot 10^{-10}$	$\sim 0$
$B_s^0$	5366.6	$1.16 \cdot 10^{-8}$	1.466	$4.39 \cdot 10^{-10}$	$6.58 \cdot 10^{-11}$

і запишемо рівняння для амплітуд переходів, використовуючи (2.94):

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}(M_{phys}^0(t) \rightarrow f) &= |\langle f | \mathcal{H} | M_{phys}^0 \rangle|^2 \propto \\
 &\propto e^{-\Gamma t} |A|^2 [1 + \Im(\lambda) \sin(\Delta m t)], \\
 \mathcal{A}(\overline{M}_{phys}^0(t) \rightarrow f) &= |\langle f | \mathcal{H} | \overline{M}_{phys}^0 \rangle|^2 \propto \\
 &\propto e^{-\Gamma t} |\overline{A}|^2 [1 + \Im(\frac{1}{\lambda}) \sin(\Delta m t)],
 \end{aligned} \tag{2.98}$$

де  $\Gamma = (\Gamma_L + \Gamma_H)/2 = 1/\tau$ . Порухення  $CP$ -парності буде спостерігатися за умови:

$$\Im(\lambda) \neq 0. \tag{2.99}$$

Для виникнення  $CP$ -порушення відносна фаза між двома комплексними величинами  $q/p$  і  $\overline{A}/A$  повинна відрізнятися від 0 і  $\pi$ . Детальніше див. розд.2.3.8.

Змішування станів у часі для усіх 4-х нейтральних мезонів, для яких такий ефект можливий, відбувається по різному (рис.2.14). В табл.2.1 наведені масові параметри, які характеризують змішування цих мезонів. У системи каонів,  $K^0 - \overline{K}^0$ , осциляції чудово спостерігаються завдяки прийнятному значенню  $\Delta m \tau_1 = 0.474$ , яке забезпечує “оптимальне” відношення між параметрами послаблення потоку,  $\tau_1$  і частоти осциляцій,  $\Delta m$ . До того ж відмінність на 2 порядки для сталих розпаду каонів,  $\Gamma_1$  і  $\Gamma_2$ , забезпечує їхнє надійне розділення. Для більш важких мезонів ситуація інша:  $\Delta\Gamma \ll \Delta m$ . Найбільш прийнятна ситуація з вимірами осциляцій спостерігається в системі  $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ . Для  $B_s^0$ -мезонів частота осциляцій у  $\sim 30$  більша за  $B_d^0$ , при тому що час життя у обох  $B$ -мезонів приблизно однаковий. Така відмінність пояснюється різницею елементів СКМ-матриці:  $|V_{ts}| \gg |V_{td}|$ , які входять у вирази для амплітуд переходів системи  $M^0 - \overline{M}^0$  (див. рис.2.13). Складно спостерігати змішування також і для нейтральних  $D$ -мезонів: частота осциляцій занадто мала.

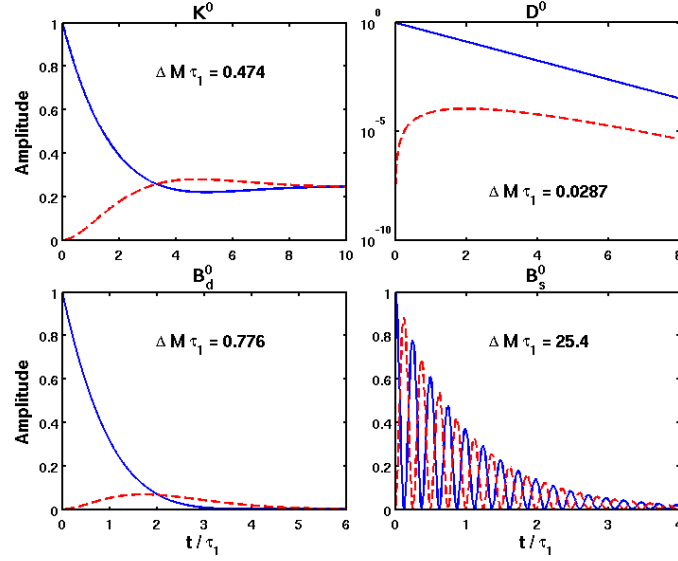


Рис. 2.14: Осциляції інтенсивностей пучків нейтральних мезонів,  $M^0$  (синя лінія) і  $\overline{M}^0$  (червона штрихова лінія) для початково чистого  $M^0$ -пучка.

### 2.3.8 Класифікація ефектів, що спричиняють порушення $CP$ -парності

Виділяють три типи ефектів, що спричиняють порушення  $CP$ -парності у розпадах мезонів:

- I.  $CP$ -порушення безпосередньо у розпаді (**пряме  $CP$ -порушення**) за умови:

$$\left| \frac{\overline{A}_f}{A_f} \right| \neq 1. \quad (2.100)$$

Відмітимо, що зарядженим мезонам властивий тільки такий тип порушення (відсутні осциляції). Величина асиметрії задається виразом:

$$\mathcal{A}_{f^\pm} = \frac{\Gamma(M^- \rightarrow f^-) - \Gamma(M^+ \rightarrow f^+)}{\Gamma(M^- \rightarrow f^-) + \Gamma(M^+ \rightarrow f^+)} = \frac{\left| \frac{\overline{A}_{f^-}}{A_{f^+}} \right|^2 - 1}{\left| \frac{\overline{A}_{f^-}}{A_{f^+}} \right|^2 + 1}. \quad (2.101)$$



### 2.3. ПОРУШЕННЯ $CP$ -ПАРНОСТІ В РОЗПАДАХ І ПРИ ЗМІШУВАННІ 41

II.  $CP$ -порушення у змішуванні (**непряме  $CP$ -порушення**) за умови:

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \quad (2.102)$$

Зауважимо, що це єдиний тип порушення для напів-лептонних мод нейтральних мезонів:  $M^0, \bar{M}^0 \rightarrow \ell^\pm X$ . Величина асиметрії для напів-лептонних мод:

$$\mathcal{A}_{SL}(t) = \frac{\Gamma(\bar{M}_{phys}^0(t) \rightarrow \ell^+ X) - \Gamma(M_{phys}^0(t) \rightarrow \ell^- X)}{\Gamma(\bar{M}_{phys}^0(t) \rightarrow \ell^+ X) + \Gamma(M_{phys}^0(t) \rightarrow \ell^- X)} = \frac{1 - \left| \frac{q}{p} \right|^4}{1 + \left| \frac{q}{p} \right|^4}. \quad (2.103)$$

Відмітимо, що в цьому відношенні відношення часо-залежних величин насправді є часо-незалежним.

III.  $CP$ -порушення, що виникає в **інтерференції між розпадами без змішування**,  $M^0 \rightarrow f$ , і **зі змішуванням**,  $M^0 \rightarrow \bar{M}^0 \rightarrow f$  за умови:

$$\Im(\lambda_f) \neq 0, \quad (2.104)$$

де  $\lambda_f$  визначається виразом (2.97). Для виникнення порушення відносна фаза між комплексними величинами  $q/p$  і  $\bar{A}/A$  повинен бути відмінним від 0 (і  $\pi$ ). Такий тип порушення можливий тільки у випадку, коли кінцевий стан,  $f$ , для розпадів  $M^0$  і  $\bar{M}^0$  – спільний. Спостерігати в експерименті можна асиметрію розпаду нейтральних мезонів у  $CP$ -власний стан  $f_{CP}$ :

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \frac{\Gamma(\bar{M}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(M_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{M}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(M_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}. \quad (2.105)$$

За умови  $\Delta\Gamma = 0$ , що є гарним наближенням для  $B_d^0$  (але не для  $K^0$  і  $B_s^0$ ) і  $|q/p| = 1$  цей вираз суттєво спрощується до виразу типу

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = S_f \sin(\Delta m t) - C_f \cos(\Delta m t) \quad (2.106)$$

Також, якщо для амплітуд виконується умова  $|\mathcal{A}_{f_{CP}}| = |\bar{\mathcal{A}}_{f_{CP}}|$ , і інтерференція між розпадами з і без змішування є єдиним джерелом асиметрії, то вираз має зовсім простий вигляд:

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \Im(\lambda_{f_{CP}}) \sin(x\Gamma t) \quad (2.107)$$

### 2.3.9 $CP$ -порушення для нейтральних каонів

Історично дослідження порушення  $CP$ -парності у розпадах нейтральних каонів були першими (див. розд. ??). У подальшому прецизійні дослідження розпадів каонів були виконані у ЦЕРНі і Фермілабі (див. розд. ??). Загалом, за цей час для опису каонів був розроблений математичний апарат, який дещо відрізняється у термінології від того, який використовується для  $D$  і  $B$  мезонів.

Для розпаду  $K \rightarrow \pi\pi$  можливі два кінцеві стани  $\pi^+\pi^-$  і  $\pi^0\pi^0$ , які є  $CP$ -парними. Для опису ступеня  $CP$ -порушення зручно використовувати відношення амплітуд дво-піонних кінцевих стани:

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0\pi^0 | \mathcal{H} | K_L \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | \mathcal{H} | K_S \rangle}, \quad \eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K_L \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K_S \rangle}. \quad (2.108)$$

Два малих комплексних параметри характеризують  $CP$ -порушення: повне,  $\epsilon$ , і пряме,  $\epsilon'$ . Параметри  $\epsilon$  пов'язаний із  $p$  і  $q$  (2.90) відношеннями:

$$p = \frac{1 + \epsilon}{\sqrt{2(1 + |\epsilon|^2)}}, \quad q = \frac{1 - \epsilon}{\sqrt{2(1 + |\epsilon|^2)}}. \quad (2.109)$$

Відсутності  $CP$ -порушень відповідає  $\epsilon = 0$ .

Напів-лептонні моди розпаду  $K_L$  також чутливі до  $CP$ -порушення. Параметр асиметрії,  $\delta_L$ , у таких розпадах визначається наступним чином:

$$\delta_L = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \pi^-) - \Gamma(K_L \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \pi^+)}{\Gamma(K_L \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \pi^-) + \Gamma(K_L \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \pi^+)}, \quad (2.110)$$

де  $\ell = e, \mu$ .

