
СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ "СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ"
ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ
КАТЕДРА "АТОМНА ФИЗИКА"

Милена Христова Мишева

Изучаване на редкия каонен процес $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 e^{+} e^{-}$

Специалност 010305 "Физика на елементарните частици и
високите енергии"

Дисертация за присъждане на образователна и научна степен
"доктор"

Научен Ръководител: проф. дфзн Л. Литов

Научен Консултант: проф. дфзн В. Кекелидзе

Научен Консултант: проф. дфзн Д. Мадигожин

София, 2025г.

Съдържание

1	Въведение	1
2	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процеси	4
2.1	Приноси в амплитудата на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	4
2.1.1	Вътрешно спирачно лъчение	5
2.1.2	Директно излъчване	6
2.1.3	Интерференция	6
2.2	Диференциална ширина на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	7
2.3	Различни подходи за пресмятане на диференциалната ширина на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	10
2.3.1	Система на покой на заредения каон	10
2.3.2	Система на покой на дилептонната двойка	12
2.3.3	Проверка на резултатите между различните подходи за пресмятане на $d\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$	13
3	Експериментът NA48/2	15
3.1	Координатна система	17
3.2	Формиране на заредени каонни снопове	17
3.3	Спектрометър на каонния сноп	20
3.4	Разпаден обем	22
3.4.1	Общи характеристики на разпадния обем	22
3.4.2	Магнитно поле в разпадния обем	23
3.5	Централна детекторна система	24
3.5.1	Сцинтилационни вето детектори	24
3.5.2	Магнитен спектрометър	25
3.5.2.1	Диполен магнит	25
3.5.2.2	Дрейфови камери	26
3.5.3	Сцинтилационен ходоскоп	29
3.5.4	Електромагнитен калориметър	31
3.5.5	Неутрален ходоскоп	35
3.5.6	Адронен калориметър	35

СЪДЪРЖАНИЕ

3.5.7	Мюонен детектор	36
3.5.8	Мониторинг на положението на заредените снопове	37
4	Системи за филтриране на събития и събиране на данни	39
4.1	Периоди на набиране на данни	39
4.2	Тригерна система	40
4.2.1	Тригерна система от първо ниво	41
4.2.2	Тригерна система от второ ниво	45
4.2.3	Тригерен супервайзор	47
4.2.4	Тригерни думи за данните набрани през 2003-2004г. Принцип на фил- триране на каонните разпади в тригерната система.	48
4.3	Система за събиране на данни	50
4.3.1	Тригер от трето ниво	51
4.3.2	Редуциране на първичните данни	51
5	Стратегия за измерване на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$. CP и P асиметрии	53
5.1	Принцип за анализиране на данните и измерване на относителната вероят- ност на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	53
5.2	CP- и P-асиметрии	54
5.2.1	CP асиметрии	54
5.2.2	P асиметрии	55
6	Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.	57
6.1	Обща реконструкция на събитията в NA48/2	57
6.1.1	Реконструкция на следите и върховете на разпадане	57
6.1.2	Реконструкция на електромагнитните лавини	59
6.2	Предварителни критерии на отбор	60
6.3	Качество на данните	61
6.4	Корекции	61
6.4.1	DCH алфа-бета корекции	62
6.4.1.1	Неправилно калибриране на магнитното поле	63
6.4.1.2	Отместване на дрейфовите камери разположени след дипол- ния магнит	63
6.4.2	Нелинеен отклик на LKг	64
6.4.3	Геометрия на LKг клетките	64
6.5	Общи критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$	66
6.5.1	Следи и върхове на разпадане	67
6.5.2	Следи в сцинтилационния ходоскоп	67
6.5.3	Фотонни кандидати	67
6.5.4	Реконструиране на масите на $K^\pm$ и π^0 мезоните	68
6.6	Специфични критерии за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$	71

6.7	Специфични критерии за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$	73
7	Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$	75
7.1	Моделиране на заредени каонни снопове	75
7.2	Моделиране на каонен разпад	76
7.2.1	Вероятност за разпадане и разпаден обем	76
7.2.2	Генератор на събития на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	77
7.3	Разпадания на π^0	77
7.4	Моделиране на детекторния отклик	78
7.5	Корекции и формат за четене на моделираните събития	79
7.6	Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	80
7.7	Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$	83
7.8	Разделителна способност на реконструираните маси на π^0 и $K^\pm$ мезони	85
8	Източници на фон и тригерна ефективност	87
8.1	Оценка на фонові събития	87
8.1.1	Източници на фон за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	87
8.1.2	Източници на фон за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$	89
8.2	Измерване на тригерната ефективност	91
8.2.1	Избор на тригерните условия за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$. . .	91
8.2.2	Измерване на тригерната ефективност на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. .	94
8.2.3	Измерване на тригерна ефективност на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$	97
9	Резултати и заключения	99
9.1	Относителна вероятност на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	99
9.1.1	Оценка на систематичните неопределености	99
9.1.2	Измерване на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$	104
9.2	Анализ на кинематичното пространство на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. Определяне на теглата на относителните приноси DE/IB и Int/IB.	106
9.3	Определяне на CP- и P-асиметрии	112
9.4	Заключения	115
	Научни приноси	116
	Статии и доклади свързани с дисертацията	117
	Благодарности	118
	Литература	120
	Приложение	126
	Списък на фигурите	133

СЪДЪРЖАНИЕ

Списък на таблиците

139

Глава 1

Въведение

Каонните процеси на разпадане могат да се групират най-общо в три категории: процеси, при които доминира физиката на “къси” разстояния като $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$ [1, 2]; процеси, при които приносът от взаимодействия на “къси” разстояния е съизмерим с приноса на взаимодействия на “дълги” разстояния като $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ [3] и процеси, при които физиката на “дълги” разстояния е доминираща като $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ [4]. В продължение на много години разпаданията от последната категория представляват много добър инструмент за изучаване на нискоенергетичната структура на Квантовата Хромодинамика. Например, амплитудата на разпадане на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ разпадите се състои от два механизма (приноса): вътрешно спирачно лъчение (Inner Bremsstrahlung, IB), предсказан и акуратно описан от Квантовата Електродинамика, и директно излъчване (Direct Emission, DE). Доминиращият принос се дължи на IB и според теоремата на Low [5] е асоцииран с процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, докато за теоретичните пресмятания на DE механизма е използвана Киралната теория на пертурбациите (ChPT)[6, 7]. Характерно за директното излъчване е, че може да се прояви както от електричен преход, така и от магнитен преход. Въпреки, че $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ е потиснат процес, поради правилото $\Delta I = 1/2$, приносът на вътрешно спирачно лъчение е много по-голям спрямо DE.

За процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ са приети две променливи, чрез които да се изследват и измерят различните приноси [4, 8, 9, 10]: T_c^* – кинетичната енергия на електрически зарядения пион в система на покой на К-мезона и $W^2 = \frac{(p_1 q)(p_K q)}{m^2 m_K^2}$ – Лоренц инвариантна променлива, където p_1, p_K и q са 4-импулсите на $\pi^\pm, K^\pm$ и γ -кванта, а m и m_K са съответно масите на зарядения пион и зарядения каон. Зависимостта на ширината на разпадане от T_c^* и W^2 дава възможност да се определят кинематичните области, в които IB и DE се отличават в приноса им към пълния процес на разпадане. За DE приноса в амплитудата на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ е характерно, че е по-ясно проявен за високоенергетични фотони летящи под голям ъгъл спрямо него и пионите. Правилното намиране на интерференцията между IB и DE е от особено важно значение, понеже DE приносът е почти с два порядъка по-малък от IB. Провеждайки прецизен анализ на плота на Далиц получен в

термини на (T_c^*, W^2) определени в системата на покой на К-мезона, NA48/2 Колаборацията е измерила електричната интерференция между IB и DE [4]. За първи път е установено експериментално, че е с ненулева стойност. Друг интересен резултат от авторите на [4] е, че основният принос в DE, идващ от магнитната компонента, е по-голям с повече от един порядък в сравнение с електричната компонента.

$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^* \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ е процес, при който също доминира физиката на дълги разстояния и е много близък до $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ разпадите от гледна точка на теоретично описание и пресмятания, но с тази разлика, че наличието на виртуален фотон в крайно състояние дава възможност да се изследват допълнителни кинематични области при извличането на DE приноса, които ги няма при нелептонния радиационен канал на разпадане. IB и DE приносите в амплитудата на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ са изучени в значителни подробности в [11], където са изложени и числени предсказания за големината на IB и магнитната компонента на DE използвайки произволни кинематични променливи при пресмятанията. Идентифицирането на областите, където се проявяват различните приноси и съответно възможност за тяхното определяне е получено след подробен анализ на кинематичното пространство със същите променливи използвани и в изучаването на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ разпадите от авторите на [12]. Изследването на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ могат да потвърдят и евентуално подобрят точността на измерване на електричната интерференция между IB и DE приносите, но също така представляват възможност за определянето на интерференцията между IB и магнитната компонента на DE, която е характерна само за тях. Това от своя страна означава измерване на пълния DE принос и свързаните с него нискоенергетични константи на взаимодействие в ChPT [12, 13].

В настоящата дисертация са представени резултатите от изследването на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, които за първи път са наблюдавани от NA48/2 експеримента в Европейската Организация за Ядрени Изследвания (ЦЕРН). Изведена е диференциалната вероятност за разпадане $d\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ както в системата на покой на каона, така и в системата на покой на дилептонната двойка, използвайки променливите на Кабибо-Максимович $(s_\pi, q^2, \theta_\pi, \theta_e, \phi)$ за описание на кинематиката. Измерена е относителната вероятност (BR) на изследваните разпади, определени са горни граници за CP и P асиметриите, както и е извършен анализ на кинематичното пространство на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^*$ с цел определяне на отделните му приноси в амплитудата.

Дисертацията се състои от увод, седем основни глави, раздел с резултати и заключение, изложение на научните приноси, списък на цитираната литература и приложение.

Глава 2 е посветена на теоретичните изчисления на диференциалната ширина на разпадане, $d\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$, като се отчита изоспиновата симетрия. Представени са също така аналогични теоретични пресмятания в системата на покой на каона и в системата на покой на $(e^+ e^-)$ -двойка, позволяващи независима проверка на разпределенията на инвариантните величини – квадрата на масите на дипионната и дилептонната системи.

Глава 3 описва конфигурацията за формиране на снопове от заредени каонни и детектора

на експеримента NA48/2, като са представени основните характеристики на поддетекторните системи.

Глава 4 разглежда структурата на тригерната система, осигуряваща ефективна селекция на интересни каонни разпади, както и принципа на системата за събиране на първичните данни на експеримента NA48/2.

Глава 5 е посветена на методологията за измерване на относителната вероятност на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, използвайки нормировъчен канал $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- \gamma$ ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$). Представено е също кратко описание на CP и P асиметриите, предложени в [12].

Глава 6 съдържа описание на основните компоненти на софтуера за реконструкция на експеримента NA48/2, използвани за извличане на измерваните величини от поддетекторните системи, както и критериите за селекция на кандидат-събития за разпадите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

Глава 7 обхваща основните етапи от софтуерната симулация в NA48/2 – моделирането на сноповете от заредени каони, отклика на поддетекторните системи и генерирането на отделните приноси в амплитудата на разпадите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$.

Глава 8 представя източниците на фоновите събития и тяхната оценка както за изследвания сигнал, така и за нормировъчния канал. Разгледани са също и използваните филтриращите изисквания, чрез които е определена тригерната ефективност.

Глава 9 (Резултати и заключение) съдържа крайния резултат на измерената относителна вероятност на разпадане, $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$, получените стойности на относителните тегла на DE и Int приноси спрямо IB приноса, както и определените горни граници на CP и P асиметриите.

Формулирани са основните научни приноси на дисертацията като се акцентира върху индивидуалния принос на автора към представената изследователска работа [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20].

В Приложението е включена програмата за пресмятане на IB, DE и Int приноси в амплитудата на изследваните процеси $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, които определят пълния вид на матричния елемент.

Глава 2

$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процеси

Каналите на разпадане $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ се описват чрез обмен на един виртуален фотон, конвертиращ в електрон-позитронна двойка ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^* \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$). Това е причината теоретичните им пресмятания да бъдат много близки до радиационните нелептонни процеси на разпадане на заредените K -мезони с един реален фотон в крайно състояние ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$). Първата статия, в която са разгледани $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процесите, е написана от Pichl през 2001г. В нея са представени подробно теоретичните изчисления на амплитудата на разпадане в произволни променливи използвайки ChPT [11]. През 2012г. е публикувана втора статия посветена на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^*$ каналите на разпадане от авторския колектив L. Capriello, O. Cata, G. D. Ambrosio and Dao-Neng Gao, в която матричният елемент и фазовото пространство са изцяло преизчислени в термини на пет независими променливи, които са естествено продължение на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ ($m_\gamma = 0$): квадрата на инвариантната маса на дилептонната двойка, енергията на виртуалния фотон и кинетичната енергия на заредения пион в система на покой на каона; θ_e – ъгъла между e^+ и дилиптонната система в система на покой на $(e^+ e^-)$ -двойката и ϕ – ъгъла между равнините на дилиптонната и дилептонната системи [12].

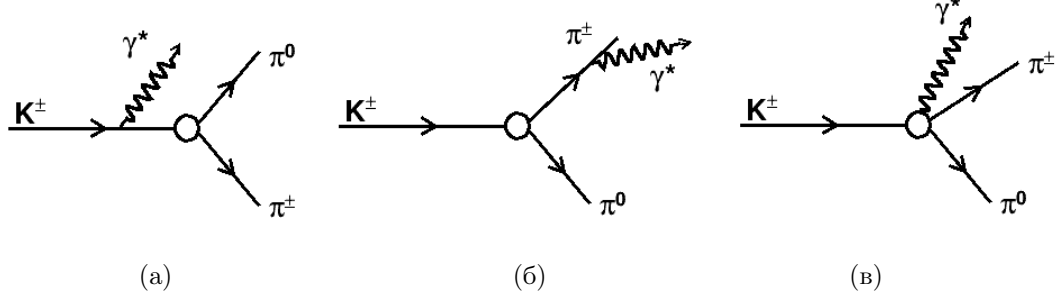
В тази глава са описани отделните приноси в амплитудата на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^*$ и теоретичните изчисления на пълната диференциална ширина ($d\Gamma$) на изследваните процеси с отчитане на масовата разлика между електрически заредения и неутрален π -мезони в система на покой на каона. Изложени са два различни теоретични подхода за пресмятането на $d\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^*)$ [14, 19] и е проведено сравнение с резултатите публикувани в [11, 12].

2.1 Приноси в амплитудата на разпадане на процесите

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$$

Аналогично на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ ($m_\gamma = 0$) пълното описание на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ се състои от два вида приноси или механизма: вътрешно спирачно лъчение (IB, Inner Bremsstrahlung) и директно излъчване (DE, Direct Emission). На Фиг. 2.1 са представени Файнмановите

2.1 Приноси в амплитудата на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$



Фигура 2.1: Файнманови диаграми, които описват процесите на вътрешно спирачно лъчение (а и б) и механизма на директно излъчване (в) в каналите на разпадане $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$.

диаграми на IB и DE механизмите даващи приноси към $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ каналите на разпадане.

2.1.1 Вътрешно спирачно лъчение

При вътрешно спирачно лъчение виртуалният фотон, γ^* , е излъчен или от електрически заредения K-мезон, или от електрически заредения π -мезон изобразени съответно на Фиг. 2.1 (а) и (б). Този процес е следствие на разпадането на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ и неговият принос може да бъде изчислен с помощта на квантовата електродинамика в случай, че амплитудата на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ е известна [5].

Ако се разгледа първо случая, при който γ -кванта е излъчен от заредения пион, то тогава пълния процес може да се опише като две последователни действия: електрически зареденият каон претърпява разпадане на $\pi^\pm \pi^0$ -мезони и $\pi^\pm$ излъчва фотон. В първоначалния момент е известно, че спинът на $K^\pm$ е нула, от което следва, че крайното състояние трябва да бъде с нулев орбитален момент ($l_{\pi\pi} = 0$) съгласно закона за запазването на пълния механичен момент. Вълновата функция на крайното състояние се променя с фактор $(-1)^{I+l_{\pi\pi}}$ при обmena на двата π -мезона, което означава, че изоспинът може да бъде $I = 1$ или $I = 2$. Комбинацията с $I = 2$ е избрана, защото пионите са бозони и вълновата функция на крайното състояние трябва да бъде четна. В този момент от време виртуалният фотон преодолява бариерата на каона и се излъчва от заредения π -мезон. Тогава пълният механичен момент на γ^* , който е сумата от орбиталния му момент и неговия спин ($\mathbf{J} = \mathbf{l} + \mathbf{S}$), се запазва само ако l на γ -кванта е противоположен на неговия спин (електричен преход). При механизма на вътрешно спирачно лъчение, γ^* може също да бъде излъчен от електрически заредения каон към момента на разпадането му без да се променят гореспоменатите разсъждения.

Динамиката на всеки процес на разпадане се описва с намирането на вида на амплитудата му (A). В конкретният случай, амплитудата на разпадане на електричния преход на вътрешно спирачно лъчение за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^{(*)}$ [21] се представя като:

$$A_{K \rightarrow \pi\pi\gamma}^{IB} = A(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) e^{i\delta_0^2} \frac{1}{(p_\gamma p_K)(p_\gamma p_\pi)} F_{\mu\nu} p_\pi^\mu p_K^\nu, \quad (2.1)$$

2. $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процеси

където $F_{\mu\nu} = p_{\gamma\mu}\epsilon_\nu - p_{\gamma\nu}\epsilon_\mu$ е електромагнитния тензор, p_π, p_γ, p_K са съответно четири-импулсите на заредения пион, виртуалния фотон и каона, а ϵ е 4-вектора на поляризация на γ -кванта. $A(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)$ са амплитудите на процесите на разпадане на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, а δ_L^I е фазовото отместване на крайното състояние за $\pi^\pm - \pi^0$ разсейването в канал с пълен орбитален момент $L = 0$ и изоспин $I = 2$.

2.1.2 Директно излъчване

При механизма на директно излъчване, виртуалният фотон може да се разглежда като електромагнитен преход от началното състояние $K^\pm$ към междинни състояния, които се разпадат на $\pi^\pm$ и π^0 (Фиг.2.1 в)). Този механизъм е чувствителен към структурата на K -мезона.

Най-опростеният случай е при наличието само на диполно излъчване, т.е. пълният механичен момент на γ^* е $J = 1$. Известно е, че спина на γ -кванта е $S = 1$ и следователно стойностите, които пълният механичен момент може да има са $J = l + 1, l, l - 1$. Електричните преходи отговарят на $J = l \pm 1$, а магнитните преходи на $J = l$. Важно е да се отбележи, че електричните и магнитните преходи генерират фотони с противоположна четност при фиксирано J : $(-1)(-1)^l = (-1)^J$ за $J = l \pm 1$ или $(-1)^{J+1}$ за $J = l$.

Ако J е единица, то орбиталният механичен момент на крайното състояние от два пиона трябва да бъде $l_{\pi\pi} = 1$. Факторът, $(-1)^I(-1)^{l_{\pi\pi}}$, трябва също да е единица, защото двата π -мезона са бозони и следователно изоспина на крайното състояние ще трябва да бъде $I = 1$ както и $l_{\pi\pi}$. Амплитудата за този тип преходи [21] има следния вид:

$$A_{K \rightarrow \pi\pi\gamma}^{DE} = A(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) e^{i\delta_1^1} \frac{1}{m_K^4} (G_E F_{\mu\nu} p_\pi^\mu p_K^\nu + G_M \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\alpha\beta} p_\pi^\mu p_K^\nu), \quad (2.2)$$

където δ_1^1 е фазовото отместване на крайното състояние за $I = 1$ и $l_{\pi\pi} = 1$, а m_K е масата на каона. С G_E и G_M са означени безразмерните форм фактори на електричните и магнитните преходи съответно, а $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ е символа на Леви-Чивита.

От разглежданията в раздела 2.1.1 следва, че приносът на вътрешното спирачно лъчение може да се оцени с прилагането на квантово-електродинамични корекции към амплитудата на разпадане на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$. За разбирането на произхода на амплитудите на разпадане на механизма на директно излъчване е нужен специален модел, в който да се вземе предвид излъчването на виртуалния фотон от някакво междинно състояние.

2.1.3 Интерференция

Амплитудите на IB и DE приносите са комплексни и могат да интерферират помежду си при пресмятането на квадрата на пълната амплитуда на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^{(*)}$:

$$|A_{K \rightarrow \pi\pi\gamma}|^2 = |A^{IB} + A^{DE(E)} + A^{DE(M)}|^2 \equiv |A_{Electric}^{IB+DE(E)} + A_{Magnetic}^{DE(M)}|^2. \quad (2.3)$$

При разпадите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ ($m_\gamma = 0$) може да има интерференция между IB и електричния член на DE, но не може да се наблюдава интерференция на IB с магнитната

компонента на DE, ако няма възможност да се измери поляризацията на γ -кванта. За каонните процеси на разпадания с виртуален фотон, който конвертира в електрон-позитронна двойка, е възможна интерференция както между IB и DE(E), така и между IB и DE(M).

2.2 Диференциална ширина на разпадане на процесите

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$$

Най-общият инвариантен вид на амплитуда на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^* \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ представлява ковариантно произведение между лептонния и адронния токове:

$$A_{K \rightarrow \pi \pi e e} = \frac{e}{q^2} [\bar{u}(k_-) \gamma^\mu v(k_+)] J_\mu(p_1, p_2, q) = \frac{e}{q^2} j^\mu(k_1, k_2) J_\mu(p_1, p_2, q), \quad (2.4)$$

където с p_1, p_2 са означени 4-импулсите на електрически заредения и електрически неутралния π -мезони, с k_1, k_2 са дадени 4-импулсите на електрона и позитрона, а $q = k_1 + k_2$ е 4-импулса на виртуалния фотон. iJ_μ представлява общия слаб връх на разпадане на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^*$ процеса изобразен с кръгче на Фиг.2.1. Лептонният ток е $j^\mu = \bar{u}(k_-) \gamma^\mu v(k_+)$, а електрослабият адронен ток се разлага на електрична и магнитна компоненти с помощта на три форм фактора $F_{1,2,3}$:

$$J_\mu(p_1, p_2, q) = F_1 p_{1\mu} + F_2 p_{2\mu} + F_3 \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\nu} p_{2\alpha} q_\beta. \quad (2.5)$$

Форм факторите са или константи, или скаларни функции на различни произведения от 4-импулсите на частиците на разглеждания процес.

Най-общият вид на диференциалната ширина на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ е:

$$d\Gamma = \frac{1}{M_K} |A|^2 d\Phi, \quad (2.6)$$

където $d\Phi$ е диференциала на инвариантния фазов обем, който за четиричастичен процес на разпадане се определя напълно по следния начин:

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta(P_K - p_1 - p_2 - k_1 - k_2) \frac{d^3 p_1}{2(2\pi)^3 E_1} \frac{d^3 p_2}{2(2\pi)^3 E_2} \frac{d^3 k_1}{2(2\pi)^3 \mathcal{E}_1} \frac{d^3 k_2}{2(2\pi)^3 \mathcal{E}_2} \quad (2.7)$$

като P_K е 4-импулса на заредения каон, $E_1, E_2, \mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ са енергиите съответно на $\pi^\pm, \pi^0, e^+, e^-$. Квадратът на лептонния ток сумиран по спиновете има следния вид:

$$\begin{aligned} t^{\mu\nu} &= \sum_{spins} j^\mu j^\nu = 4(k_1^\nu k_2^\mu + k_2^\nu k_1^\mu - g^{\mu\nu} (k_1 k_2 + m_e^2)) \\ &= 2(q_\mu q_\nu - k_\mu k_\nu - q^2 g^{\mu\nu}), \end{aligned} \quad (2.8)$$

където с $k = k_1 - k_2$ е представена разликата на 4-импулсите на лептоните, с m_e е обозначена масата на електрона, а с $g^{\mu\nu}$ – метричиния тензор. Въвеждайки променливи за пионната двойка $P = p_1 + p_2$ и $Q = p_1 - p_2$ и след конволюция на (2.8) с квадрата на адронния ток (2.5), се получава следния израз за квадрата на амплитудата на разпадане:

$$|A|^2 = \frac{e^2}{q^4} (|A_E|^2 + |A_M|^2 + A_{EM}). \quad (2.9)$$

2. $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процеси

В (2.9) с индексите E и M са означени приносите на електричната и магнитната компоненти на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^*$ процесите, а с EM – интерференцията между тях. Пълният вид на всеки член на $|A|^2$ от израза (2.9) е:

$$\begin{aligned}
|A_E|^2 &= (-4m_\pm^2 q^2 + (qP + qQ)^2 - (kP + kQ)^2) |F_1|^2 \\
&+ (-4m_0^2 q^2 + (qP - qQ)^2 - (kP - kQ)^2) |F_2|^2 \\
&+ (F_1 F_2^* + F_1^* F_2) (-q^2 (P^2 - Q^2) + (qP)^2 + (kQ)^2 - (qQ)^2 - (kP)^2); \\
|A_M|^2 &= |F_3|^2 \left\{ m_e^2 \left[(16m_\pm^2 m_0^2 - (P^2 - Q^2)^2) q^2 - 4m_\pm^2 ((qP)^2 + (qQ)^2) \right. \right. \\
&- 4m_0^2 ((qP)^2 - (qQ)^2) + 2(P^2 - Q^2) ((qP)^2 - (qQ)^2) \left. \right] \\
&+ \frac{1}{4} (kP + kQ)^2 ((qP - qQ)^2 - 4m_0^2 q^2) + \frac{1}{4} (kP - kQ)^2 ((qP + qQ)^2 - 4m_\pm^2 q^2) \\
&+ 2((kP)^2 - (kQ)^2) (q^2 P^2 - q^2 Q^2 - (qP)^2 + (qQ)^2) \left. \right\} \\
A_{EM} &= \left((kP + kQ) (F_1^* F_3 + F_1 F_3^*) + (kP - kQ) (F_2^* F_3 + F_2 F_3^*) \right) \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} k_\mu q_\nu P_\rho Q_\sigma, \quad (2.10)
\end{aligned}$$

където с $m_\pm$ и m_0 са означени масите съответно на заредения и неутралния π -мезони. При сравнението на (2.10) с пълната амплитуда на разпадане от [11] са намерени някои разлики, между които най-съществената е във втория член на израза за електричния форм фактор F_2 , където липсва коефициент¹. Изразите от (2.10) са напълно съгласувани с изчисленията представени в [12] като единствената разлика е, че в 2.10 е отчетена масовата разлика между заредения и неутралния π -мезони във електричния, магнитния и интерференционния членове²³. Електричните форм фактори могат да бъдат разложени на два члена асоциирани съответно с приноса от спирачно лъчение (IB) и с приноса на директно излъчване (DE) на виртуалния фотон: $F_i = F_i^{IB} + F_i^{DE}$ ($i = 1, 2$), а магнитният форм фактор се състои изцяло от DE приноса: $F_3 = F_3^{DE}$.