Загалом між  $\eta_{00}$ ,  $\eta_{+-}$ ,  $\delta_L$  та  $\epsilon$  і  $\epsilon'$  можна навести наступний зв'язок:

$$\begin{aligned} \eta_{00} &= \frac{1 - \lambda_{\pi^0\pi^0}}{1 + \lambda_{\pi^0\pi^0}} \simeq \epsilon - 2\epsilon', \\ \eta_{+-} &= \frac{1 - \lambda_{\pi^+\pi^-}}{1 + \lambda_{\pi^+\pi^-}} \simeq \epsilon + \epsilon', \\ \delta_L &= \frac{1 - |q/p|^2}{1 + |q/p|^2} = \frac{2\Re(\epsilon)}{1 + |\epsilon|^2}. \end{aligned} \quad (2.111)$$

З цих рівнянь можна вивести подвійне відношення,  $R$ , яке можна безпосередньо вимірювати в експерименті:

$$R = \frac{|\eta_{00}|^2}{|\eta_{+-}|^2} \approx 1 - 6\Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right). \quad (2.112)$$

### 2.3. ПОРУШЕННЯ $CP$ -ПАРНОСТІ В РОЗПАДАХ І ПРИ ЗМІШУВАННІ 43

Для оцінки прямого  $CP$ -порушення можна використовувати наступний вираз:

$$\epsilon' \simeq \frac{1}{6}(\lambda_{\pi^0\pi^0} - \lambda_{\pi^+\pi^-}). \quad (2.113)$$

Наведемо сучасні кількісні оцінки введених вище параметрів. Для відношення амплітуд маємо:

$$|\eta_{00}| = (2.221 \pm 0.011) \cdot 10^{-3}, \quad |\eta_{+-}| = (2.232 \pm 0.011) \cdot 10^{-3}, \quad (2.114)$$

$$\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right| = 0.9951 \pm 0.0008. \quad (2.115)$$

Фази цих величин у припущенні  $CPT$ -інваріантності:

$$|\phi_{00}| = (43.52 \pm 0.06)^\circ, \quad |\phi_{+-}| = (43.51 \pm 0.05)^\circ. \quad (2.116)$$

Асиметрія для напів-лептонних мод, усереднена по електронам і мюонам:

$$\delta_L = (3.32 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}. \quad (2.117)$$

Для малих параметрів  $\epsilon$  і  $\epsilon'$  маємо:

$$|\epsilon| = (2.228 \pm 0.011) \cdot 10^{-3}, \quad (2.118)$$

$$\Re(\epsilon'/\epsilon) = (1.65 \pm 0.26) \cdot 10^{-3}, \quad (2.119)$$

$$\Re(\epsilon') = (2.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}. \quad (2.120)$$

Серед мод розпаду заряджених каоні найбільший інтерес викликають 2 трьох-піонні моди:

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-, \quad (2.121)$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0, \quad (2.122)$$

відомі історично як  $\tau$  і  $\tau'$  відповідно. Безпосередньо в експерименті можна вимірювати асиметрію ширин розпаду:

$$A_\Gamma = \frac{\Gamma^+ - \Gamma^-}{\Gamma^+ + \Gamma^-} \quad (2.123)$$

і асиметрію нахилів розпадних кривих, які визначаються виразом (2.95):

$$A_g = \frac{g^+ - g^-}{g^+ + g^-}. \quad (2.124)$$

Загалом подібні виміри складали наукову програму експерименту NA48/2 (див.розд.). Для асиметрії,  $A_g$ , на рівні досягнутої точності вимірів ( $\sim 10^{-4}$ )  $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$  був отриманий результат:

$$A_g = (-1.3 \pm 2.3) \cdot 10^{-4}. \quad (2.125)$$

### 2.3.10 $CP$ -порушення для нейтральних $B$ -мезони

$CP$ -порушення в розпадах  $B$ -мезонів зручно представляти за допомогою кутів  $\alpha, \beta, \gamma$  трикутника унітарності (рис.2.5), які виражаються через відповідні елементи  $CKM$ -матриці. Для подальшого розгляду запишемо вираз для кута  $\beta$ :

$$\beta = \arg \left( \frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right). \quad (2.126)$$

Відношення комплексних параметрів  $q$  і  $p$  (2.93) для змішування пари  $B^0 - \bar{B}_d^0$  (рис.2.13) можна наближено записати з урахуванням малості не-діагональних елементів масової матриці  $\mathbf{M}$ :

$$\frac{q}{p} \approx \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{tb}V_{td}^*} e^{2i\xi_B}, \quad (2.127)$$

де  $\xi_B$  – деяка довільна фаза.

Для пари  $B^0 - \bar{B}_d^0$  в якості кінцевих станів можна розглядати  $J/\psi K_S^0$ ,  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$ . На рис.2.15 представлені дві кваркові діаграми розпаду  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Стовбурова діаграма (без наявності петель) описує перехід

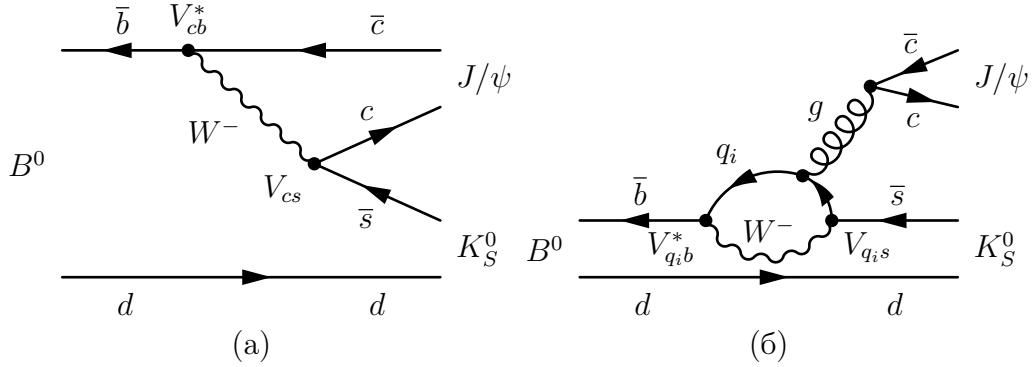


Рис. 2.15: Кваркові діаграми розпаду  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ : (а) стовбурова; (б) “пінгвінна” ( $q_i = u, c, t$ ).

$b \rightarrow c\bar{c}s$ . Амплітуда стовбурового процесу буде пропорційною добутку матричних елементів  $V_{cb}$  і  $V_{cs}^*$ . Для оцінки повної амплітуди “пінгвінних” (петльових) внесків необхідно обраховувати діаграми із  $u$ -,  $c$ -,  $t$ -кварковими лініями у петлі. Ситуацію спрощує той факт, що амплітуда від  $u$ -петлі мала ( $V_{ub}V_{us}^* \ll V_{cb}V_{cs}^*$ ), а з умови унітарності  $CKM$ -матриці витікає  $V_{tb}V_{ts}^* = V_{cb}V_{cs}^*$ . Це означає, що фаза слабого процесу для стовбурової

і пінгвінних діаграм визначається добутком однакових елементів  $CKM$ -матриці.

Для обрахунку параметрів, які описують  $CP$ -порушення для моди  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  потрібно врахувати декілька моментів. Розпади  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^0$  і  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^0$  це розпади у різні стани і тільки змішування  $K^0 - \bar{K}^0$  веде до інтерференції кінцевих станів розпаду каонів, який враховується введенням додаткового множника:

$$\left(\frac{p}{q}\right)_K = \frac{V_{cd}^* V_{cs}}{V_{cd} V_{cs}^*} e^{-2i\xi_K}. \quad (2.128)$$

Таким чином відношення амплітуд, яке характеризує ступінь порушення парності, можна записати у вигляді:

$$\frac{\bar{A}_{J/\psi K_S^0}}{A_{J/\psi K_S^0}} = \eta_{J/\psi K_S^0} \left(\frac{p}{q}\right)_K \frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}} e^{-2i\xi_B}, \quad (2.129)$$

де додатковий множник  $\eta_{J/\psi K_S^0} = -1$  враховує від'ємну  $CP$ -парність стану  $J/\psi K_S^0$ .

З урахуванням виразів (2.126), (2.127), (2.129) для асиметрії даної моди можна записати:

$$a_{f_{CP}} = \frac{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) - \Gamma(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)}{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) + \Gamma(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)} = \sin 2\beta \cdot \sin(\Delta m_d t). \quad (2.130)$$

Звідси витікає, що вимірюючи асиметрію  $a_{f_{CP}}$  і частоту осциляцій  $\Delta m_d$ , можна експериментально визначати кут  $\beta$ .

Особливості вимірювання параметрів  $CP$ -порушення в системі  $B^0 - \bar{B}_d^0$ -мезонів в експериментах Belle і BaBar викладені в розд.5.2.3.

## 2.4 Теорія кварконію

## 2.5 Ефективна теорія важких кварків

## 2.6 Особливості розпаду $\tau$ -лептонів

## 2.7 Теоретичні передбачення поза Стандартною Моделлю



## Розділ 3

# Комбінування $c$ і $b$ -кварків із легкими кварками

Як відомо, ізольовані кварків або глюони ніколи не спостерігалися. Спостерігалися лише їх зв'язані стани, відомі як частинки адрони, які розділені на дві групи: мезони і баріони. Динаміка кварків в складі мезонів і баріонів описується квантовою хромодинамікою, яка не є пертурбативною на енергетичній шкалі адрона. Тому для їх опису було розроблено кілька теоретичних методів та моделей. Сюди входять зокрема кваркова модель, КХД на ґратках, правило сум КХД, тощо. Незважаючи на відносно просту форму, кваркова модель досить добре відтворює спектри експериментально спостережуваних адронів. Тому кваркова модель на сучасному етапі досліджень покладена в основу нашого розуміння і опису властивостей адронів. Однак зв'язок між КХД та кварковою моделлю досі залишається не описаним із перших принципів. Розрізняють два типи кваркових систем:

- 1) кварк-антикваркові структури, в яких кварк ніби закритий для спостереження своїм антикварком (hidden)
- 2) так звані відкриті (open) кваркові структури, в яких комбінують різні типи кварків, зокрема важкі і легкі кварки.

Для кращого розуміння динаміки кварків всередині адронів хорошим дослідницьким зондом є саме важкі адрони з відкритим ароматом, які містять один важкий  $c$  або  $b$  кварк у сполученні із одним або кількома легкими кварками.

Відкриті чарівні адрони також мають важливу експериментально спостережувану особливість – вони мають меншу ширину в порівнянні з

адронами, які не містять важких кварків. Наприклад,  $\rho$ -мезон, який характеризується станом  $J^P = 1^-$  і складається з кварків  $u$  і  $d$ , має ширину більше 100 MeV, тоді як відповідний  $1^-$  стан мезона  $D^*$  має ширину менше 1 MeV. Якщо  $\Lambda(1405)$   $\Lambda(1520)$  баріони в станах  $1/2^-$  і  $3/2^-$  стану мають ширину приблизно 50 MeV та 15 MeV відповідно, то відповідні стани у секторі чарівних  $\Lambda_c$  баріонів із масами 2593 MeV та 2625 MeV мають ширину близько 2.5 MeV та  $<1.0$  MeV відповідно. Завдяки вузькій ширині експериментально легко виявити чарівні адрони і виміряти їх різні властивості.

### 3.1 Charm мезони

### 3.2 Charm баріони

### 3.3 Bottom мезони

### 3.4 Bottom баріони

### 3.5 Екзотичні адрони із важкими кварками



## Розділ 4

### Кварконій як кварк-антикваркова система



## Розділ 5

# Дослідження важких ароматів на колайдерах

### 5.1 Експерименти на LEP

Результати b-фізики из наборов данных LEP превзошли все ожидания как по охвату тем, так и по точности измерений, которые в конечном итоге стали возможными. Успех был обусловлен несколькими факторами, такими как быстрое развитие кремниевых вершинных детекторов, успехи в теоретическом описании b-адронов и не в последнюю очередь благодаря изобретательности, навыкам и целеустремленности экспериментаторов, выполняющих анализ данных. Чтобы полностью использовать точность новых вершинных детекторов, требовался тщательный ввод в эксплуатацию и реконструкция событий. Это вместе с новыми методами и методами анализа данных, особенно в области инклюзивной реконструкции b-адронов, стало ключом к целому ряду измерений, охватывающих всю область b-фізики.

### 5.2 B-фабрики. Эксперименты Belle і ВаBar

Для проведення досліджень  $CP$ -порушень у  $B_d^0\bar{B}_d^0$ -системі у 1990-х роках були розроблені і побудовані асиметричні  $B$ -мезонні фабрики. Ідея таких фабрик полягає у генерації величезної кількості  $B\bar{B}$  пар на  $e^+e^-$ -колайдерах, налаштованих на резонанс  $\Upsilon(4S)$ . Цей резонанс розташований вище порогу розпаду на два  $B$ -мезони. Асиметрія енергій електронів і позитронів дозволяє надійно розділяти вторинні вершини розпадів  $B_d^0$  і

$\bar{B}_d^0$  у лабораторній системі. Починаючи з 1999 року запрацювали дві  $B$ -фабрики: Belle на колайдері КЕКВ (КЕК, Японія) і BaBar на колайдері PEP-II (SLAC, Стенфорд, США). На рис. 5.1 показаний процес набору статистики (інтегральної світимості) на цих колайдерах.