Спирачното лъчение може да се изрази в термини на матричния елемент на разпадане на K -мезон на два пиона. По-конкретно, използвайки теоремата на Low[5], $\mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^*)_{IB}$ е сума от матричните елементи описващи излъчването на виртуален фотон или от заредения K -мезон, или от заредения пион:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^*)_{IB} &= 2e \left[\frac{P_K \cdot \epsilon}{(P_K - q)^2 - m_K^2} + \frac{p_1 \cdot \epsilon}{(p_1 + q)^2 - m_\pm^2} \right] \mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) \\
&= e \left[-\frac{P_K^\mu}{(P_K \cdot q) - \frac{q^2}{2}} + \frac{p_1^\mu}{(p_1 \cdot q) + \frac{q^2}{2}} \right] \epsilon_\mu \mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) \quad (2.11)
\end{aligned}$$

¹Липсващият коефициент в израза за F_2 , свързан с DE приноса в работата на Pichl, е редуциращ фактор от 2. Това беше забелязано от авторите на [19] и потвърдено след частна комуникация с О. Cata и G. D'Ambrosio, съавтори на статията [12].

²Изоспиновата симетрия е отчетена отделно само за IB приноса на матричния елемент в Appendix на [12].

³След обмен на информация между авторите на [19] и Oscar Cata и Giancarlo D'Ambrosio, съавтори на [12], беше официално публикуван Erratum към [12].

2.2 Диференциална ширина на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

След сравняване на израза (2.11) с израза за адронния ток (2.5) се получава вида на F_1^{IB}, F_2^{IB} форм факторите от най-нисък порядък $O(p^2)$:

$$\begin{aligned} F_1^{IB} &= \frac{2ie(qP - qQ)}{(q^2 + qQ + qP)(q^2 + 2qP)} \mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) \quad \text{и} \\ F_2^{IB} &= \frac{-2ie}{q^2 + 2qP} \mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Матричният елемент на канала на разпадане на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ и членовете във форм факторите, които са резултат от приноса на директно излъчване на γ^* могат да се пресметнат с помощта на ChPT [11, 12]¹. Видът на DE приноса е следния:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) &= \left[\frac{5}{3} G_{27} f_\pi (m_K^2 - m_\pm^2) - f_\pi \delta m^2 (G_8 + \frac{3}{2} G_{27}) \right] e^{i\delta_0^2} \\ &= |\mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)| e^{i\delta_0^2}, \\ F_1^{DE} &= -\frac{ieG_8 e^{i\delta_1^1}}{f_\pi} \left((qP - qQ) N_E^{(0)} + \frac{4}{3} q^2 N_E^{(1)} + 4q^2 L_9 \right), \\ F_2^{DE} &= \frac{ieG_8 e^{i\delta_1^1}}{f_\pi} \left((qP + qQ) N_E^{(0)} + \frac{2}{3} q^2 N_E^{(2)} \right), \\ F_3^{DE} &= -\frac{2eG_8 e^{i\delta_1^1}}{f_\pi} N_M^{(0)}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

В (2.13) с δ_1^1 и δ_0^2 са обозначени фазите на силно взаимодействие (FSI), които се асоциират с взаимодействия между π -мезоните в крайното състояние, $\delta m^2 = m_\pm^2 - m_0^2$ е параметъра нарушаващ изоспиновата симетрия, а с f_π е означена константата на разпадане на пиона със стойност 92.4 MeV. G_8 и G_{27} са константи на взаимодействие получени от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ процесите: $|G_8| \simeq 9.1 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ и $G_{27}/G_8 \simeq 1/18$. $N_E^{(0)}$, $N_E^{(1)}$, $N_E^{(2)}$, $N_M^{(0)}$ и L_9 са нискоенергетичните константи на взаимодействия в ChPT и представляват комбинация от характерни за теорията контра-членове. Тяхните числени стойности се извличат от експериментални измервания на различни параметри свързани с конкретни процеси на разпадания. За $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ разпадите те са определени в [11, 12, 13] по следния начин:

$$\begin{aligned} N_E^{(0)} &= N_{14} - N_{15} - N_{16} - N_{17} \\ N_E^{(1)} &= N_{14} - N_{15} \\ N_E^{(2)} &= N_{14} - 2N_{15} - 3(N_{16} - N_{17}) \\ N_M^{(0)} &= \frac{1}{8\pi^2} \left[2 + 3(2a_3 - a_2) \right]. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Магнитната нискоенергетична константа е получена от разглеждането на радиационния разпад $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ ($q^2 = 0$), където е използвано, че $A(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma, DE) = F_3^\dagger \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\nu} p_{2\rho} q_\sigma \epsilon_\mu^*(q)$ [11]:

$$|2 + 3(2a_3 - a_2)| = 2.26 \pm 0.25. \quad (2.15)$$

¹В [11] форм-факторите на всички приноси са пресметнати от порядък $O(p^4)$ в ChPT.

2. $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процеси

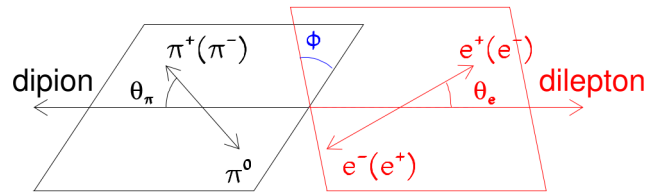
Вземайки предвид, че са известни пълната ширина на разпадане на зареден каон и относителната вероятност на канала на разпадане на зареден каон на два пиона, $\Gamma = 5.32 \cdot 10^{-14} \text{MeV}$ и $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) = 0.2066(8)$, е намерена и числената стойност на $|\mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)|^2 = 3.28 \cdot 10^{-16} \text{GeV}^2$ [25].

2.3 Различни подходи за пресмятане на диференциалната ширина на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

В този раздел са представени два различни подхода свързани с теоретичното изучаване на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ в сравнение с този на авторите от [11] и [12]. В първия подход изследваните разпади са разгледани в система на покой на $K^\pm$ -мезона както е в [12], но са използвани променливите на Кабибо-Максимович по аналогия с $K_{e4}(K \rightarrow \pi\pi e\nu)$ процесите [22, 23, 24]. Второто теоретично разглеждане е направено в система на покой на дилептонната двойка, при който изчисленията на $d\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ са силно опростени и дават възможност за независима проверка на IB и DE механизмите спрямо инвариантните маси q^2 и s_π .

2.3.1 Система на покой на заредения каон

Аналогично на K_{e4} процесите се въвеждат пет независими кинематични променливи, които напълно описват разпадите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, а именно дилиптонна и дилептонна инвариантни маси, съответно $s_\pi = (p_1 + p_2)^2$ и $s_e = q^2 = (k_1 + k_2)^2$, и три ъгъла: θ_π – ъгъла между $\pi^\pm$ в $(\pi^\pm \pi^0)$ система център на масите и посоката на движение на дилиптонната двойка в системата на покой на каона; θ_e – ъгъла между $e^\pm$ в $(e^+ e^-)$ система център на масите и посоката на движение на дилептонната двойка в системата на покой на каона и ϕ – азимутания ъгъл между равнините на дилиптонната и дилептонната двойки в система на покой на каона (Фигура 2.2).



Фигура 2.2: Определение на ъгловите променливи на Кабибо-Максимович за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$.

Изразът за фазовото пространство (2.7) за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ може да бъде пренаписан по следния начин:

$$d\Phi = \int d^4 P \int d^4 q (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_K - P - q) \frac{d^3 p_1}{2(2\pi)^3 E_1} \frac{d^3 p_2}{2(2\pi)^3 E_2} \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - P)$$

2.3 Различни подходи за пресмятане на диференциалната ширина на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

$$\times \frac{d^3 k_1}{2(2\pi)^3 \mathcal{E}_1} \frac{d^3 k_2}{2(2\pi)^3 \mathcal{E}_2} \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - q), \quad (2.16)$$

където P и q представляват сумата от 4-импулсите съответно на π -мезоните и лептоните дефинирани в раздела 2.2. Ако се обозначат отделно членовете на пионната и лептонната двойки във фазовия обем с изразите:

$$\begin{aligned} \Phi_\pi &= \int \frac{d^3 p_1}{2(2\pi)^3 E_1} \frac{d^3 p_2}{2(2\pi)^3 E_2} \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - P) = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{8s_\pi} \lambda^{\frac{1}{2}}(s_\pi, m_+^2, m_0^2) \int d\cos\theta_\pi \text{ и} \\ \Phi_e &= \int \frac{d^3 k_1}{2(2\pi)^3 \mathcal{E}_1} \frac{d^3 k_2}{2(2\pi)^3 \mathcal{E}_2} \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - q) = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{1}{8} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{q^2}} \int d\phi \int d\cos\theta_e, \end{aligned}$$

тогава крайният израз за фазовия обем е:

$$d\Phi = \frac{(2\pi)^5}{4m_K^2} \int ds_\pi \int ds_e \lambda^{\frac{1}{2}}(m_K^2, s_\pi, q^2) \Phi_\pi \Phi_e, \quad (2.17)$$

където $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$. Изразът (2.17) в термини на K_{e4} променливи придобива следния вид:

$$\begin{aligned} d\Phi &= \frac{1}{4(4\pi)^6} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{s_e}} \sqrt{1 - \frac{(m_\pm + m_0)^2}{s_\pi}} \sqrt{1 - \frac{(m_\pm - m_0)^2}{s_\pi}} \sqrt{1 - \frac{(\sqrt{s_\pi} + \sqrt{s_e})^2}{m_K^2}} \\ &\times \sqrt{1 - \frac{(\sqrt{s_\pi} - \sqrt{s_e})^2}{m_K^2}} ds_\pi ds_e d\cos\theta_\pi d\cos\theta_e d\phi. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Независимите кинематични променливи могат да се променят в следните граници:

$$\begin{aligned} 4m_e^2 &\leq s_e \leq (m_K - \sqrt{s_\pi})^2, \\ (m_+ + m_0)^2 &\leq s_\pi \leq (m_K - 2m_e)^2, \\ 0 &\leq \theta_\pi, \theta_e \leq \pi \quad \text{и} \\ 0 &\leq \phi \leq 2\pi. \end{aligned} \quad (2.19)$$

За намирането на амплитудата на разпадане (2.10) в термини на K_{e4} променливи е необходимо само да се намерят ковариантните скаларни произведения след Лоренцови трансформации:

$$\begin{aligned} qP &= \frac{m_K^2 - s_\pi - s_e}{2}; \\ qQ &= (qP) \cdot \frac{\delta m^2}{s_\pi} + \frac{\beta_\pi \lambda^{\frac{1}{2}}(s_\pi, m_\pm^2, m_K^2)}{2} \cos\theta_\pi; \\ kP &= \frac{1}{2} \beta_e \lambda^{\frac{1}{2}}(s_\pi, m_K^2, q^2) \cos\theta_e; \\ kQ &= \beta_e \cos\theta_e \left(\frac{\delta m^2}{s_\pi} \frac{\lambda^{\frac{1}{2}}(s_\pi, m_K^2, q^2)}{2} + (qP) \beta_\pi \cos\theta_\pi \right) \\ &\quad - \beta_\pi \beta_e (q^2 s_\pi)^{\frac{1}{2}} \sin\theta_e \sin\theta_\pi \cos\phi, \end{aligned} \quad (2.20)$$

където:

$$\beta_\pi = \frac{\lambda^{\frac{1}{2}}(s_\pi, m_\pm^2, m_0^2)}{s_\pi}; \quad \beta_e = \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{s_e}}. \quad (2.21)$$

2. $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процеси

Изразите (2.18) и (2.20) са достатъчни за пресмятането на $d\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^-)$ като функция на кинематични променливи на Кабибо-Максимович ($s_\pi, s_e, \theta_\pi, \theta_e, \phi$) [14, 19].

2.3.2 Система на покой на дилептонната двойка

В системата на покой на дилептонната двойка ($\vec{q} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 = 0$) 4-импулсите на виртуалния фотон и лептоните имат следния вид:

$$q = (\omega, 0, 0, 0) \quad \text{и} \quad k = \omega(0, v\vec{n}), \quad (2.22)$$

където ω е енергията на γ^* , $\vec{n}$ е единичния вектор и $v = \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{\omega^2}}$ е скоростта на електрона или позитрона. Като се вземе предвид, че лептонният тензор ($t_{\mu\nu}$) в (2.8) има следното свойство $t_{00} = t_{0k}$ ($k = 1, 2, 3$), то произведението на адронния и лептонния ток се опростява съществено:

$$J_\mu J_\nu t_{\mu\nu} = s_e \left(|\vec{J}|^2 - (\vec{J}\vec{v})^2 \right) = s_e \left(|\vec{J}|^2 - v^2 (\vec{J}\vec{n})^2 \right). \quad (2.23)$$

Квадратът на матричния елемент след интегриране по пространствения ъгъл от фазовия обем (2.18) е:

$$\begin{aligned} \int \sum_\lambda |A|^2 d\Omega_q &= \int \left[\frac{2e^2}{s_e} \left(|\vec{J}|^2 - \frac{(\vec{J}\vec{q})(\vec{J}\vec{q})}{s_e} \right) \right] d\Omega_q \\ &= \frac{2\pi e^2}{s_e} |\vec{J}|^2 \left(1 - \frac{k^2}{3q^2} \right) = \frac{8\pi e^2}{s_e} |\vec{J}|^2 \left(1 - \frac{v^2}{3} \right), \end{aligned} \quad (2.24)$$

където големината на адронния ток е функция от три-импулсите на двата пиона, $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$, в системата на покой на дилептонната двойка:

$$|\vec{J}|^2 = \vec{p}_1^2 |F_1|^2 + \vec{p}_2^2 |F_2|^2 + 2(\vec{p}_1 \vec{p}_2) \text{Re}(F_1 F_2^*) + s_e (\vec{p}_1^2 \vec{p}_2^2 - (\vec{p}_1 \vec{p}_2)^2) |F_3|^2. \quad (2.25)$$

За да се намери $d\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ в система на покой на електрона и позитрона е необходимо да се представят импулсите на пионите чрез надлъжна и напречна компоненти. Тяхният вид в термини на импулса на пиона в система на покой на дилептонната двойка, p^* , и след прилагането на Лоренцови трансформации е:

$$\begin{aligned} p_{1L} &= \gamma p^* \cos \theta + \beta E_1^*, \\ p_{2L} &= \gamma p^* \cos \theta + \beta E_2^*, \\ |p_{1\perp}| &= |p_{2\perp}| = p^* \sin \theta. \end{aligned} \quad (2.26)$$

В изразите (2.26) θ е ъгъла между заредения π -мезон в системата на покой на дилептонната двойка и посоката на движение на $(\pi^\pm \pi^0)$ система, а с $\gamma = \frac{M_K^2 - s_\pi - s_e}{2\sqrt{s_\pi s_e}}$ е означен Лоренцовия фактор, където $\beta = \sqrt{\gamma^2 - 1}$. Пълният вид на диференциалната ширина на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ в система на покой на електрона и позитрона е:

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{\alpha^2}{4(4\pi)^3 M_K s_e} \left(|F_1|^2 \vec{p}_1^2 + |F_2|^2 \vec{p}_2^2 + 2(\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \text{Re}(F_1 F_2^*) \right. \\ &\quad \left. + s_e [\vec{p}_1^2 \vec{p}_2^2 - (\vec{p}_1 \vec{p}_2)^2] |F_3|^2 \right) \left(1 - \frac{v^2}{3} \right) ds_\pi ds_e d\cos \theta, \end{aligned} \quad (2.27)$$

2.3 Различни подходи за пресмятане на диференциалната ширина на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

където:

$$\begin{aligned}
F_1^{IB} &= \frac{2i(\gamma E_2^* - \beta p^* \cos \theta)}{(\gamma E_1^* + \beta p^* \cos \theta + \omega/2)(M_K^2 - s_\pi)} |\mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)| e^{i\delta_0^2}; \\
F_2^{IB} &= \frac{2i}{(M_K^2 - s_\pi)} |\mathcal{M}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)| e^{i\delta_0^2}; \\
F_1^{DE} &= \frac{2iG_8}{f_\pi} e^{i\delta_1^1} \left(N_E^{(0)} \omega (\gamma E_2^* - \beta p^* \cos \theta) + \frac{2}{3} \omega^2 N_E^{(1)} + 2q^2 L_9 \right); \\
F_2^{DE} &= \frac{2iG_8}{f_\pi} e^{i\delta_1^1} \left(N_E^{(0)} \omega (\gamma E_1^* - \beta p^* \cos \theta) + \frac{1}{3} \omega^2 N_E^{(2)} \right); \\
F_3^{DE} &= \frac{2iG_8}{f_\pi} e^{i\delta_1^1} N_M^{(0)}.
\end{aligned} \tag{2.28}$$

От израза (2.27) се вижда, че ширината на разпадане на разпадите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ зависи само от три независими кинематични променливи (s_π, s_e, θ) като две от тях са инвариантни.

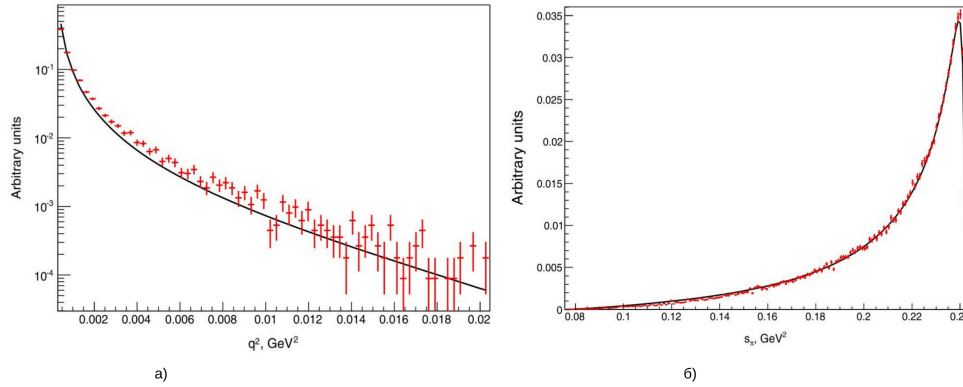
2.3.3 Проверка на резултатите между различните подходи за пресмятане на $d\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$

За проверяване на теоретичните пресмятания в система на покой на дилептонната двойка са проведени два вида сравнения спрямо аналогичните изчисления в система на покой на каона, които са генерирани с помощта на CERNLIB библиотеката [26] като за квадрата на матричния елемент е използван израза (2.10) с нарушена изоспинова симетрия. В Приложението е представена програмата, която е използвана за гореспоменатите сравнения.

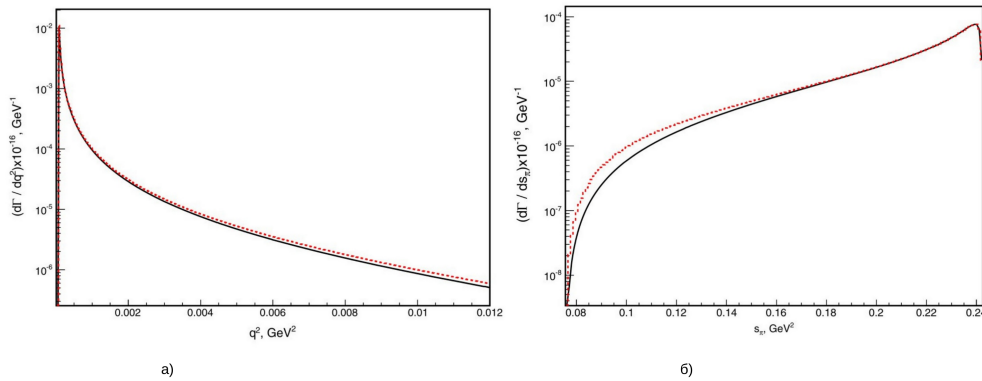
Като първи начин за доказване на достоверността на всички пресмятания, описани в раздела 2.3.2, е използвана зависимостта на ширината на разпадане на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ спрямо квадрата на 4-импулса на дилептонната и квадрата 4-импулса на дипионната двойки. На Фиг. 2.3 са показани сравненията на $\frac{d\Gamma^{full}}{dq^2} \left(\frac{d\Gamma^{full}}{ds_\pi} \right)$ между двете отправни системи, където е очевидна отличната съгласуваност между двата подхода. Използвано е, че $\Gamma^{full}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) = 2.231 \times 10^{-22}$ MeV.

Втората проверка е осъществена чрез сравнение на зависимостите между $\frac{d\Gamma^{full}}{dq^2} \left(\frac{d\Gamma^{full}}{ds_\pi} \right)$ и $\frac{d\Gamma^{IB}}{dq^2} \left(\frac{d\Gamma^{IB}}{ds_\pi} \right)$, които са получени в двете отправни системи и са показани на Фиг. 2.4. Използвано е, че $\Gamma^{IB}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) = 2.181 \times 10^{-22}$ MeV и $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)_{IB} = 418.33 \times 10^{-8}$ [12]. Разликата между пълната диференциална ширина на разпадане и ширината на разпадане дължаща се на доминиращия IB принос е много малка (DE принос) и се вижда или при големи стойности на q^2 , или при малки стойности на s_π . Приносът на DE към пълната ширина на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ е $\sim 2.3\%$ и е по-малък в сравнение с разпадите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ ($m_\gamma = 0$), който е $\sim 3.32\%$ [4].

2. $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процеси



Фигура 2.3: Сравнение на зависимостта на пълната диференциална ширина на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ като функция на инвариантните величини q^2 (а) и s_π (б), където с плътна крива е представен резултата от теоретичните пресмятания в системата на покой на електронната двойка и с точки със съответните статистически грешки е изобразен резултата в системата на покой на $K^\pm$ -мезона.



Фигура 2.4: Сравнение между ширината на разпадане дължаща се на IV приноса (плътна линия) и пълната ширина на разпадане (пунктирна линия) като функция на инвариантните маси на дилептонната (а) и дипионната (б) системи.

Глава 3

Експериментът NA48/2

NA48/2 е наследник на експериментите на фиксирана мишена, NA48 и NA48/1, разположен в залата ECN3 в северната част на ускорителя SPS на Европейския център за ядрени изследвания (ЦЕРН) (Фиг. 3.1).

NA48 експериментът е бил специално проектиран за измерването на директно CP-нарушение на неутрални каони с точност от 0.02%. Анализът е базиран на набрани данни в периода 1997-1999г., от които са селектирани 3.79×10^6 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ събития. NA48 Колаборацията потвърждава съществуването на компонентата, която отговаря за директно CP нарушение и публикува измерването през 2001г. съвпадащо с теоретичните предсказания [27]:

$$Re(\epsilon'/\epsilon) = (15.3 \pm 2.6) \times 10^{-4}. \quad (3.1)$$

NA48/1 експериментът, с обновен детектор и модифицирана снопова линия от K_S -мезони, набира 89 дни данни през 2002г. Основната цел е изпълнена с намирането на 7 $K_S \rightarrow \pi^0 e^\pm e^\mp$ събития, с които е измерена относителната вероятност на този много рядък процес на разпадане [28]:

$$BR(K_S \rightarrow \pi^0 e^\pm e^\mp, m_{ee} > 0.165 GeV/c^2) = (3.0_{-1.2}^{+1.5}(stat.) \pm 0.2_{syst.}) \times 10^{-9}. \quad (3.2)$$

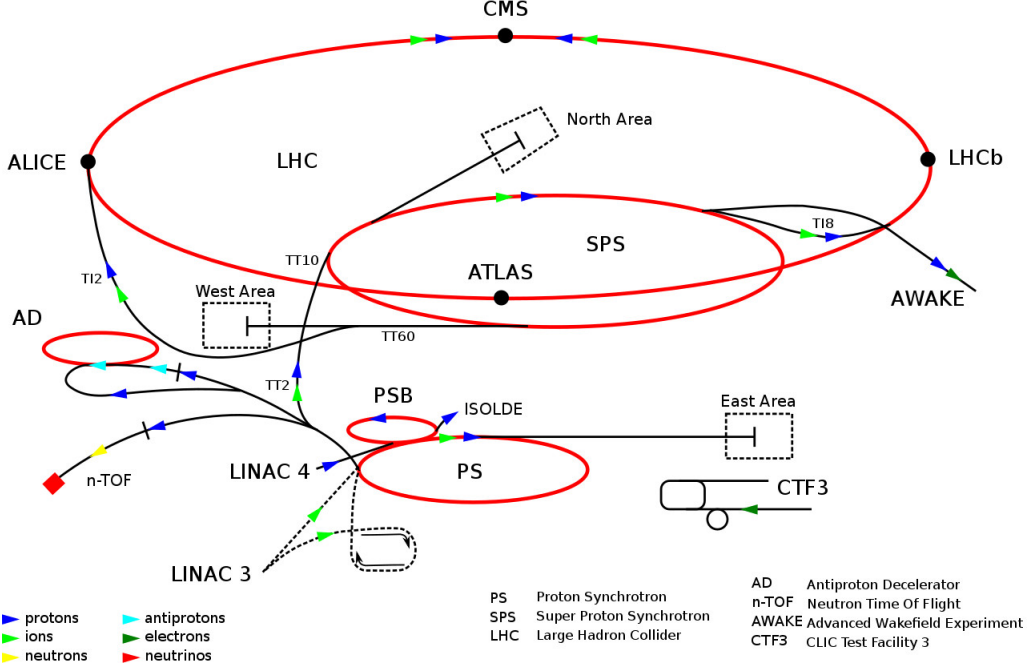
NA48/2 експериментът е с напълно обновена снопова линия, която е специално проектирана за снопове от заредени K-мезони, увеличен разпаден обем и подобрена детекторна система. Основната цел на наследника на NA48 и NA48/1 експериментите е търсенето на директно CP нарушение в процеси на разпадания на заредни каони на три π -мезона. Зарядовите асиметрии са измерени с голяма точност при селектирани 1.67×10^9 $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ събития [29] и малко повече от 47×10^6 $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ събития [30]:

$$A_g(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-) = (1.7 \pm 2.9) \times 10^{-4}, \quad (3.3)$$

$$A_g(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0) = (1.8 \pm 2.6) \times 10^{-4}. \quad (3.4)$$

Заредените каонни снопове с висока интензивност дават също така отлични възможности да се изследват важни K-мезонни разпадания свързани с получаването на параметри от Стандартния Модел и ChPT. Например, полулептонните процеси $K^\pm \rightarrow \pi^0 l^\pm \nu_l$ (K_{l3} ,

3. Експериментът NA48/2



Фигура 3.1: Ускорителен комплекс на ЦЕРН. Експериментът NA48/2 е разположен в северната част на SPS ускорителя.