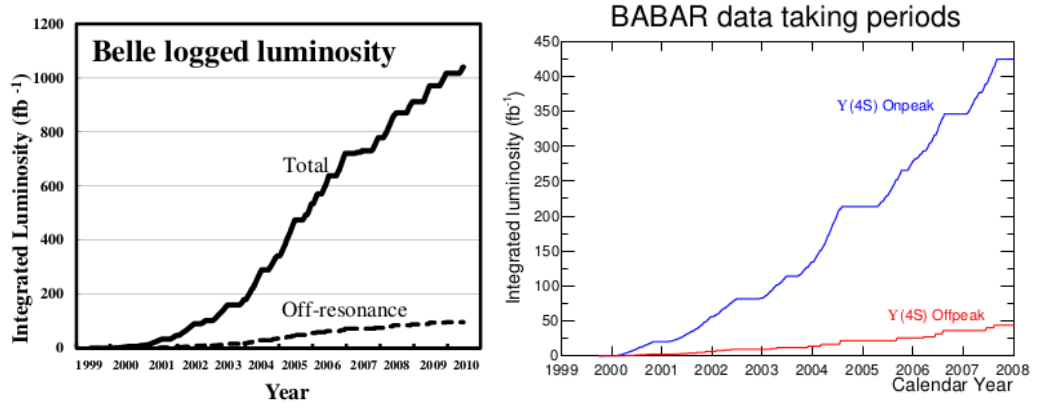


Рис. 5.1: Інтегральна світимість  $B$ -фабрик Belle і BaBar.

### 5.2.1 Belle

Загальний вигляд детектора у експерименті Belle представлений на рис. 5.2. Енергія електронів 8.0 ГеВ і позитронів – 3.5 ГеВ забезпечувало значення релятивістського параметра  $\beta\gamma = 0.425$ . Для полегшення розведення пучків вони зводилися під кутом 11 мрад. Детектор розташовувався усередині надпровідного соленоїду із напруженістю 1.5 Тл.

Період набору даних складав 10 років: 1999-2010 рр. У 2003 р. була проведена модернізація.

Для точного визначення положення вторинних вершин використовувався вершинний кремнієвий детектор SVD, просторова роздільна здатність якого була  $\sim 55$  мкм для частинок з імпульсом 1 ГеВ. Для досягнення цього внутрішній діаметр вершинного детектора дорівнював 30 мм. SVD мав бочкоподібну конструкцію і складався із 4-х шарів.

Центральна дрейфова камера CDC з роздільної здатністю:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.19 p_T [\text{GeV}] \oplus 0.30, \% \quad (5.1)$$

дозволяла прецизійно вимірювати заряд і величину поперечної складової імпульсу заряджених частинок. Це забезпечувало типову роздільну

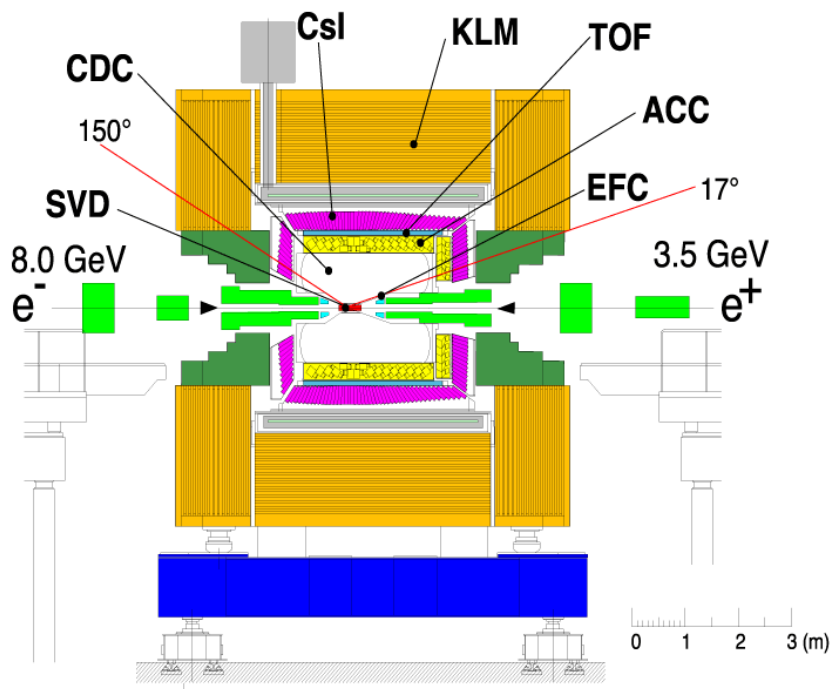


Рис. 5.2: Загальний вигляд детектора у експерименті Belle. SVD – вершинний кремнієвий детектор; CDC – центральна дрейфова камера; CsI – ЕМ калориметр; KLM – зовнішній детектор для мюонів і  $K_L$ -каонів; TOF – ідентифікатор за часом прольоту; ACC – аерогельний черенковський лічильник; EFC – передній калориметр для надзвичайно малих кутів.

здатність за масою для  $D^0$  мезонів – 5 MeV. Загальна довжина CDC досягала 240 см, а зовнішній радіус – 88 см. CDC являла собою газонаповнений дротяний бак: 8400 дрейфових комірок, структурованих у 50 циліндричних шарів.

Аерогельний черенковський лічильник АСС і ідентифікатор за методом часу прольоту TOF дозволяли надійно розділяти піони і каони. АСС складався із 960 модулів, що розділяли кут  $\phi$  на 60 сегментів. Для гарної  $\pi/K$ -селекції в усьому кінематичному діапазоні використовувалися блоки із аерогелю із показниками заломлення  $n = 1.01 - 1.03$ . TOF-система загалом складалася із 128 TOF лічильників і 64 тонких тригерних сцинтиляційних лічильників (TSC).

ЕМС калориметр, складений з великої кількості кристалів CsI у поєднанні із кремнієвими фото-діодами, мав енергетичну роздільну здатність

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 1.8\% \quad (5.2)$$

для електронів і фотонів з енергіями 1 GeV. ЕМС покривав тілесний кут, близький до  $4\pi$  (за виключенням труби). Кристали мали прямокутний переріз ( $55 \times 55$  мм) і довжину 30 см (16 радіаційних довжин).

Зовні Belle-детектор був оточений KLM детектором для реєстрації мюонів і  $K_L$ -каонів. Він складався по чергові із шарів поглинача (сталеві пластини товщиною по 4.7 см утворювали ярмо соленоїда) і резистивних плоских іскрових камер (RPC). Загалом налічувалося 15 шарів-камер і 14 – сталевих радіаторів.

Передній калориметр для надзвичайно малих кутів EFC, складений із кристалів BGO, використовувався для визначення світимості.

### 5.2.2 BaBar

Загальний вигляд детектора у експерименті BaBar представлений на рис.5.3. Електронний пучок мав енергію 9.0 GeV, а позитронний – 3.1 GeV, що забезпечило значення релятивістського параметра  $\beta\gamma = 0.56$ .

Період набору даних складав: 1999-2008 рр. Дві модифікації було зроблено за цей час: у 2004 і 2007 роках.

Внутрішня частина детектора BaBar складається з кремнієвого вершинного трекара (SVT), дрейфової камери (DCH), черенковського детектора (DIRC) і ЕМ калориметра (ЕМС). Усі ці частини розташовувалися усередині надпровідного соленоїду із напруженістю поля 1.5 Тл. Сталеве зовнішнє ярмо для зворотнього магнітного потоку (IFR) з інкорпорованими

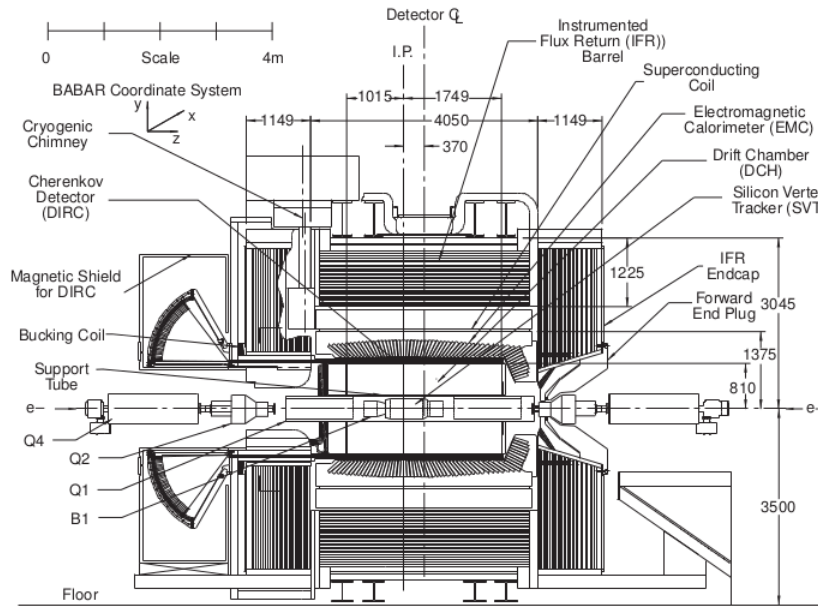


Рис. 5.3: Загальний вигляд детектора у експерименті BaBar.

лічильниками використовувалося для детектування мюонів і нейтральних адронів.

Трекер SVT був розроблений для вимірів положень і кутів для заряджених частинок безпосередньо у вакуумованій берилієвій трубі прискорювача (радіус 27.8 мм). SVT складався з 5 шарів кремнієвих пластин із нанесеними на них з двох сторін смужок. Мінімальні відстані до осі труби, використання речовин із малим  $Z$  дозволило прецизійно визначати положення первинної і вторинних вершин. Усі шари були розділені на дві групи: 1-3 – ближче до внутрішньої труби, 4-5 – до зовнішньої камери DCH. SVT охоплював полярні кути в межах  $\theta = 20^\circ - 150^\circ$ . Просторова роздільна здатність складала:  $\sigma_{d0} = 55$  мкм,  $\sigma_{z0} = 65$  мкм.

Головна задача дрейфової камери DCH полягала у точному визначенні компонент імпульсів заряджених частинок по викривленню траєкторії у магнітному полі. Загалом дротяний об'єм був скомпонований у 40 шарів. Роздільна здатність для поперечної складової імпульсу складала:  $\sigma_{pT}/p_T = 0.47\%$ . Також іонізаційні втрати у комірках використовувалися для  $dE/dx$ -ідентифікації, що забезпечувало  $\pi/K$ -розділення для імпульсів менше 0.7 GeV.

Черенковський детектор із внутрішнім відбиттям світла DIRC забезпечував  $\pi/K$ -розділення в інтервалі імпульсів 0.5-4.5 GeV (комплементарне

до  $dE/dx$ -ідентифікації). DIRC представляв собою тонкий шар із кварцових пластин довжиною 4.9 м і прямокутним перерізом  $1.7 \times 3.5 \text{ см}^2$ , який із-зовні оточував камеру DCH. Черенковське світло, що утворювалося у пластинах, за рахунок внутрішнього відбиття транспортувалося до фотопомножувачів, розташованих на торцях. Час транспортування дозволяв визначати позицію ідентифікованих частинок.