$l = e, \mu$) дават възможност за измерването на V_{us} от матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава [31]. От голям интерес са и редките каонни процеси като $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu_e$ (K_{e4}) с относителна вероятност на разпадане от порядъка на 10^{-5} . От данните набрани с NA48/2 детектора са селектирани повече от 670000 K_{e4} събития, които са използвани за определянето както на стойностите на фазовите отмествания на дължините на разсейване, a_0 и a_2 , така и на вида на K_{e4} форм-факторите [32]. Друг много интересен и неочакван резултат, получен от NA48/2 експеримента, е наличието на аномалия в реконструираната $\pi^0 \pi^0$ -инвариантна маса в областта около два пъти масата на $\pi^\pm$ [33, 34]. Тази аномалия никога до преди това не е била наблюдавана в други експерименти и се тълкува като ефект от окончателния обмен на заряд на $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$ в $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ процесите. Анализът е извършен при селектирани около 23 милиона $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ разпадания и дава прецизно определяне на $a_0 - a_2$, което е разликата между $\pi - \pi$ дължините на разсейване в изоспиновите състояния $I = 0$ и $I = 2$.

Още примери за интересни редки процеси на разпадане на $K^\pm$ -мезони, които са изследвани с данните на NA48/2 експеримента, са $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma \gamma$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- \gamma$. Селектирани са общо 149 $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma \gamma$ събития, което е 5 пъти по-голяма статистика от тази на BNL E787 експеримента наблюдаващ такива процеси само от K^+ -мезони [35]. С този каонен процес са определени важни динамични параметри от ChPT и е измерена неговата относителна вероятност за разпадане съвпадаща с тази измерена от BNL E787 в рамките на неопределеностите [36]. $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- \gamma$ разпадите са наблюдавани за първи път от NA48/2 Колабораци-

ята. Измерен е $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- \gamma, m_{ee\gamma} > 260 \text{ MeV}/c^2) = (1.19 \pm 0.12_{\text{stat.}} \pm 0.04_{\text{syst}}) \times 10^{-8}$ при селектирани 120 събития [37].

В момента NA48/2 е предшественик на текущия NA62 експеримент, чиято основна цел е изучаването на много редкия процес на разпадение $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и измерването на относителната му вероятност. В предложението за NA62 проекта [38] е било заложено селектирането на около 100 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ събития вследствие на две години набор на данни. В първата фаза от развитието на NA62 експеримента е измерено отношението $R_K = \frac{K_{e2}}{K_{\mu 2}}$, чийто анализ е осъществен използвайки данни събрани през 2007-2008г. и публикуван през 2013г. [39]. След това детекроната система на NA62 е изцяло променена като включва много нови детектори в подготовката за регистрация на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \nu$ разпадите. От данните, записани в периода 2016-2018г., са селектирани 20 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \nu$ събития, с които е измерен $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \nu) = (10.6^{+4.0}_{-3.4} |_{\text{stat}} \pm 0.9_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$ с 68% достоверност [2].

В тази глава са представени подробно системата за формиране на заредени каонни снопове и детектора на NA48/2 експеримента. Поддетекторните системи са обновени в сравнение с NA48/1 експеримента като са добавени още спектрометър и мониторинг на $K^\pm$ -мезонни снопове[40].

3.1 Координатна система

Координатната система на експеримента е декартова: Z-оста съвпада с центъра на сноповата тръба и е насочена към края на детекторния комплекс (централна ос на експеримента); Y-оста е насочена нагоре; X-оста е разположена по такъв начин, че да се образува дясна координатна система.

Положението на всеки детектор от експерименталната установка се дава спрямо мишената, с която се генерират $K^\pm$ -мезоните, докато от гледна точка на физичните анализи се приема началото на координатната система да бъде на $\sim 120\text{m}$ от мишената или на $\sim 19\text{m}$ от последния колиматор по Z-оста (Фиг. 3.2).

3.2 Формиране на заредени каонни снопове

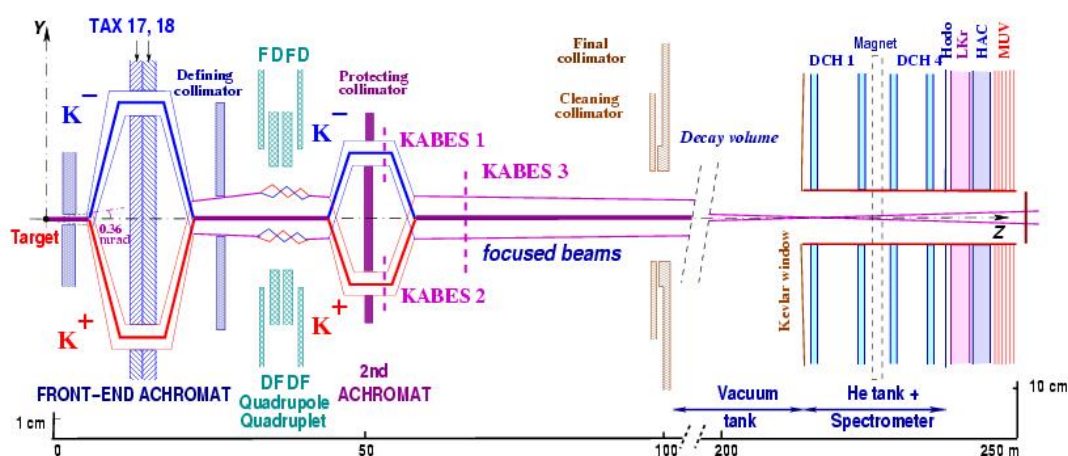
Експериментът NA48/2 е проектиран да транспортира едновременно положително и отрицателно заредени K-мезони с централен импулс 60 GeV/c до детекторната установка.

Протонен пулс с продължителност 4.8s се извлича от ускорителя SPS на всеки 16.8s и се транспортира по разклонението P42 ($\sim 800\text{m}$) до берилиева мишена T10, чиято дължина е 400mm и диаметър 2mm съответстващо на една дължина на взаимодействие на протоните. Първичният протонен сноп е от порядъка на 7×10^{11} частици с импулс 400GeV/c за един цикъл на ускорителя.

Сноповете от положително и отрицателно заредените частици се генерират при нула гралуса спрямо направлението на протоните (Z-оста на експеримента) и преминават през колиматор с отвор $\pm 0.36\text{mrad}$, разположен на 24m от мишената (Фиг. 3.2). Формирането на вторичните заредени снопове с точно определен среден импулс се реализира чрез две ахроматни системи, всяка от които се състои от четири диполни магнити с нулево сумарно

3. Експериментът NA48/2

отклонение и колиматори с регулиращи се отвори (TAX 17, 18). Първата двойка магнети отклоняват вторичните снопове с противоположен електрически заряд във вертикална равнина (YOZ) като частиците с нулев заряд се отстраняват чрез поглътител. Всеки новополучен сноп с определен електричен заряд, положителен или отрицателен, преминава през TAX17 и TAX18, които пропускат само тези частици, които са със среден импулс от $60\text{GeV}/c$. Втората двойка магнети връщат сноповете с противоположен заряд и отбран импулс в едно общо направление, а именно по Z -оста. Разпределението на импулсите на заредените снопове след първия ахромат е с ширина $\sim 4\%$.



Фигура 3.2: Схематично представяне на вертикален разрез на формирането на едновременно K^+ и K^- снопове.

След първия ахромат вторичните заредени снопове преминават през “определящ” (Defining) колиматор и се фокусират с помощта на четири квадруполни магнети с променлива полярност. По този начин се намалява напречния размер на сноповете от $\sim 5\text{mm}$ на $\sim 2\text{mm}$. На 55m от мишената е разположен вторият ахромат, който служи както за отстраняване на неутрални и заредени частици родени в “определящия” колиматор, така и за измерване на импулса на заредените снопове с помощта на три станции – KABES (KAon BEam Spectrometer, описан в раздел 3.3).

На около 120m от бериливата мишена се намират “крайните” (Cleaning и Final) колиматори, точно преди началото на разпадния обем.

Вторичните снопове съдържат освен каони, но и други родени в мишената заредени частици със среден импулс $60\text{GeV}/c$. Приносът на отделните компоненти на заредените снопове за един цикъл на ускорителя след последния колиматор е представен в Таблица 3.1. Положителният сноп на входа на разпадния обем е оценен на 3.8×10^7 частици за един цикъл на ускорителя, от които 2.2×10^6 са K^+ ($\sim 5.7\%$); а отрицателния сноп се състои от 2.6×10^7 частици, където 1.3×10^6 са K^- ($\sim 4.9\%$).

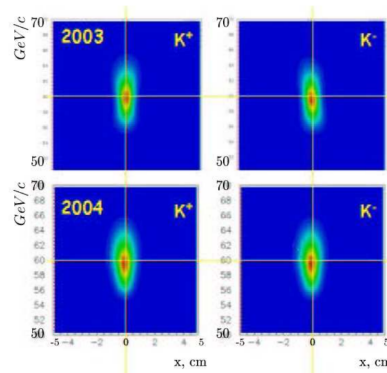
От таблица 3.1 се вижда, че основната компонента в заредените снопове са пионите. В категорията “други” се отнася предимно за мюони, които не са били отстранени от серия

3.2 Формиране на заредени каонни снопове

Тип частици	Заредени частици за един цикъл		Отношение +/-
	положителни (+), [$\times 10^6$]	отрицателни (-), [$\times 10^6$]	
К	2.2	1.3	~ 1.8
π	23	17	~ 1.4
p	6.1	0.6	~ 10
e	6.0	6.0	~ 1
други	~ 1	~ 1	1

Таблица 3.1: Потоци от заредени частици след крайните колиматори за един цикъл на ускорителя.

намагнетизирани-железни елементи намиращи се около сноповете точно преди последния колиматор, и впоследствие образуват хало около заредените снопове. В разпадния обем на експеримента се разпадат приблизително 22% от каоните и 3% от пионите. По време на набирането на данни полярността на цялата магнитна система от формирането на сноповете се сменя периодично като по този начин се сменят пътищата на транспортиране на K^+ и K^- . Формата на вторичните снопове като функция на импулса е еднаква за положителния и отрицателния снопове за данните набрани през 2004 г., докато за данните от 2003 г. се наблюдава малка разлика (Фиг. 3.3) [41]. Веднага след последния колиматор



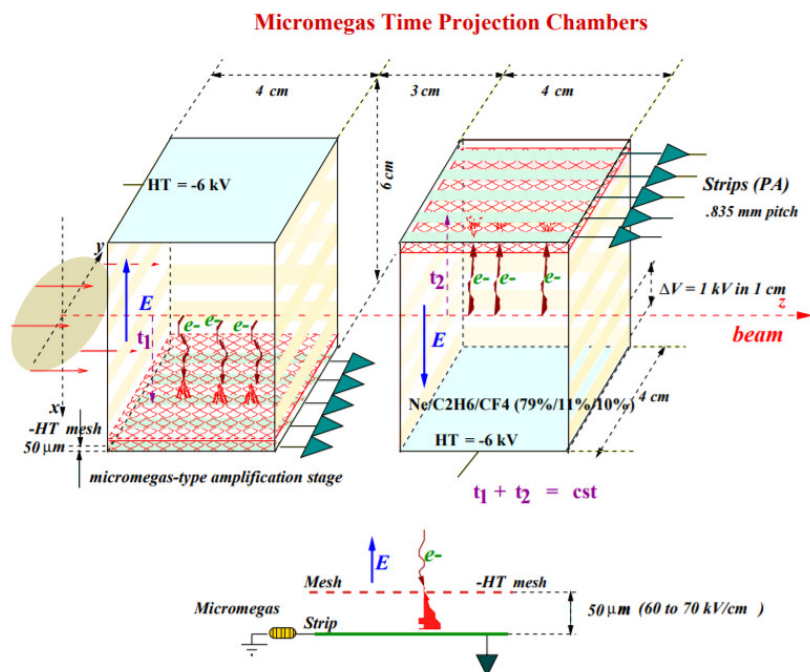
Фигура 3.3: Положението на сноповете като функция на импулса (X-координата на снопа, реконструирана в първата дрейфова камера) за 2003 г. и 2004 г.