Калориметр ЕМС використовувався для реєстрації ЕМ злив з чудовою енергетичною і кутовою роздільною здатністю ( $\sigma(E)/E = 3.0\%$ ,  $\sigma_{\phi,\theta} = 3.9$  мрад) в інтервалі енергій від 20 МеВ до 4 ГеВ. Це забезпечувало надійну реєстрацію низькоенергетичних  $\pi^0$  і  $\eta^0$  мезонів, утворених у розпадах  $B$ -мезонів. Висока гранулярність була реалізована за рахунок великої кількості кристалів CsI(Tl) із поперечними розмірами  $4.7 \times 4.7 \text{ см}^2$ . Загалом калориметр був розділений на дві частини: бочкову (5760 кристалів), і передню торцеву (820). Для мінімізації вмісту конструкційних матеріалів сигнали із сцинтиляторів знімалися за допомогою кремнієвих PIN-діодів.

Зовні ВаВаг-детектор був оточений детектором IFR, мета якого полягала у реєстрації мюонів і нейтральних адронів, що пройшли крізь калориметр. Він складався по чергові із шарів поглинача (сталеві пластини товщиною по 2 см) і RPC-камер. Загалом було 19 шарів-камер і 18 сталевих пластин. IFR дозволяв реєструвати мюони з ефективністю  $\sim 90\%$  (6 – 8% помилково реєструємих  $\pi^\pm$ -мезонів).

### 5.2.3 Виміри $CP$ -порушень у розпадах $B_d^0$

У 1980-х роках був запропонований підхід до визначення  $CP$ -порушень у розпадах нейтральних  $B$ -мезонів. Якщо узяти до уваги  $B_d^0$  і  $B_s^0$  мезони, то значно простіше цей підхід реалізовувати у дослідженнях із  $B_d^0$ -мезонами, як такими що мають меншу масу, і які зручно генерувати на  $B$ -фабриках (Belle і ВаВаг) при енергіях електронів і позитронів налаштованих на  $\Upsilon(4S)$ -резонанс. Такі умови дозволяють досліджувати події, не “засмічені” домішками від  $B_s^0$ .

Хвильова функція пари мезонів  $B^0 - \bar{B}^0$  (нижній індекс  $d$  далі опускаємо для спрощення запису), що народжуються у процесі  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$  являється антисиметричною когерентною  $P$ -хвилею ( $L = 1$ ):

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(B^0 \bar{B}^0 - \bar{B}^0 B^0). \quad (5.3)$$



Когерентність системи  $B^0-\bar{B}^0$  точно зберігається до тих пір, поки один з мезонів  $B^0$  або  $\bar{B}^0$  не розпадеться. Така поведінка системи є наслідком загальних квантово-механічних властивостей системи частинок, в даному випадку бозе-статистики і збереження  $CPT$ -інваріантності. Ситуація кардинально змінюється в момент розпаду однієї із частинок. Функція  $\Psi$  колапсує. Стан другої частинки починає еволюціонувати у часі незалежно. Завдяки змішуванню станів  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$  можна спостерігати, наприклад, ситуацію, коли обидва мезони будуть розпадатися як  $B^0$  (або  $\bar{B}^0$ ).

Нехай нам вдалося однозначно визначити аромат першого мезона (тагетувати), який розпався в момент  $t_{tag}$ . Наприклад, аромат можна однозначно визначити в модах розпаду типу  $B^0 \rightarrow D^{(*)-} \ell^+ \nu_\ell$ , де  $\ell = e, \mu$ . В даному випадку немає необхідності в повній реконструкції розпаду  $B^0$  (виліт нейтрино цього не дозволяє). Однак ідентифікація лептону певного знаку, в даному випадку  $\ell^+$ , чітко вказує на розпад власне  $B^0$ . Заряджені частинки: лептон  $\ell^+$  і дочірні частинки від розпаду  $D^{(*)-}$ -мезону вказують на положення в просторі – вершину розпаду  $B^0$ . Другий мезон розпадається в кінцевий  $CP$ -власний стан,  $f_{CP}$ , в момент  $t_{CP}$ . Цей розпад піддається повній реконструкції. В аналізі  $B$ -мезонів найчастіше використовується “золота” мода,  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Ідентифікація мюонів в розпаді  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  і вторинних вершин для  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  дозволяють отримати достатньо “чистий” сигнал для  $B^0$  (рис.5.4).

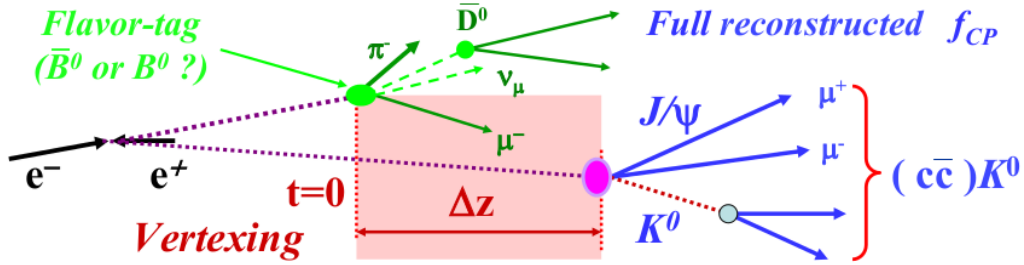


Рис. 5.4: Народження і розпад пари мезонів  $B^0-\bar{B}^0$  утворених у  $e^+e^-$  зіткненнях. Один мезон тагетується по знаку мюона (flavor-tag). Інший повністю реконструюється.

Слід відзначити, що тагетований розпад не обов’язково повинен бути першим. Нехай спочатку в момент  $t_{CP}$  відбувся розпад у стан  $f_{CP}$ . Тоді в проміжку часу  $t_{CP} < t < t_{tag}$  стан тагетованого  $B$ -мезона повинен бути сумішшю  $B^0-\bar{B}^0$ , яка еволюціонує у стан  $B^0$  в момент  $t = t_{tag}$ .

При використанні такого підходу до виміру моментів розпаду  $t_{CP}$  і  $t_{tag}$  для параметра, що характеризує асиметрію розпадів, можна отримати вираз, подібний до (2.130) у розд.2.3.10:

$$a_{f_{J/\psi K_S^0}} = -\eta_{J/\psi K_S^0} \sin 2\beta \cdot \sin [\Delta m_d (t_{CP} - t_{tag})]. \quad (5.4)$$

Таким чином, вимірюючи різницю часу  $\Delta t = t_{CP} - t_{tag}$ , або відстань між двома вершинами, можна отримувати значення для асиметрії  $a_{f_{J/\psi K_S^0}}$  і частоти осциляцій  $\Delta m_d$ , звідки і величину  $\sin 2\beta$ . Слід відмітити одну експериментальну складність, яку потрібно враховувати при плануванні досліджень на  $e^-e^+$ -колайдерах, налаштованих на  $\Upsilon(4S)$ -резонанс. Так яка маса двох  $B$ -мезонів не набагато менше ніж маса  $\Upsilon(4S)$ , то такі мезони народжуються дуже “повільними”, і їхні довжини пробігу складають десятки мікрон, тобто величину порівнянну із просторовою роздільною здатністю сучасних вершинних детекторів. До того ж у розрахунок потрібно включати і визначення положення народження мезонної пари (первинної вершини). Для подолання цієї проблеми  $e^-e^+$ -колайдери працюють у асиметричному режимі: енергія частинок одного із пучків суттєво переважає енергію іншого. В цьому випадку обидва народжених  $B$ -мезони дуже швидко рухаються в одному напрямку в лабораторній системі відліку і різниця у часі визначається виразом:

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{c\beta\gamma} \quad (5.5)$$

де  $\Delta z = z_{CP} - z_{tag}$  – відстань між вершинами розпаду мезонів уздовж осі пучка. До того ж, так як мезони рухаються уздовж однієї прямої, немає необхідності у визначенні місця їхнього народження.

Часо-залежна асиметрія інтенсивності розпадів системи  $B^0 - \bar{B}^0$  може бути виведена з виразу (2.95) у припущенні  $\Delta\Gamma_d \approx 0$  і записана у вигляді:

$$f_{\pm}(\Delta t) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}}}{4\tau_{B^0}} [1 \pm (1 - 2\omega) \sin 2\beta \sin(\Delta m_d \Delta t)]. \quad (5.6)$$

де  $\omega$  – імовірність помилкового визначення аромату тагетованого  $B$ -мезона. Знак “+” (“−”) відповідає розподілу  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ) мезонів (рис.5.5).

Приклад ідентифікації треків і реконструкції кандидатів на розпад  $\bar{B}_d^0$  по двом каналам,  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  і  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ , у експерименті Belle показана на рис.5.6. Якість реконструкції розпадних каскадів для різних мод розпаду  $B_d^0$  мезонів з утворенням  $K_S^0$  або  $K_L^0$  мезонів показана на

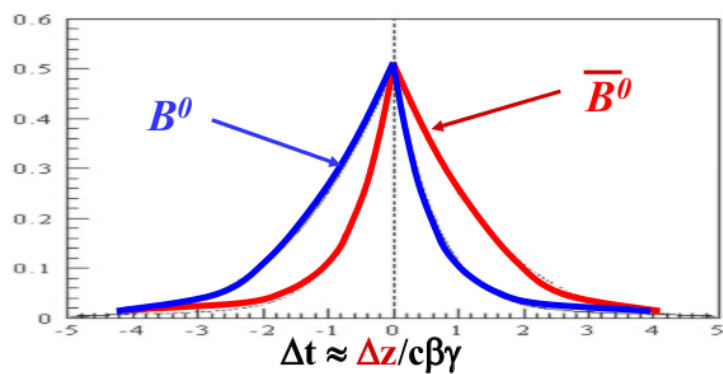


Рис. 5.5: Часо-залежна асиметрія у розпадах  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  мезонів. Різниця у часі  $\Delta t$  визначена у пс.

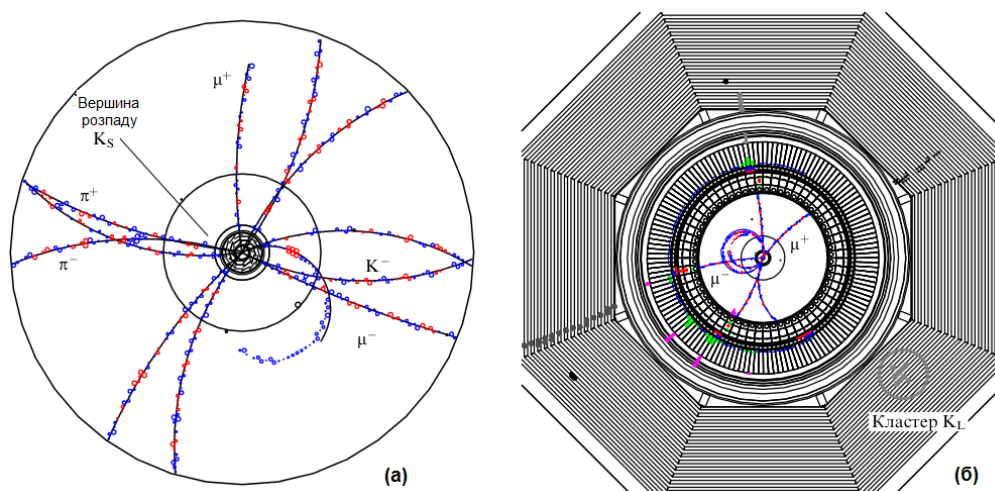


Рис. 5.6: Реконструкція кандидатів на розпади у експерименті Belle: (а)  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ; (б)  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ .

рис. 5.7. Для реконструкції  $K_L^0$  мезона використовувалися виміри енергії ЕМ калориметром і акт реєстрації мюона у KLM (ідентифікація треку, асоційованого з мюоном у CDC). З цих рисунків видно, що значно менший комбінаторний фон при реконструкції  $K_S^0$ -мезонів дозволяє отримати суттєво “чистіший” сигнал для  $B_d^0$  (рис. 5.7а).

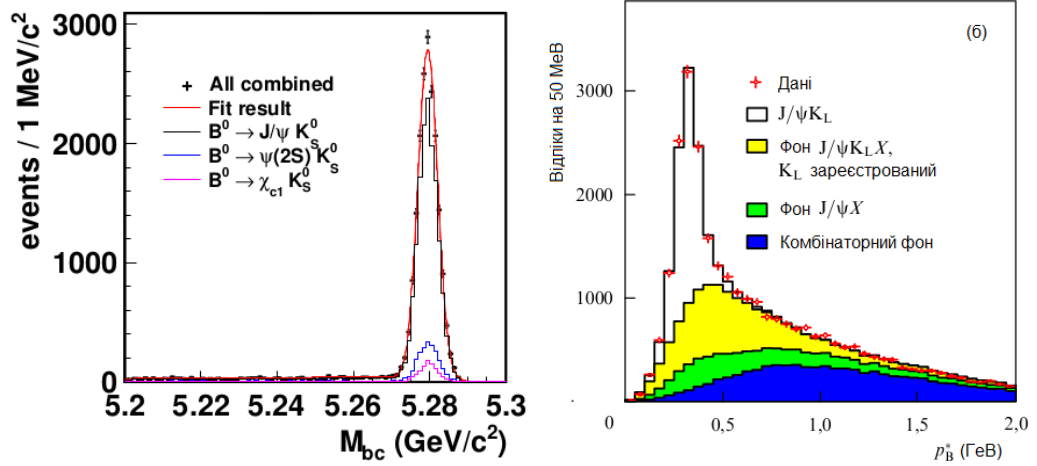


Рис. 5.7: Виділення  $B_d^0$  сигналу в експерименті Belle: (а) Розподіл за масою для трьох мод розпаду  $B_d^0$  з утворенням  $K_S^0$ : окремо і сумарно. Кольорові криві – результат підгонки; (б) Розподіл за імпульсом у СЦМ кандидатів для розпаду  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ .

Кількість зареєстрованих  $B$ -мезонів в залежності від  $\Delta t$  показує помітну асиметрію в обох експериментах: BaBar і Belle (рис. 5.8).

На підставі цих експериментів була отримана оцінка для різниці мас,  $\Delta m_d$ , яка визначає частоту  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -осциляцій:

$$\Delta m_d = 0.508 \pm 0.003(stat) \pm 0.003(syst), \text{ps}^{-1}. \quad (5.7)$$

Цікавим виглядає порівняння результатів вимірів  $\Delta m_d$ , зроблених на  $B$ -фабриках (BaBar, Belle), із попередніми експериментами на LEP II (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) і Tevatron (CDF, D0) станом на 2009 рік (5.9). Можна бачити суттєве переважання у точності методів вимірів  $\Delta m_d$  на  $B$ -фабриках.

Підгонка параметра  $\sin 2\beta$  у розподілі (5.6) з урахуванням розмиття за рахунок скінченної роздільної здатності трекової системи дала наступні результати:

$$\sin 2\beta = 0.697 \pm 0.041(stat) \pm 0.019(syst), \quad (\text{BaBar}) \quad (5.8)$$

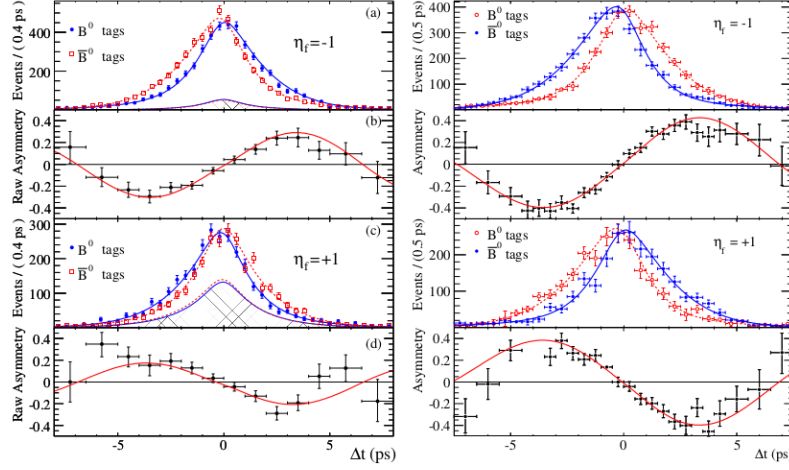


Рис. 5.8: Тагетована часо-залежна асиметрія у вимірах  $\Delta t$  в експериментах ВаБар (лівий стовпчик) і Belle (правий стовпчик). Два верхніх рядка відповідають моді  $J/\psi K_S^0$  ( $\eta_f = -1$ ), два нижніх –  $J/\psi K_L^0$  ( $\eta_f = +1$ ).

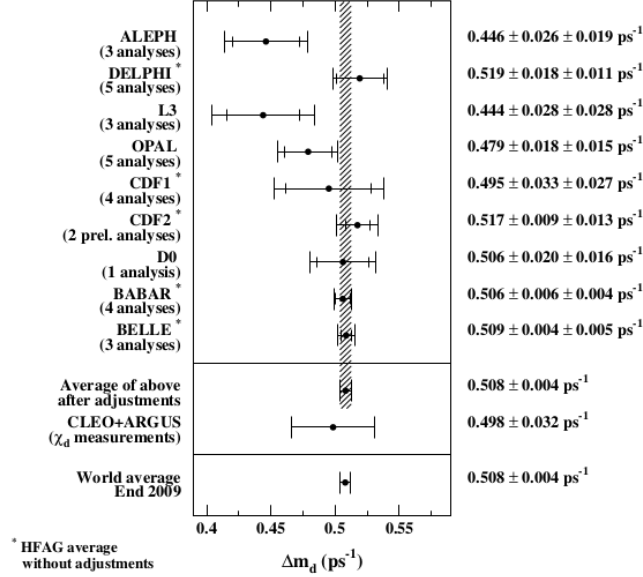


Рис. 5.9: Порівняння світових результатів вимірів  $\Delta m_d$  станом на 2009 рік з оцінкою, зробленою Групою Оцінки Важких Кварків (Heavy Flavor Average Group, HFAG).

i

$$\sin 2\beta = 0.643 \pm 0.038(stat) \pm 0.017(syst). \quad (\text{Belle}) \quad (5.9)$$

Можна бачити, що результати добре узгоджуються між собою. Загальне усереднення по обом експериментам:

$$\sin 2\beta = 0.675 \pm 0.026. \quad (5.10)$$

добре узгоджується із обмеженнями які накладаються на величину  $\sin 2\beta$  в межах Стандартної Моделі (див. трикутник унітарності, рис.2.10).

Окрім “золотої моди” (розпаду  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ), проводилися виміри з іншими каналами, чутливими до  $\sin 2\beta$ , наприклад:

$$B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0, \quad B_d^0 \rightarrow D^{(*)\pm} D^{(*)\mp}. \quad (5.11)$$

В наведених розпадах в повну амплітуду основний внесок дає стовбурова (розд.2.3.10). Однак внесок від пінгвінних процесів вміщує слабку фазу, відмінну від стовбурової, що може вносити додаткові відхилення для амплітуди  $CP$ -порушень (до 10%). На рис.5.10 представлено порівняння оцінених результатів вимірів  $\sin 2\beta$  в 15 модах розпаду  $B^0$ -мезонів (слабкий процес  $b \rightarrow c\bar{c}s$ ). При чому мода  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  розглядається як реперна.

На рис.5.11 представлена підбірка найбільш точних вимірів параметра асиметрії,  $A_{CP}$ , який характеризує пряме порушення  $CP$ -парності, в більш ніж 20 модах розпаду  $B$ -мезонів. Серед них можна виділити у кінцевих станах каонні моди, а також із  $\rho, \omega, f, a_1, b_1$  мезонами.

### 5.3 Фізика с- і b-кварків на HERA

### 5.4 Спектроскопія важких ароматів на Теватроні

На колайдері Теватрон (Tevatron) в лабораторії ім. Фермі (Fermilab) в США поблизу Чикаго на протязі майже 20 років проводилися дослідження по взаємодії пучків протонів і антипротонів. Важливість цих експериментів для фізики високих енергій важко переоцінити, оскільки енергія пучків вперше вийшла на Тера-шкалу (Terascale, 1 Тера-електрон-Вольт =  $10^{12}$  eV). Тут були одержані основні результати по фізиці процесів на цій шкалі енергій, які характеризувались не тільки видатним відкриттям топ-кварків - найважчої елементарної частинки природи, але й в

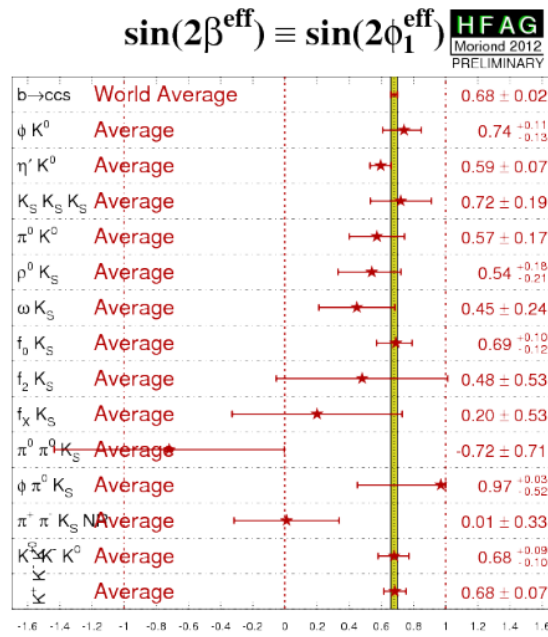


Рис. 5.10: Порівняння оцінених результатів вимірів  $\sin 2\beta$  в різних модах розпаду  $B^0$ -мезонів (слабкий процес  $b \rightarrow c\bar{c}s$ ) станом на 2012 рік з світовою оцінкою для моди  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  (World Average).

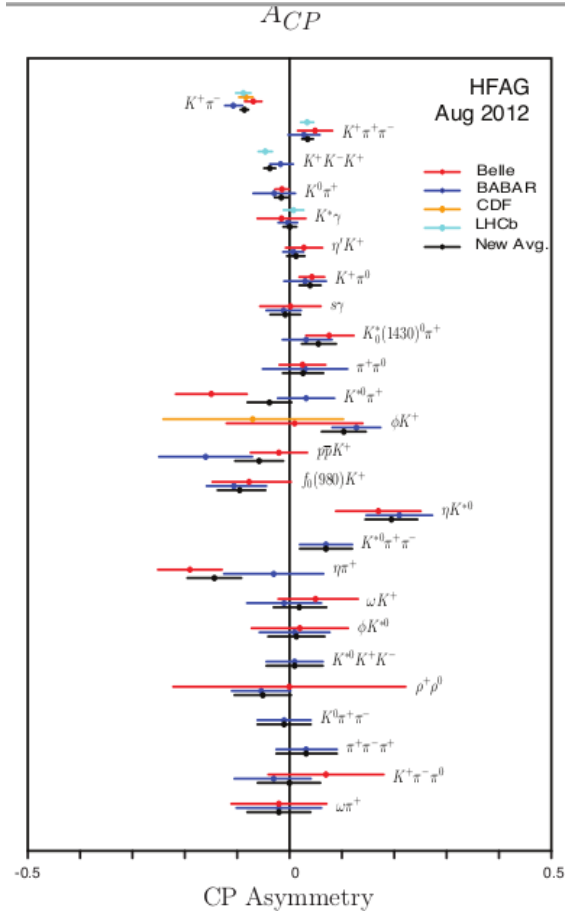


Рис. 5.11: Підбірка найбільш точних вимірів параметра асиметрії,  $A_{CP}$ , в різних модах розпаду  $B$ -мезонів станом на 2012 рік.