са разположени малки регулиращи диполни магнити с цел положителния и отрицателния вторични снопове да съвпадат и в двете равнини (XOZ и YOZ) при навлизането им в разпадания обем с точност от около 1mm.

3.3 Спектрометър на каонния сноп

В системата за формирането на сноповете от заредени каони е разположен детектор за измерване на траекторията и импулса им – KABES [42]. Той е конструиран от MICROMEGAS (MICRO MESH Gaseous Structure [43]) детектори, които работят на принципа на времепроекционна камера (TPC) с малки размери. MICROMEGAS технологията е избрана, защото се справя отлично с много интензивни потоци от заредени частици.

Каонният спектрометър е разположен на 55m спрямо T10, където се намира и началото на втората ахроматна система. Спектрометърът се състои от общо 2 станции, намиращи се на 8m разстояние една от друга спрямо Z-оста на експеримента (Фиг. 3.2). Във всяка станция са поставени малки TPCs, с които се измерват времето и напречните координати на заредените частици. Първата станция от каонният спектрометър се състои от два детектора – KABES-1 и KABES-2, които са монтирани така, че през всяка една от тях да минава само K^+ или K^- снопове съответно. Във втората станция е разположен само един детектор, KABES-3, през който положителните и отрицателните компоненти на заредените снопове са колинеарни. KABES-3 се справя с почти двойна по-голяма интензивност на потока от заредени частици спрямо същите детектори в първа станция.



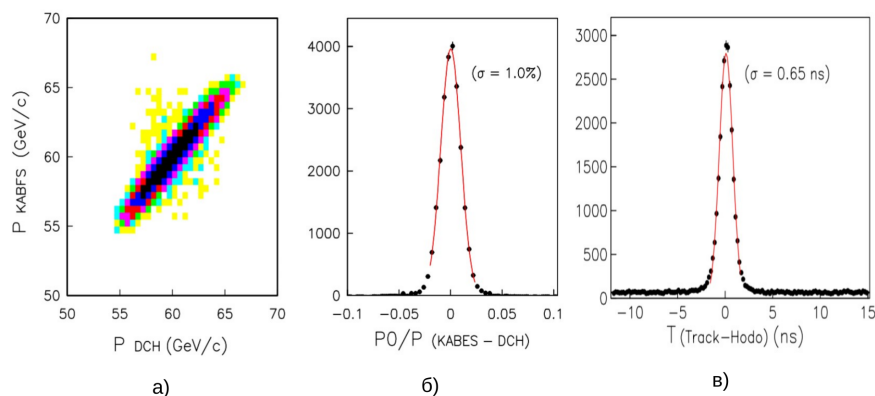
Фигура 3.4: Принцип на работа на една KABES станция на сноповия спектрометър, като x- и y-координатите са разменени на схемата спрямо тези на NA48/2 установката.

Всяка KABES станция се състои от двойка детектори от вида на MICROMEGAS на разстояние 3cm една от друга и с противоположни посоки на дрейф на освободените електрони

вследствие на йонизация. MICROMEGAS детекторите работят на принципа на TPC камери. Каонните снопове преминават през фини прозорци затварящи газовия обем (Ne (79%), C_2H_6 (11%), CF_4 (10%)) на TPCs, поради което ефекти като многократно разсейване и паразитни взаимодействия на $K^\pm$ -мезоните са единствено възможни с молекулите от газовата смес. Всяка TPC камера се състои от две области, които са разделени помежду си с фина мрежа: област, в която преминаваща частица от заредените снопове йонизира газовата смес и област на газово усилване от $50\mu m$ (Фиг. 3.4). В областта на газово усилване йонизационните електрони създават лавина от електрони и γ -кванти, която се събира от 48 на брой интегрирани през 1cm четящи стрипове с дължина почти 4cm по Z-оста на експеримента съвпадаща с посоката на движение на заредните снопове. Градиентът на интензитета на електрично поле е постоянно в областта на йонизация, $0.83kV/cm$, което от своя страна обезпечава хомогенна дрейфова скорост от $8cm/\mu s$. Най-голямото разстояние за дрейф на йонизационните електрони е 6cm и съответства на максимално време за дрейф от $1\mu s$. В областта на газовото усилване електричното поле е 60 пъти по-голямо, за да се събират бързо лавините от стриповете. Всяка KABES станция чете поток от частици от порядъка на $\sim 40MHz/s$, който е фокусиран само в няколко cm^2 площ от пространството. Във всяка станция се определя вертикалното отклонение (δy) на преминалите частици от заредените снопове спрямо Z-оста като се осредняват у-положенията в първата и втората TPC камери в станцията. По този начин се пресмята отклонението от номиналната стойност на импулса на частиците от сноповете ($60GeV/c$). Времената на пристигане на йонизационните електрони в двете камери на всяка станция, t_1 и t_2 , и известната дрейфова скорост се използват за пресмятането на X-координата на заредените частици и времето им на регистрация в спектрометъра. Регистрираните сигнали в двете станции на сноповия спектрометър се използват за реконструиране на траекторията на заредените частици, респективно заредените K-мезони.

Сигналите от всеки стрип в една TPC камера преминават през предусилвател, усилвател, формиране на сигнала и дискриминатор. Така преобразуваните сигнали се изпращат към високоефективни електронни схеми за четене и оцифроване на времето или HPDTC чипове (High Performace Time to Digital Converter), които почти нямат "мъртво" време и са разработени от ЦЕРН [44]. Цялата система е проектирана по такъв начин, че да се справи с потока от заредени частици в един стрип от 8Mhits/s. Информацията от сноповия спектрометър се използва в първото ниво на филтриращата (тригерна) система на събития на експеримента. Разделителна способност за измерване на времето на регистрация на частици в сноповия спектрометър е почти $0.7ns$ (Фиг. 3.5: в). То се използва от програма за реконструкция за идентифициране на най-близката каонна следа до събитие, което е регистрирано в централния детектор на експеримента. Разделителната способност по импулси на KABES системата е 1.0% и е оценена с помощта на измерената разделителна способност по импулси на магнитния спектрометър с $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ процесите (Фиг. 3.5: б). Магнитният спектрометър е разположен веднага след разпадния обем и служи за измерването на импулсите на заредените следи от каонните разпадания. KABES системата измерва положенията от заредени снопове в хоризонтално и вертикално направления съответно от $100\mu m$ и от $130\mu m$ при номинална протонна интензивност на SPS от 7×10^{11}

3. Експериментът NA48/2



Фигура 3.5: (а) Двумерен спектър на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ събития по реконструирани импулси на трите пиона с помощта на магнитния спектрометър, състоящ се от дрейфови камери и диполен магнит, и измерения импулс на заредените каони в KABES. (б и в) Разделителни способности по импулси и измерване на времето на регистрация на частици в KABES-станциите.

pp.

С помощта на сноповия спектрометър е подобрена разделителната способност на кинематичните величини, които са от голямо значение при изследванията на редки каонни разпадания, където е необходима добра разделителна способност за отделянето на фона от сигнала.

3.4 Разпаден обем

3.4.1 Общи характеристики на разпадния обем

Разпадният обем (наричан “blue tube”) на експеримента NA48/2 представлява цилиндрична вакуумна тръба с дължина 114m и с диаметър 1.92m в началото, която се разширява до 2.4m в последните си 48m. Неговото начало е веднага след последните колиматори от системата за формиране на заредените снопове, т.е. приема се условно при $Z = -18$ m (предходните експерименти, NA48 и NA48/1, са изучавали неутрални каони и са имали по-малък разпаден обем от 90m, който е започвал при $Z = 6$ m и е разширен с 24m за NA48/2 експеримента, за да компенсира по-краткото време на живот на заредените каони). Налягането в разпадния обем е по-малко от 10^{-4} mbar за избягване на взаимодействия на $K^\pm$ -мезоните и тяхните продукти на разпадане с остатъчния газ преди да бъдат регистрирани от детекторите.

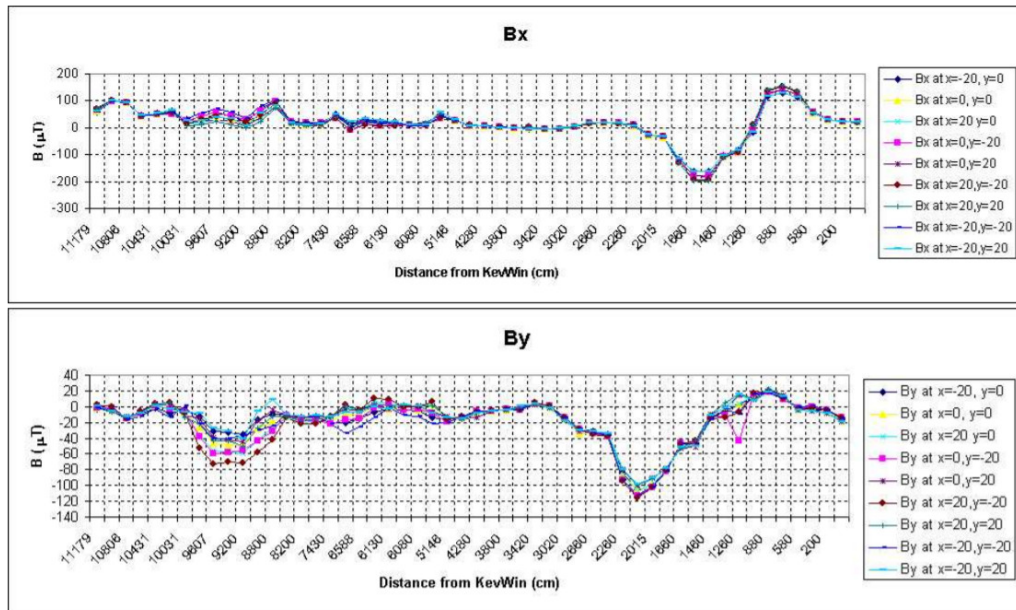
Тънка преграда е поставена в самия край на разпадния обем и е изработена от кевлар. Тя разделя вакуума в разпадния обем от газа в магнитния спектрометър, който е хелий

при атмосферно налягане. Преградата е във форма на част от сфера с радиус на кривината 1.3m и дебелина 0.9mm съответстваща на вещество на пътя на частиците 3.1×10^{-3} радиационни дължини.

Частичите, които не са се разпаднали в разпадния обем продължават движението си във вакуум затворен в тънкостенна алуминиева тръба с диаметър 152mm и дебелина 1.2mm преминаваща през средата на целия детекторен комплекс (Фиг. 3.7).

3.4.2 Магнитно поле в разпадния обем

Присъствието на всяко остатъчно магнитно поле би повлияло силно на реконструкцията на събитията и измерването на заредената асиметрия на $K^\pm$ -мезони. Измерено е наличието на слабо нехомогенно магнитно поле (наречено “blue field”, заради цвета на тръбата) в разпадния обем, което е причинено най-вече от земното магнитното поле. През зимата на 2003г. са извършени прецизни измервания в различни напречни плоскости, с чиято помощ са направени карти на остатъчното нееднородно магнитно поле (Фиг. 3.6). Измерените



Фигура 3.6: Карти на напречните компоненти на остатъчното магнитно поле (B_x –горе, B_y –долу) по продължение на вакуумната тръба, където разстоянието е измерено от кевларовия прозорец в сантиметри. Различните цветове съответстват на различни x и y координати, при които е измерено магнитното поле.

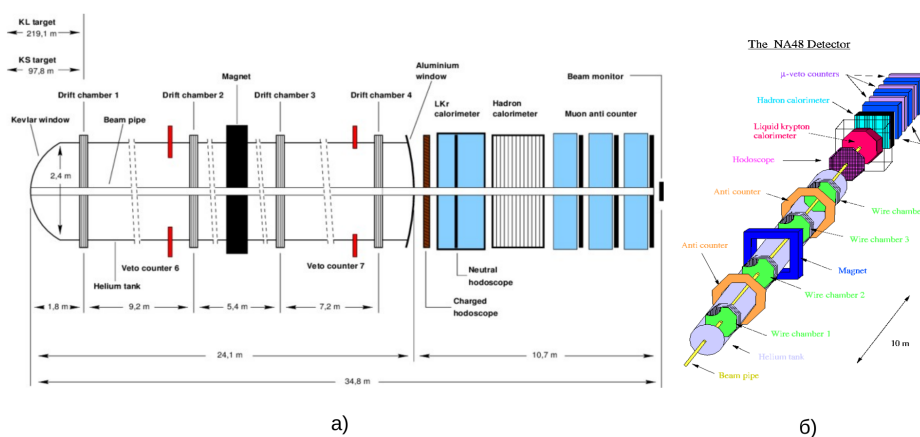
стойности на големината на магнитното поле варират до $200\mu\text{T}$. При реконструкцията и симулацията на събитията са отчетени стойностите на x - и y -компонентите на остатъчното магнитно поле като функция на Z -координата на експеримента (т.е. по дължината на тръбата оформяща разпадния обем). Направена е оценка, че ако заредена частица премине

3. Експериментът NA48/2

през целия вакуумен обем по централната ос, то тя би получила отклонение от около $\sim 1.5\text{mm}$ в една от напречните равнини на нейното движение.