#### 5.4. СПЕКТРОСКОПІЯ ВАЖКИХ АРОМАТІВ НА ТЕВАТРОНІ<sup>65</sup>

значній мірі сформували наше нинішнє розуміння Мікросвіту. Фактично Великий Колайдер (ЛНС) в ЦЕРН за перші майже 10 років роботи, аж до нинішнього часу, в значній мірі лише розвиває ці знання без значних принципово нових проривів в фундаментальній фізиці. Оскільки експерименти на ЛНС продукують величезну кількість матеріалів, які поступово затіняють досягнення ери Теватрона, автори постарались висвітлити детальніше головні аспекти саме досліджень на Теватроні, щоб можна було об'єктивно оцінити реальну роль ЛНС і тенденції досліджень із адронними пучками надвисоких енергій.

До основних відкриттів, зроблених на Теватроні слід віднести:

- відкриття  $t$ -кварку і визначення з високою точністю його маси
- виявлення двох різних механізмів утворення  $t$ -кварка: парне і одичне народження
- відкрито п'ять  $B$  баріонів (2 каскадних, 1  $\omega$  і 2  $\Sigma$ - $b$ )
- вперше спостережено  $B_c$  мезон
- відкрито  $\Upsilon(4140)$  із новою кварковою структурою
- вперше спостережено осциляції в  $B_s$ -системі.

Також спостерігали беззаперечні докази порушення симетрії матерія-антиматерії у частинках, що містять  $b$ -кварки, також доведено порушення СР-парності у нейтральних  $B$ -мезонах. Проведено систематичні вимірювання  $b$ -кварку і визначено його властивості, виконано точні вимірювання часу життя чарівних частинок, визначено магнітні моменти частинок, що містять дивні кварки, проведено найточніші вимірювання маси  $W$ -бозону, точно виміряна константа сильної взаємодії та інші параметри, пов'язані з сильною силою, одержано багато інших важливих результатів. Експерименти на Теватроні дали поштовх розвитку багатьох детекторних і комп'ютерних технологій. Революціонізувались прискорювальні технології. Зокрема, це був перший у світі великий синхротрон, побудований по надпровідним технологіям. Тут вперше була використана система електронного 'охолодження' пучків надвисоких енергій. Були використані новітні на той час криогенні система, радіочастотна маніпуляція пучками, найпотужніше джерело антипротонів на інші технічні новації. Було подолано бар'єри для розвитку міжнародної наукової співпраці. І в значній мірі побудова Великого Адронного Колайдера стала

можливою завдяки технологіям, експертизі і розробкам започаткованим на Теватроні.

Теватрон як прискорювач із фіксованою мішенню був завершено ще у 1983 р. Джерело антипротонів було завершено в 1985 році, і перші зіткнення спостерігалися в Теватроні, використовуючи діючі елементи CDF детектора (тоді був на стадії будівництва) у жовтні 1985 року. Строк продуктивної роботи Теватрона можна розділити на два періоди: 1992-1996 (Run I) і 2002-2011 (Run II). У проміжний період була здійснена модернізація прискорювача. Енергія у СЦМ для  $p\bar{p}$  була  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV і  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV відповідно. Там проведено два основні експерименти: CDF і DØ. Для ілюстрації на рис. 5.12 показано зростання набору статистики (світимості) у експерименті DØ протягом періоду Run II. Подібний набір був здійснений і на CDF.

До запуску ЛНС, це був найпотужніший колайдер у Світі. Протони і антипротони утворюються і прискорюються до енергій 980 GeV завдяки послідовності прискорювачів: 1) прискорювач Кокрофта-Волтона (від'ємно заряджені іони водню прискорюються до енергії 750 кеВ); 2) в лінійному прискорювачі відбувається прискорення іонів до 400 MeV; 3) протони інжектуються в синхротрон і прискорюються радіочастотними резонаторами до 8 GeV після обертання в "бустері" 33 мілісекунди. Кількість протонів у банчі сягає  $10^{12}$  штук; 4) Головний інжектор являє собою синхротрон завдовжки 3319 м, що приймає 8 GeV протони з бустера, підвищує енергію протонів до 120 GeV для бомбардування нікелевої мішені з метою отримання антипротонів. Близько мільйону протонів з енергією 120 GeV потрібно для одержання 20 антипротонів з енергією до 8 GeV. Для покращення енергетичної однорідності антипротонного пучку в накопичувачі використовувався метод стохастичного охолодження. З накопичувача антипротони потрапляють назад в головний інжектор, який піднімає енергію до 150 GeV як протонів, так і антипротонів, які рухаються в протилежних напрямках в одному і тому ж тунелі; 5) Кінцевий етап прискорення — Теватрон, з радіусом в 1 км., до якого інжектуються 36 банчів протонів та антипротонів з енергією 150 GeV. Теватрон має радіочастотні резонатори для прискорення протонів та антипротонів до енергії 980 GeV. Використовувалось близько тисячі ніобієво-титанових надпровідних магнітів з магнітним полем 4.2 Т для фокусування протонів та антипротонів на замкнутому шляху. Після досягнення енергії у 980 GeV, пучки фокусуються і перетинаються у двох точках взаємодії — на місці проведення експериментів CDF та DØ. Протони та антипротони перетинаються кожні 396 нс. Навколо точок взаємодії побудовані відповідні великі детекторні системи, що мають багато спільного, але й мають

#### 5.4. СПЕКТРОСКОПІЯ ВАЖКИХ АРОМАТІВ НА ТЕВАТРОНІ67

деякі відмінності в трековій і калориметричній системі.

Для прикладу, основні характеристики DØ

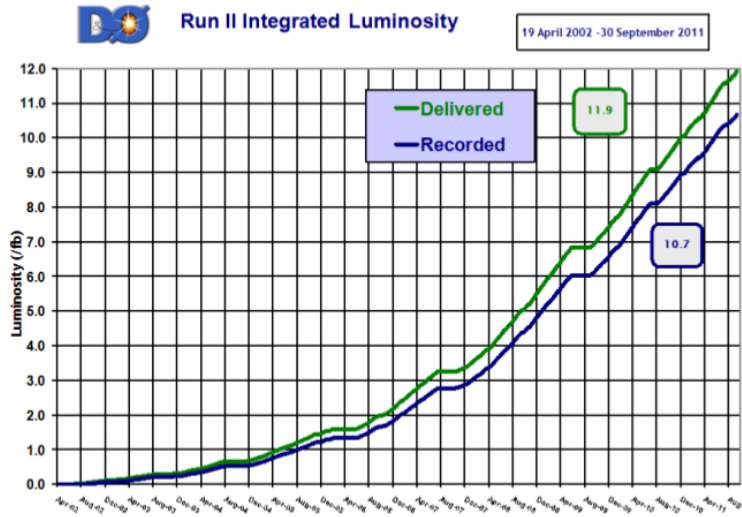


Рис. 5.12: Інтегральна світимість в експерименті DØ.

##### 5.4.1 Експериментальні установки DØ та CDF

Загальний вигляд детектора і вигляд внутрішньої частини у експерименті DØ представлений на рис.5.13.

Центральна трекова система із кремнієвого мікро-смушкового трекера (SMT) і трекера із сцинтиляційних волокон (CFT) знаходилася у магнітному полі 2 Тл. Використання SMT і CFT у безпосередній близькості до осі пучка (зовнішній радіус берилієвої труби – 1.5 см) дозволяло прецизійно визначати положення первинної (PV) і вторинних вершин (SV), асоційованих із розпадами  $B$ -мезонів; прицільних параметрів треків заряджених частинок (IP), і поперечних моментів,  $p_T$ . Трекер SMT складався із бочкових модулів, що перетиналися із  $F$ -дисками у центральній частині, і  $H$ -дисками великого діаметру – у передній частині. Трекер CFT складався із 8 шарів сцинтиляційних волокон діаметром 0.835 мм кожний. Довжина внутрішніх шарів була 1.66 м, зовнішніх – 2.52 м. Загалом CFT забезпечував покриття по куту  $|\eta| \lesssim 1.7$ . Перед-зливні детектори, розташовані між соленоїдом і центральним калориметром, використовувалися для покращення ідентифікації електронів і фотонів. Калориметрична система складалася із Центрального (CC) і Кінцевих

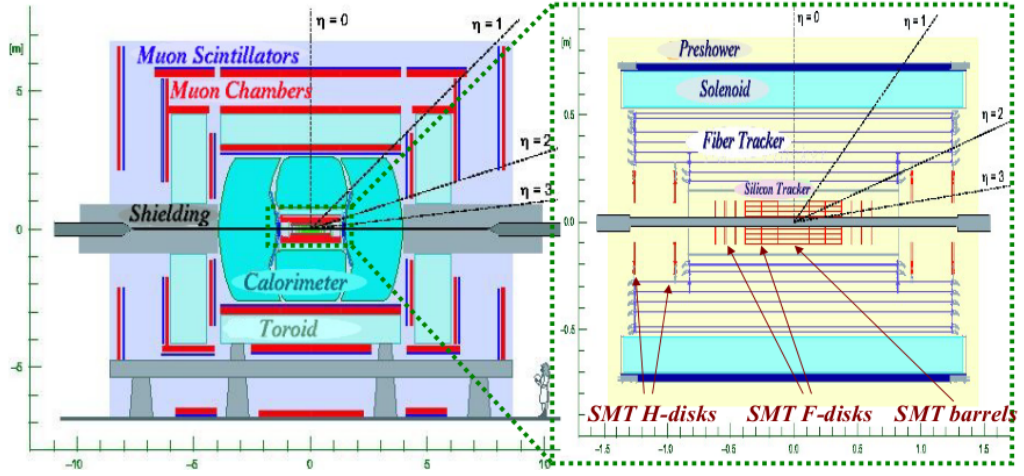


Рис. 5.13: Загальний вигляд детектора і вигляд внутрішньої частини у експерименті DØ.

Калориметрів (ЕС). Кожна з цих частин поділялася на 3 складові: електромагнітну (ЕМ), тонку адронну (ФН) і зовнішню адронну (СН). В якості поглиначів використовувалися уранові і мідні пластини. Простір між пластинами був заповнений зрідженим аргоном (LAr). Радіаційна товщина ЕМ частини складала  $20.5X_0$ , для адронних частин:  $6.93\lambda_0$  для  $\theta = 90^\circ$  і  $8.9\lambda_0$  для  $\theta = 11^\circ$ . Загалом калориметр покривав кути  $|\eta| \lesssim 4.4$ . Енергетична роздільна здатність складала для ЕМ:

$$\sigma_{EM} = 0.003 \oplus \frac{0.13}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.42}{E}, \quad (5.12)$$

і адронів:

$$\sigma_{had} = 0.04 \oplus \frac{0.48}{\sqrt{E}} \oplus \frac{2.0}{E}, \quad (5.13)$$

де енергія  $E$  задається у GeV.

Центральний і передній мюонні спектрометри оточували калориметри і склалися з 3-х шарів дрейфових трубок (PDT) і сцинтиляційних тригерних лічильників. Мюонні детектори розташовувалися у магнітному полі 1.8 Тл, що забезпечувало самостійне визначення моментів для мюонів і їхню селекцію від  $K/\pi$ . Мюонна система розділялася на дві частини: центральну, яка покривала кути  $|\eta| \lesssim 1$  і передню, яка дозволяла розширити інтервал кутів до  $|\eta| \approx 2$ .