3.5 Централна детекторна система

Основните подсистеми на централния детектор на NA48/2 експеримента са сцинтилационни вето детектори, магнитен спектрометър, сцинтилационен ходоскоп, електромагнитен и адронен калориметри, мюонен детектор и детектор за мониторинг на координатите на заредните снопове. На Фиг. 3.7 е показано схематичното разположение на всяка под-детекторна система на централната експериментална установка след разпадния обем.

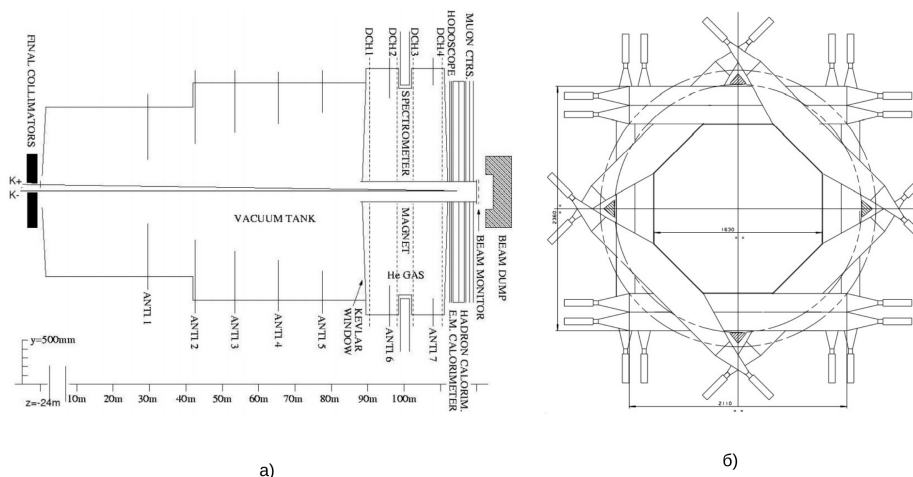


Фигура 3.7: NA48/2 централна детекторна система – двуизмерен (а) и триизмерен (б) схематичен вид.

3.5.1 Сцинтилационни вето детектори

Сцинтилационни вето детектори са специално проектирани за регистрация на фотони, които се движат при ъгли по-големи от апертурата на централния NA48/2 детектор [40]. Те са общо седем на брой като всеки от тях представлява станция от желязо и сцинтилатори. Пет от станциите са разположени по дължината на разпадния обем, а две от тях са в магнитния спектрометър (Фиг. 3.8: а). Всяка станция се състои от два слоя сцинтилатори, с дебелина 10mm и дължината 2000mm , пред които е поставен стоманен блок с 35mm дебелина служещ за конвертор на фотоните. Сцинтилаторите имат размери на трапец или правоъгълник като са подредени по такъв начин, че да образуват пръстеновидна форма покриваща геометричната апертюра на електромагнитния калориметър (Фиг. 3.8: б). Първите четири станции съдържат дванайсет сцинтилатора, а останлите три – осем. Измерената ефективност на вето детекторите като се вземе предвид вероятността за конвертиране на фотоните е $\sim 95.5\%$. Сигналите от всеки сцинтилатор се четат от фотоумножители монтирани от двете му страни. За компенсация на полученото време на

попадане на фотон в сцинтилатора се използва осредненото време на сработване на двата фотоумножителя. Осредненото време е независимо от мястото на попадане на фотон във вето детектора, поради малкото отношение между ширината и дължината на самия сцинтилатор. Разделителната способност за измерване на времето на регистрация на частица е 0.55ns . Сигналът от вето броячите се използва в антисъвпадение при формирането на



Фигура 3.8: Разположение на сцинтилационните вето детектори означени с ANTI (а) и структурата на една станция (б).

някои от условията за сработване на тригерната система, откъдето произлиза и тяхното име антиброчи (ANTI или AKL).

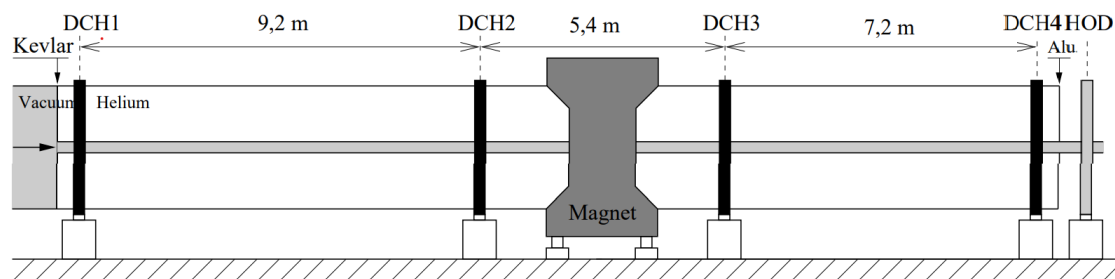
3.5.2 Магнитен спектрометър

Първата детекторна подсистема след прозореца от кевлар на разпадния обем е магнитния спектрометър, който се състои от четири дрейфови камери (DCHs) и един диполен магнит разделящ координатните детектори на две двойки (Фиг. 3.9). С негова помощ се изчисляват импулсите на заредените частици (следи) след измерването на техните координати и ъгъла им на закривяване. Първите две дрейфови камери обезпечават също така определянето на положението на върха на разпадане на заредените К-мезони. Посоката на магнитното поле е по Y-оста, при което заредените частици се закривяват по X-оста. Спектрометърът е поместен в цилиндричен обем от неръждаема стомана с дължина около 23m и 2.8m вътрешен диаметър. Той е запълнен с хелий при атмосферно налягане, за да се намили ефекта от многократно разсейване. Обемът на магнитния спектрометър е 120m^3 и завършва със затваряща част от алуминий.

3.5.2.1 Диполен магнит

Спектрометричния магнит (MNP33) се намира между втората и третата дрейфови камери и обхваща напълно напречното сечение на хелиевия резервоар. Той се състои от

3. Експериментът NA48/2



Фигура 3.9: Схематично представяне на магнитния спектрометър, където са изобразени реалните размери на разстоянията между дрейфовите детектори и диполния магнит и между самите многонишкове камери в хелиевия резервоар.

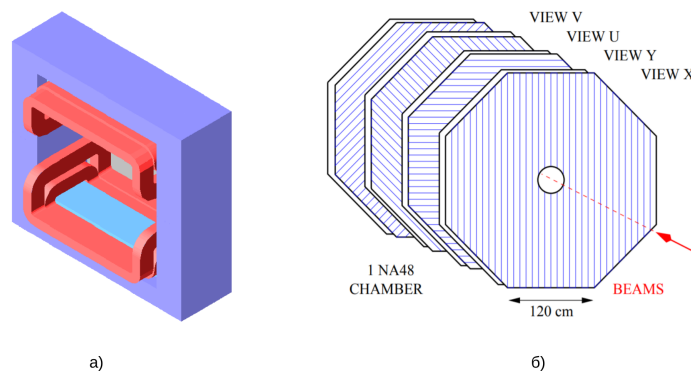
правоъгълна желязна рамка с два магнитни полюса и две двойки намотки както е показано на Фиг. 3.10: а. Апертурата на диполния магнит се определя от пресичането му с хелиевия обем с размер на вътрешния диаметър от 2.37m.

Магнитът може да работи при различна сила на тока в намотките. Направени са измервания на трите компоненти на магнитно поле с помощта на датчици на Хол при три различни стойности на тока в магнита – 1200A, 1050A и 500A, които съответстват на 100%, 87% и 42% от номиналната стойност. Точността на измерванията са 0.01%. Разликата между получените стойности и пресметнатите е не повече от 0.3%. Посоката на магнитното поле е по Y-оста, а изменението на интеграла на магнитното поле по траекторията на заредена частица е по-малко от 6% в сравнение със стойността му по Z-оста.

Полярността на MNP33 се променя по време на набирането на данни, за да се намали систематиката дължаща се на различната ефективност на регистрацията за K^+ и K^- . Смяната на посоката на магнитното поле се наблюдава чрез два датчика на Хол и реконструираната каонна маса от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ каналите на разпадане като всяка промяна по-голяма от 0.05% се отчита при реконструкцията на събитията и в Монте Карло (МК) симулациите. Използваният номинален ток в магнита е 540 A. Той е определен от факта, че снопът от неразпаднали се частици (каони и пиони) трябва да остане във вакуумната тръба докато бъде изведен извън апертурата на NA48/2 детектора. При тази стойност на тока в намотките изменението на напречния импулс на заредените следи е около 120MeV/c. По време на набора от данни през 2003 г. полярността на магнитното поле се обръща ежедневно, а през 2004 г. - се сменя на около 3 часа. Хомогеността на магнитното поле в активния обем на MNP33 е по-добра от 10%, което позволява бързо определяне на импулса на заредените частици за нуждите на тригерната система [45].

3.5.2.2 Дрейфови камери

Дрейфовите камери имат октогонална форма с ширина 120cm. Напречният им размер е 2.9m, а активна им площ е 4.5m². През центъра на всички DCH детектори на магнитния спектрометър имат отвор с диаметър 160mm, през който преминава сноповата тръба. Всяка дрейфова камера се състои от осем плоскости, всяка от които съдържа 256 заземени



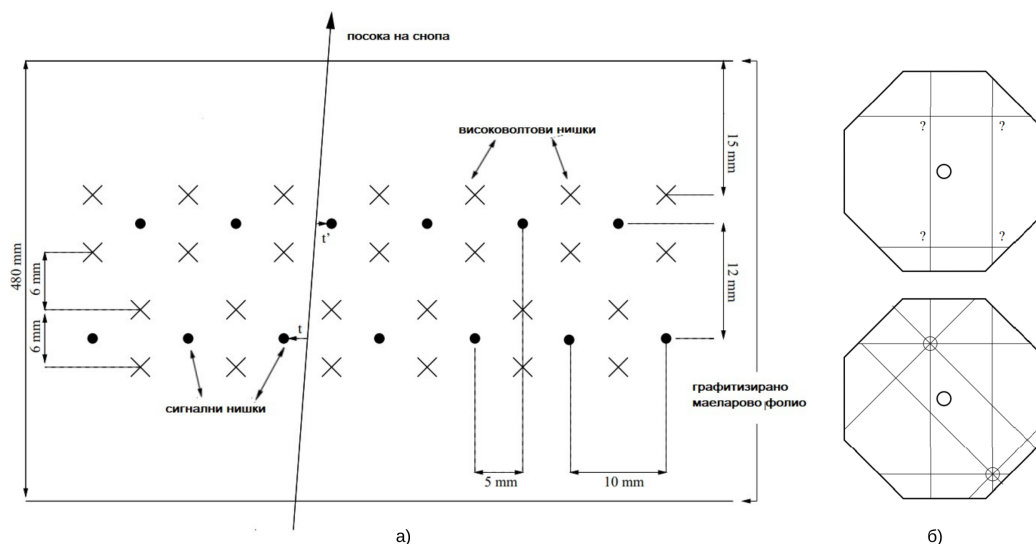
Фигура 3.10: (а) Спектрометричният магнит (MNP33) с външни размери $4.40\text{m} \times 4.00\text{m} \times 1.30\text{m}$. Вертикалното и хоризонталното разстояния между двата полюса определят апертурата на магнита, която е 2.40m и 3.20m . (б) Ориентацията на нишките в различните плоскости на една дрейфова камера.

позлатени волфрамови нишки с диаметър $20\mu\text{m}$. Плоскостите са групирани по двойки на разстояние 12mm една от друга по Z -оста, за да се постигне еднозначност и точност при определяне на координатите и намаляване на ефектите от локални неефективности. Всяка DCH двойка равнини има определена ориентация на нишките перпендикулярно на оста на снопа: хоризонтална – под 0° (X изглед), вертикална – под 90° (Y изглед) и под ъгъл: -45° (U изглед) и $+45^\circ$ (V изглед). На Фиг. 3.10: б е показана структурата на една дрейфова камера с четирите ѝ двойки плоскости със съответното подреждане на волфрамовите нишки.

Устройството на една клетка в сдвоена дрейфова плоскост е показано Фиг. 3.11: а. Електричното поле в детекторите се създава чрез подаване на отрицателно напрежение от -2300V на позлатени титаниево-медни нишки (високоволтови) с диаметър $120\mu\text{m}$. Всяка заземена нишка е заобиколена от четири високоволтови нишки на разстояние от 5mm , а разстоянието между всеки две съседни волфрамови или титаниево-медни нишки е 10mm . Графитизирани майларови фолиа с дебелина $22\mu\text{m}$ покриват двете страни на всяка DCH сдвоена плоскост, на които е подадено напрежение от -1440V , за да се формира електричното поле. Сигналите се снемат от волфрамовите нишки.