#### 5.4. СПЕКТРОСКОПІЯ ВАЖКИХ АРОМАТІВ НА ТЕВАТРОНІ<sup>69</sup>

Загальний вигляд детектора CDF (Collider Detector at Fermilab) представлений на рис.5.14. Місце його розташування – точка В0 кільця Tevatron. Детектор CDF вміщував три окремі трекові системи на основі кремнієвих мікро-смушкових детекторів, розташовані впритул до вакуумної труби прискорювача. Найближче до осі – Шар 00 (L00), який був оточений Кремнієвим Вершинним Детектором (SVX). Зовні знаходився Проміжний Кремнієвий Шар (ISL). Шар L00 (радіуси 1.35 і 1.62 см), змонтований безпосередньо на трубі, мав одностороннє розташування смужок, був достатньо стійкий до високих радіаційних навантажень, і відігравав важливу роль у прецизійному визначенні параметрів вершин. SVX, головний кремнієвий трекер з двостороннім покриттям, складався із 5 циліндрів (радіуси від 2.54 до 10.10 см, довжина – 29 см). Для параметрів

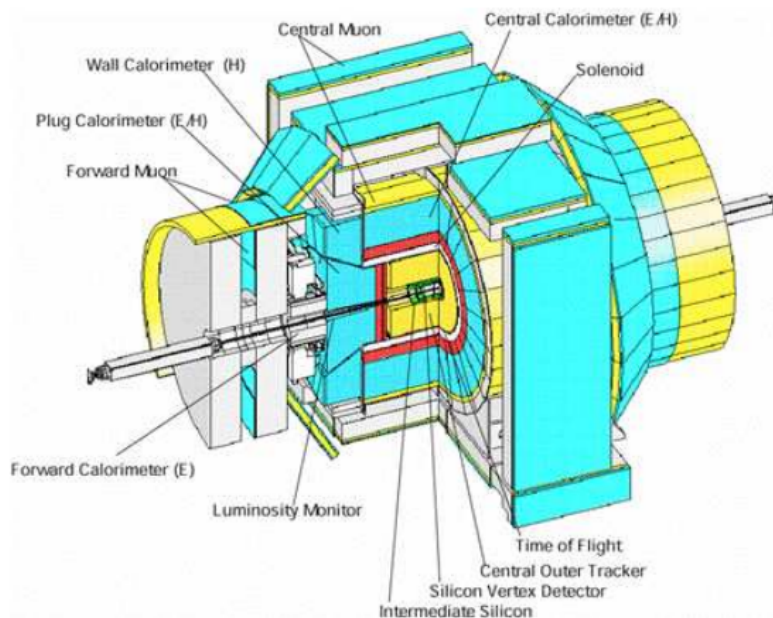


Рис. 5.14: Загальний вигляд детектора у експерименті CDF.

треків заряджених частинок використовувався Центральний Зовнішній Трекер (COT), дрейфова камера з відкритими комірками, який складався із 8 супершарів (почергово стерео і аксіальних). Внутрішній радіус – 40 см, зовнішній – 138 см. Уся трекова система була розташована всередині соленоїда, який утворював магнітне поле 1.5 Тл. Між COT-трекером і соленоїдом був розташований шар часо-прольотної системи (TOF). TOF являла собою циліндр з радіусом 138 см, складений із сцинтиляційних трубок квадратного перерізу  $4 \times 4 \text{ см}^2$  довжиною 300 см, що покривав

інтервал кутів  $|\eta| < 1.0$ . Визначення часу прольоту від вершини до шару TOF дозволяло проводити ідентифікацію типу частинок. Особливо вона була ефективна для дискримінації каонів і піонів з малими імпульсами. Калориметрична система також складалася із 5 окремих сцинтиляторних частин: ЕМ і адронних калориметрів, які загалом покривали кути  $|\eta| < 3.6$ : Центральний ЕМ (СЕМ), Центральний Адронний (СНА), Стінний Адронний (WHA), Штекерний ЕМ (РЕМ), Штекерний Адронний (РНА). Кожна складова калориметра мала сендвіч-структуру: чередування шарів полістиролового сцинтилятора і поглинача: Рb для ЕМ і Fe – для Адронної). Відмітимо, що калориметри оточували магнітну систему із-зовні, однак штекерна частина частково заходила у середині котушки соленоїда на торцях.

Мюонна система складалася як з шарів дрейфових камер, так і шарів сцинтиляційних лічильників. Загалом, вона покривала кути  $|\eta| < 1.5$ . Дрейфові мюонні камери діяли подібно до COT. Безпосередньо зовні центрального калориметра розташовувалася Центральна Мюонна Камера (СМУ), яка детектувала мюони з  $p_T > 1.4$  GeV. За нею був розташований шар заліза товщиною 60 см і Центральна Мюонна Модернізована Камера (СМР), до якої долітали мюони з  $p_T > 2.0$  GeV. Разом камери СМУ і СМР покривали тільки центральні кути,  $|\eta| < 0.6$ . Доповненням до них була Центральна Мюонна Розширена Камера (СМХ) аروحного типу,  $0.6 < |\eta| < 1.0$  і Бочкова Мюонна Камера (ВМУ),  $1.0 < |\eta| < 1.5$ . Мюонні сцинтилятори були розташовані зовні відповідних камер: CSP над СМР, CSX над СМХ, і BSU над ВМУ. Недоліком сцинтиляційної частини була погана позиційна чутливість, але вона давала швидкий відгук і таким чином забезпечувала інформацією про час проходження мюона, що особливо було важливо для on-line відбору подій із мюонами.

Кількість  $p\bar{p}$  взаємодій визначалася за допомогою системи Черенковських Лічильників Світимості (CLC). CLC лічильники розташовувалися з обох боків: були вставлені всередину Штекерних Калориметрів, що дозволяло покривати кути  $3.7 < |\eta| < 4.7$ . Вони являли собою збірку із 3-х концентричних шарів: по 16 лічильників у кожному. Кожний лічильник – довга газонаповнена трубка (від 110 до 180 см), приєднана до фотопомножувача.

#### 5.4.2 Фізика важких кварків на Теватроні

Загальновідомо, що експериментально можна спостерігати адрони, а не кварки. Найважчий  $t$ -кварк настільки масивний, що розпадається на ча-

#### 5.4. СПЕКТРОСКОПІЯ ВАЖКИХ АРОМАТІВ НА ТЕВАТРОНІ 71

сові шкали, швидше, ніж відбувається типова адронізація в часі інших кварків. Тому  $c$  та  $b$ -кварки є найбільш масивними кварками, які можуть містити спостережувані частинки, і їх називають адронами із "важкими ароматами". Їх велика маса часто дозволяє робити порівняно точні теоретичні передбачення із використання різних методів КХД. При цьому багато чого можна дізнатися про сильні і слабкі взаємодії та матриці СКМ. Слід зазначити, що згалом народження важких ароматичних адронів перевіряє теорію КХД, тоді як спектроскопія вивчає взаємодію та динаміку кварків всередині адронів.

Спектроскопія важких ароматів дає можливість перевірити теорію КХД-станів в найпростішій системі. Таким чином, адрон з важкими кварками можна вважати подібним до атома водню в КХД, а  $b$ -адрони містять найважчі кварки у зв'язаних системах. У рамках Ефективної Теорії Важких Кварків (HQET),  $b$ -адрон можна описати важким  $b$ -кварком, аналогічним ядру атома з легшими кварками  $u$ ,  $d$  або  $s$ , що обертаються навколо ядра, подібного до електронів атома. Дослідження цих станів є дуже чутливим тестом потенційних моделей HQET і взагалі КХД. Теватрон має можливість створювати важчі стани, недоступні для  $B$ -фабрик, що працюють на резонансі  $\Upsilon(4S)$

Теватрон був багатим джерелом  $b$ -адронів з поперечним перерізом на чотири порядки більше, ніж на  $B$ -фабриках, які працюють на резонансі  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ , при розпаді якого утворюються лише мезони  $B^0$  та  $B^\pm$ . Після припинення діяльності електрон-позитронного колайдера LEP, більше десятиліття Теватрон був унікальним джерелом для всіх інших більш важких  $b$ -адронів, таких як  $B_s^0$ ,  $B_c^+$ ,  $b$ -баріонів, і всіх їх збуджених станів. Тоді як поперечний переріз для адронних взаємодій на Теватроні становить близько 50 мб для утворення  $b$  і  $s$  кварків в центральній області, де експерименти мають чутливість, це становить лише близько 10 мкб. Є два фактори, які роблять можливим виділити сигнал від кварків, не дивлячись на такий величезний фон. По-перше, це тривалий час життя  $b$ -адронів, який сягає  $\approx 1.5$  пікосекунд. За такий час вони відлітають на помітні відстані і тому вторинні вершини від їх розпаду знаходяться на відстанях сотен микрон і навіть сягають кількох міліметрів. Це дозволяє за допомогою вершинного детектора відділити треки з первинної вершини, які створюють основний комбінаторний фон. По-друге,  $b$ -адрони мають коефіцієнт напівлептонного розгалуження, який становить близько 10%, тоді як при швидкому розпаді легких адронів рідко народжуються лептони. Ситуація з чарівними частинками складніша. Співвідношення часу життя та напівлептонного розгалуження  $D^+$  мезонів аналогічно співвідношенню для  $b$ -адронів. Однак  $D^0$  і  $D_s^+$

мезони мають велику кількість мод розпаду, що значно змуншує їх час життя і до того, напівлептонічні коефіцієнти розгалуження значно менші. Наріжним каменем  $b$ -фізики в експериментах з адронним колайдером є відносно великий коефіцієнт розгалуження, приблизно 1%, для процесів  $B \rightarrow J/\psi X$  або  $\psi' X$  з подальшим розпадом  $\phi$ -мезона на  $\mu^+ \mu^-$  або  $e^+ e^-$ . У той час як частка розгалуження по каналам  $B \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  становить лише  $6 \cdot 10^{-4}$ , і тому ці розпади є багатим джерелом інформації про переходи  $b \rightarrow c \bar{c} s$ .

При тій величезній інтенсивності взаємодій пучків, аналіз важких ароматів зазвичай вимагає чіткої роботи детектора у трьох аспектах експериментів: тригерування, реконструкція та тагування ароматів (тобто, виділення подій, в яких присутній заданий аромат). Важкі кварки утворюються в адронних колайдерах переважно під малим полярним кутом  $\theta$  (щодо осі пучка) та при великих абсолютних значеннях псевдошвидкості  $\eta$ . В обох експериментах використовували мюони від  $b \rightarrow \mu$  та  $b \rightarrow c \rightarrow \mu$  для тригерування. DØ мав аксептанс 1 для псевдошвидкості  $|\eta| < 2$ , що вдвічі більше як в CDF. Тому детектор DØ мав чітку перевагу для тригерування і дослідження інклюзивних мюонних і ди-мюонних подій. В той же час, маючи менше матеріалу перед мюонними камерами, CDF-детектор дозволяв вивчати ди-мюони з меншими імпульсами. Детектор DØ був оптимізований для відмінної ідентифікації електронів і мюонів, доброго вимірювання партонних струменів при великих поперечних імпульсах  $p_T$  завдяки високій грануляції калориметра з дуже високою енергетичною роздільною здатністю та добре контролюваною мірою відсутньої поперечної енергії, тобто, енергії, яку виносили незареєстровані нейтрино із розпадів.

Коли почалося планування Теватрона,  $b$ -кварк був виявлений лише нещодавно. Вимірювання перерізів  $b$ -кварків та повна реконструкція декількох розпадів  $B$ -мезонів вважалися великим досягненням. Згальноприйнятою була думка, що  $b$ -фізику не можна робити в умовах інтенсивних зіткнень адронів. Але на практиці CDF і DØ пробивались через ці труднощі і робили провідні у світі вимірювання, часто дивуючи своїх конкурентів із LEP. Вдосконалення технології та підвищення освітленості, у поєднанні з винахідливістю фізиків, призвели до вибуху результатів по важким ароматам, включаючи відкриття змішування  $B_s$  та відкриття нових баріонів, провідних у світі вимірювань порушення CP-парності та властивостей  $b$ -адронів, та точність результатів по їх утворенню, а також спектроскопії важких кварків та кварконіїв. Колаборації обрали різні стратегії дослідження  $b$ -кварк: CDF обрав для вимірювання диференціальних спектрів  $b$ -адронів в кінцевому стані, в той час як DØ



#### 5.4. СПЕКТРОСКОПІЯ ВАЖКИХ АРОМАТІВ НА ТЕВАТРОНІ 73

зосередився на вимірюванні адронних  $b$ -струменів. Приклад виміряних перерізів наведено на рис. 5.15.

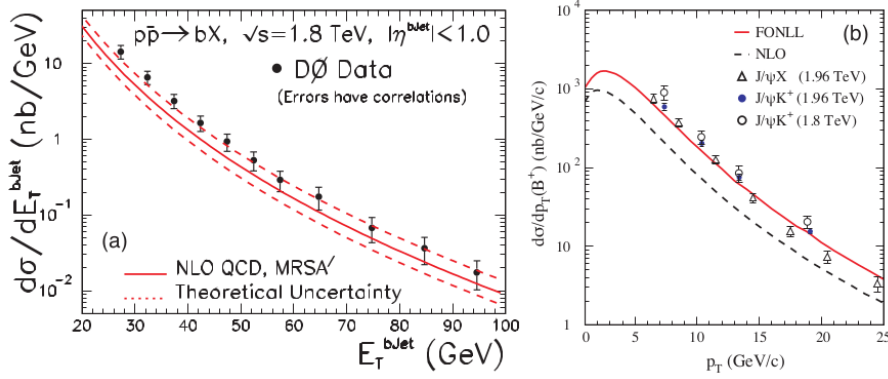


Рис. 5.15: Виміряні перерізи утворення  $b$ -кварків в експериментах D0 (a) та CDF (b).

Приклад спектрів мас наведено на рис. 5.16.

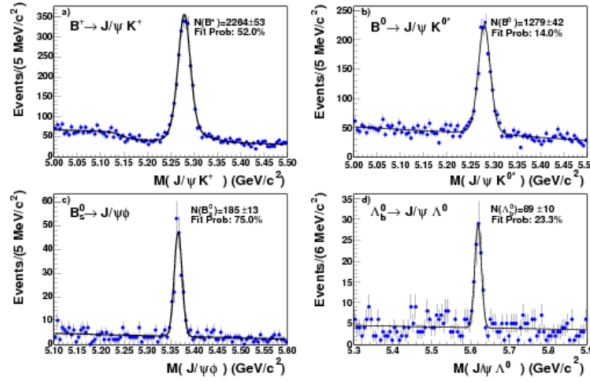


Рис. 5.16: Спектри інваріантних мас  $B$ -мезонів та  $\Lambda_{b,c}$ -баріонів в експериментах D0 (a) та CDF (b).

#### 5.4.3 Особливості вимірів $CP$ -порушень на Tevatron

Відомо, що рівень СМ порушення  $CP$  недостатній для пояснення нинішньої асиметрії у Всесвіті матерії відносно антиматерії. Тому ведуться

постійні пошуки додаткові джерела порушення  $CP$ -парності в фізиці поза стандартною моделлю. Змішування і осциляції в нейтральних системах важких мезонів і є ще одним способом перевірки порушення  $CP$ -парності і дозволяє одержати обмеження на величини елементи матриці СКМ.

На відміну від асиметричних пучків на  $B$ -фабриках, у колайдерних експериментах на Tevatron використовувалися симетричні пучки. Тобто СЦМ взаємодіючих протонів не рухалася по відношенню до лабораторної системи. Це накладало додаткові вимоги на визначення часу  $\Delta t$  між розпадами обох  $B$ -мезонів.

Інша важлива особливість експериментів CDF і DØ полягала у тому, що при енергіях близько до 2 TeV виділяється значна енергія, що веде до утворення великої кількості адронів (значно більше ніж у реакціях  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$  на  $B$ -фабриках). Це веде як до зростання комбінаторного фону, так і до погіршення роздільної здатності трекерів.

До переваг експериментів CDF і DØ можна віднести можливість досліджувати ефекти прямого і непрямого  $CP$ -порушення для усіх типів нейтральних і заряджених мезонів, у тому числі і осциляції  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  мезонів. Схематичне зображення ідеї "тагетування" (tagging)  $B_s$  мезонів в експериментах на Tevatron показано на рис.5.17.

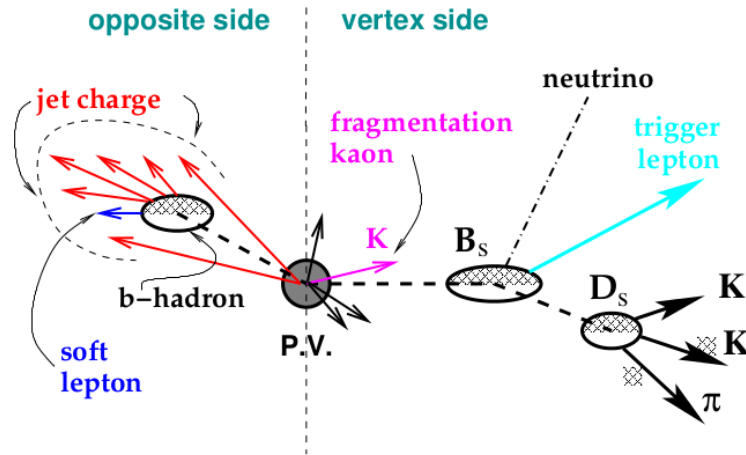


Рис. 5.17: Схематичне зображення ідеї "тагетування"  $B_s$  мезонів в експерименті DØ.

Приклад виділення кандидата на розпад  $\bar{B}_s^0 \rightarrow B_s^0 \rightarrow \nu \mu^+ D_s^-$ ,  $D_s^- \rightarrow \pi^- \phi$ ,  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  у трековому детекторі показано на рис.5.18.



#### 5.4.4

### 5.5 Фізика важких кварків і лептонів на LHC

У 2012 році на Великому адронному колайдері в ЦЕРНі було зроблено вражаюче відкриття бозону Хіггса масою 125 Гев. Але після цього, на жаль, через після двох великих періодів вимірювань run1 і run2 на колайдері LHC, ми не можемо сказати, що до цього часу було виявлено якусь Нову Фізiku. Відкриття бозона Хіггса на LHC повторює те, що сталося з відкриттям топ-кварка на Tevatron: збулося ще одне підтвердження Стандартної моделі, але не відкриті нові явища, які б символізували прямий перехід до Нової Фізики. Це розчарувало багатьох дослідників, які покладали великі сподівання на прориви після виходу на нову енергетичну більшу 10 Тев. Схоже, що енергетична шкала Нова фізики вища, ніж очікувалося. І все ж не можна заперечувати, що Великий Адронний Колайдер робить значний вклад в сучасну фізику в рамках Стандартної моделі. Особливо велику роль в фізиці ароматів відіграє експеримент LHCb, структура детектора якого (фактично це спектрометр своєрідної В-фабрики) розрахована в першу чергу на спектрометрію елементарних частинок, яка в значній мірі відноситься до фізики важких ароматів. Інші експерименти, такі як CMS і ATLAS не розроблялись з урахуванням фізики ароматів, але вони мають ряд якостей, які дозволяють також робити внесок в цю фізику. Зокрема, мова йде велике покриття по куту детектування, трекова система з високою просторовою і імпульсною роздільною здатністю, висока інтегральна світимість ( в якій, наприклад в CMS, для набору даних В-фізики виділено 15% тригерованих подій і вони мають потужні магнітні поля для аналізу подій.



## Розділ 6

### Новітні дослідження. Пошуки Нової Фізики (НФ)

- 6.1 Belle II та HL-LHC: початок ери надточних вимірювань
- 6.2 Пошуки НФ в с-кваркових структурах
- 6.3 Пошуки НФ в b-кваркових структурах
- 6.4 Порушення закону збереження лептонного числа (LFV)
- 6.5 Тестування СКМ унітарності
- 6.6 Процеси із  $\tau$ -лептонами
- 6.7 Спектроскопія адронів і пошуки екзотичних кваркових станів]
- 6.8 t-кварки в фізиці важких ароматів
- 6.9 Аномалія  $R(D)$ ,  $R(D^*)$  і пошуки заряджених бозонів Хіггса  $H^\pm$
- 6.10 Нейтринний сектор досліджень
  - 6.10.1 Осциляції ароматів нейтрино у вакуумі та в

# Бібліографія

- [1] Бельков А.А. Прямое  $CP$ -нарушение в распадах каонов:  $\epsilon/\epsilon'$  пять лет спустя // ЭЧАЯ, 2005, 36, В.3. – с.509-581.
- [2] Бондарь А.Е., Пахлов П.Н., Полуэктов А.О. Наблюдение  $CP$ -нарушения в распадах  $B$ -мезонов // УФН, 2007, 177, В.7. – с.697-720.
- [3] Голутвин А.И., Данилов М.В., Зайцев Ю.М. Осцилляции  $B$ -мезонов // УФН, 1989, 157, В.3. – с.369-388.
- [4] Кекелидзе В.Д. Физика каонов в эксперименте NA48 // ЭЧАЯ, 2002, 33, В.3. – с.626-640.
- [5] Кекелидзе В.Д., Мадигожин Д.Т. О наблюдении прямого нарушения  $CP$ -симметрии в распадах нейтральных каонов // ЭЧАЯ, 2007, 38, В.5. – с.1163-1211.
- [6] Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн.2. Глава XX. Странные частицы / 5-е изд. – М.:Энергоатомиздат, 1993. – 408 с.
- [7] Окунь Л.Б. Лептоны и кварки / 2-е изд. – М.:Наука, 1990. – 346 с.
- [8] Abulencia A. et al. CDF Coll. Observation of  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  Oscillations // arXiv:hep-ex/0609040v1 22 sep 2006.
- [9] Aaij R. et al. LHCb Coll. Observation of  $D^0 - \bar{D}^0$  oscillations // arXiv:1211.1230v2 [hep-ex] 6 Mar 2013.
- [10] Abazov V.M. et al. DØ Coll.Measurement of the  $CP$ -violating phase  $\phi_s^{J/\psi\phi}$  using the flavor-tagged decay  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  8 fb $^{-1}$  of  $p\bar{p}$  collisions // PRD, 2012, 85, p.032006; arXiv:1109.3166.
- [11] Bilenky S.M.  $CP$  violation and unitary triangle test of the Standart Model // ЭЧАЯ, 2008, 39, В.5. – с.1245-1307.

- [12] The BABAR Physics Book: Physics at an Asymmetric B Factory. – SLAC-R-504, 1998. – 1088 p.
- [13] The Physics of the  $B$  Factories. / Ed. A.J. Bevan, B. Golob, Th. Mannel, S. Prell, and B.D. Yabsley // Eur. Phys. J. C74 (2014) 3026, SLAC-PUB-15968, KEK Preprint 2014-3. – 928 p.