На входа и на изхода на всяка DCH камера са монтирани по два прозореца от майлар с дебелина $50\mu\text{m}$ и разделени помежду си на 2cm по Z -оста. Тяхната цел е да държат алуминиева окръжност с 16cm диаметър, която служи като фланец за сноповата тръба. Обемът на всяка дрейфова камера е запълнен с работна газова смес от аргон и етан ($50\% \text{Ar} + 50\% \text{C}_2\text{H}_6$) при атмосферно налягане и малко количество водни пари ($\leq 1\%$) за забавяне на процесите на стареене. От двете страни на всяка дрейфова камера са използвани допълнителни майларови фолиа, за да се предотврати замърсяване на работната газова смес с хелия в алуминиевия резервоар. Веществото на пътя на частица преминаваща през една DCH камера е 4×10^{-3} радиационни дължини. Измереното газовото усилване е 8×10^4 при номинално високо напрежение. Максималното дрейфово разстояние в една клетка е

3. Експериментът NA48/2



Фигура 3.11: (а) Геометричното разположение на нишките в една сдвоена дрейфова плоскост. Изгледът е перпендикулярен на посоката на снопа. (б) Изображение как U- и V-ориентациите на нишките помагат за еднозначното определяне на координатите на регистрираните сигнали при реконструкция на събитията.

5mm благодарение на доброто фиксиране на разстоянията между нишките, което съответства на почти 100ps дрейфово време. Дрейфовата скорост на електроните е $45\mu\text{m}/\text{ns}$ [46].

Четене на сигналите от дрейфовите камери

Магнитният спектрометър се състои от около 8000 канали, които се четат едновременно и се записват. Всяка нишка на дрейфовите камери е заземена през схема с предусилвател. Усилвателите и дискриманторите са монтирани върху рамката на DCHs. Изходните сигнали от дискриманторите се формират и изпращат към 40MHz TDC, където се оцифроват сигналите. Общо има 28 на брой TDC чипове в магнитния спектрометър: по една за всяка плоскост на дрейфовите камери, като в DCH3 се четат сигналите само от X и Y изгледите. Всяка TDC схема съдържа освен TDC чип и FIFO (First In First Out) памет. TDC чиповете записват координатите и времето на регистрираните сигнали, които се запазват временно във FIFO паметта преди да бъдат изпратени до буферна памет (ring buffer memory, RBM), която ги съхранява за $204.8\mu\text{s}$.

Данните от всяка плоскост на дрейфовите камери се четат паралелно – веднъж от тригерната система на първо ниво и втори път от тригерната логика на второ ниво на експеримента, описани в глава 4). Времето за четене на информацията от RBM зависи от общия брой на сигналите върху нишките. Ако една нишка има повече от 8 сигнала в интервал от 100 ps, FIFO паметта на съответния TDC чип е нулирана. Информацията се губи при появата на нулиране на паметта, което е един от източниците на неефективност на три-

герната система от второ ниво (виж раздел 4.2.2).

Една нишка от камерите може да поддържа поток от сигнали до 400kHz и да изчете до 64 едновременни сигнала за една плоскост на DCH без “мъртво” време. Времето на дрейф в дрейфовите камери са изчислени с помощта както на измереното време на пристигане на йонизационния облак върху анодната нишка, така и на измереното време необходимо за преминаване на заредената частица спрямо общия 40MHz часовник. Времето на пристигане на една следа се измерва от сцинтилационния ходоскоп, чието описание е представено в следващата раздел 3.5.3.

Всички подробности за четящата електроника на дрейфовите камери са описани в [47, 48].

Разделителна способност на магнитния спектрометър

Напречната геометрия на DCHs и тяхното надлъжно разположение са известни с точност от 2×10^{-4} . Това позволява да се измери надлъжното положение, по оста на снопа, на върха на разпадане на зареден K-мезон с точност от $\sim 50\text{cm}$, а напречните координати – с точност от 2mm.

Разделителната способност по импулси при изменение на напречния импулс на 120MeV/c съответстващо на интегрално магнитно поле приблизително 0.5Tm е:

$$\frac{\sigma(p)}{p} \simeq 1.02\% \otimes 0.044 \cdot p[\text{GeV}/c]\%, \quad (3.5)$$

където с p е означен импулса на заредените частици. Първият член е свързан с многократното разсейване, а втория отразява точността на измерване на координатите на частиците. Разделителната способност за измерване на координатите на попадане на частица в дрейфовите камери е $95\mu\text{m}$. Краткото време за нарастване на импулсите и обработката им чрез TDC чиповете води до 700ps разделителна способност за измерване на времето на регистрация на частици в DCHs.

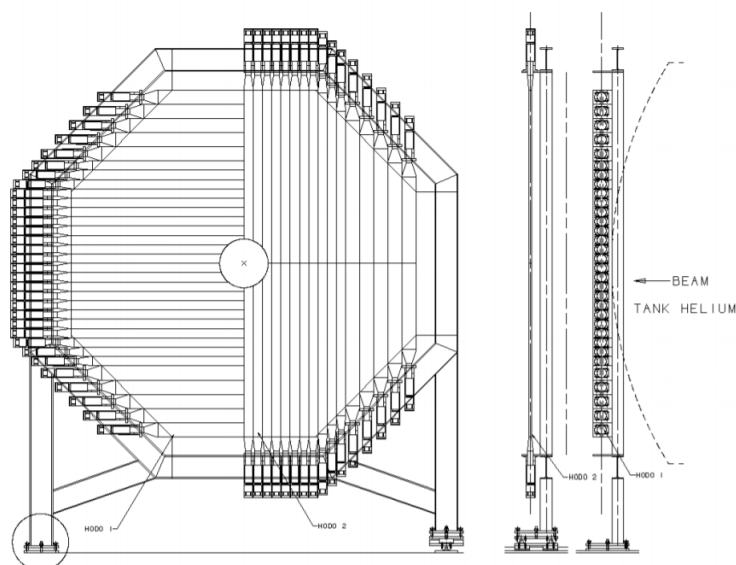
Прецизна геометрична калибровка на камерите се прави периодически посредством мюонен сноп и изключен магнит по време на набирането на данните. Разделителната способност в масата на зареден K-мезон е $1.7\text{MeV}/c^2$. Тя е измерена с реконструирани $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ събития.

3.5.3 Сцинтилационен ходоскоп

За определяне на времето за преминаване на частици през декторния комплекс се използва сцинтилационен ходоскоп (CHOD), който е разположен веднага след магнитния спектрометър. Разделителната способност за измерване на времето за регистрация на частица в CHOD е 250ps. Ходоскопът се състои от две плоскости намиращи се на 75cm разстояние една от друга. Всяка плоскост съдържа 64 на брой сцинтилатора, които са разположени хоризонтално в първата равнина (след хелиевия резервоар) и вертикално във втората равнина (Фиг. 3.12). Дължината на сцинтилаторите варира от 60 cm в периферията до 121cm в центъра, така че кръг с радиус 121cm да се съдържа напълно в ходоскопа. Всеки сцинтилатор е с дебелина 2cm съответстваща на 0.05 радиационни дължини, докато ширината

3. Експериментът NA48/2

на централните сцинтилатори (2×22 на брой) е 6.5 cm, то на крайните сцинтилатори (4×5 на брой) е 9.9cm. Всяка плоскост на ходоскопа е разделена на четири квадранта от по 16 сцинтилатора. Втората плоскост на CHOD се намира на 80cm разстояние от електромаг-

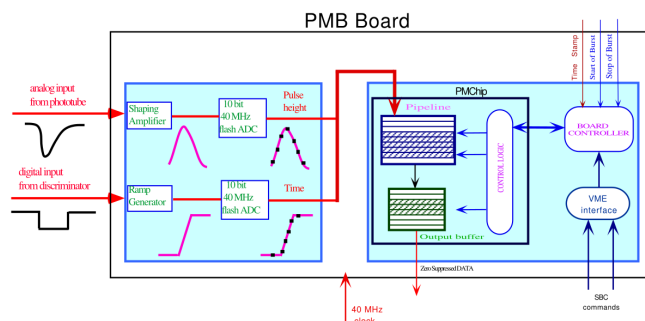


Фигура 3.12: Схема на разположението на сцинтилаторите в двете равнини на ходоскопа.

нитния калориметър, за да се намали ефекта от фалшиви сигнали в резултат на обратно разсеяни частици от предната равнина на калориметъра [40].

Четенето на сигналите от сцинтилационния ходскоп се извършва от специални модули наречени PMB (Pipeline Memory Board), които са схематично представени на Фиг. 3.13. Аналоговият сигнал, който идва от фотоумножителите, монтирани на външния ръб на всяка равнина, първо се дискриминира и след това се изпраща заедно със сигнала от изхода на цифровия дискриминатор към 10-битов 40MHz FADC (Flash ADC, Паралелен аналогово-цифров преобразувател). В FADC аналоговият сигнал се формира и оцифрова, за да се вземе амплитудата на импулса му. Оцифрваният изход от дискриминатора се използва за индикатор на нарастването между две нива в електронна схема за четене и оцифроване на времето (TDC). По този начин се постига по-добра разделителна способност за измерване на времето на попадане на частиците в CHOD. PMB модулите са специално проектирани за CHOD системата, но също така се използват за четене на сцинтилационните вето детектори (AKL), неутралния ходскоп (NHOD, описан в раздел 3.5.5) и за неутралната тригерна система системата (NUT, разгледана в раздел 4.2.1) [49].

Логически условия се прилагат върху четенето на сигналите, които са регистрирани в CHOD. С тяхна помощ са дефинирани различни филтриращи изисквания, които се използват в първото ниво на тригерната система на NA48/2 експеримента. Например, съвпадение от сигнали в двете плоскости на ходоскопа от един и същи квадрант представлява



Фигура 3.13: Схема на дизайна един на един четящ PMB модул.

Q1 логически сигнал или съвпадение на сигнали в двете плоскости на CHOD от два диагонални квадранта е Q2 логически сигнал.

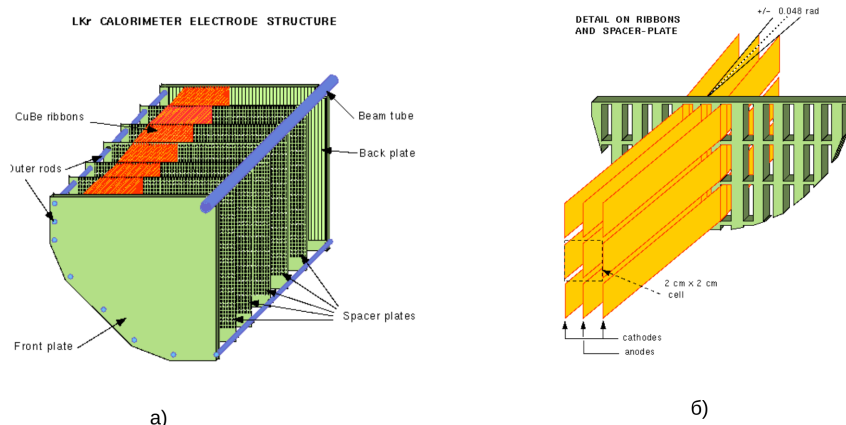
3.5.4 Електромагнитен калориметър

Електромагнитният калориметър (LKr) на експеримента NA48 представлява квази-хомогенна йонизационна камера, чийто активен обем е запълнен с втечнен криптон [50, 51]. Той е разположен на 80cm разстояние от сцинтилационния ходоскоп по посока на движението на заредените снопове. Калориметърът е специално проектиран да измерва енергията, положението и времето на заредени частици и фотони, които са генерирани при разпаданията на $K^\pm$ -мезоните.

Електромагнитна лавина започва да се развива веднага след попадането на електрон или фотон в активния обем на LKr. Високоенергетичните електрони и фотони взаимодействат с веществото чрез образуване на електрон-позитронни двойки и спиралнолъчение. По този начин се раждат вторични електрони и фотони, които продължават да взаимодействат с атомите на втечнения благороден газ докато тяхната енергия не стане по-малка от критичната енергия за раждане на нови частици. Критичната енергия за криптона е 21.51MeV и представлява енергията, при която радиационните загуби са равни на йонизационните загуби. С други думи оставащите вторични частици продължават да губят енергия само чрез разсейване.

Малката радиационна дължина (4.7cm) и радиус на Молиер (4.7cm) на криптона позволява детекторът да бъде компактен, в който електромагнитната лавина да се развие напълно. Дължината на LKr е 127cm, а напречното му сечение е приблизително с формата на осмобъгълник с площ 5.3m² (почти 20 тона втечнен криптон). Течният криптон се използва и като поглъстител и като активна среда. По пътя на заредените частици в електромагнитна лавина атомите на криптона се йонизират. Броят на родените двойки, електрон-йон, е пропорционален на вложената енергия. LKr работи като йонизационна камера. Всички генерирани електрони се събират от анод преди да бъдат поглънати. Средното време на живот на свободните електрони е 100μs, а дрейфовото време на електроните до най-близкия анод е около 3μs. Активният обем на калориметъра е 10m³ и е разделен на 13248

3. Експериментът NA48/2



Фигура 3.14: Вляво е показан квадрант от електромагнитния калориметър, а вдясно е илюстрирана схематично една LKr клетка.

клетки, всяка от които е формирана от дълги медно-берилиеви ленти-електроди с дебелина $40\mu m$ както е показано на Фиг. 3.14: а. Всяка клетка има $2 \times 2 cm^2$ напречни размери и е с дължина от 127cm по Z-оста, което е еквивалентно на 27 радиационни дължини на взаимодействие и 2 ядрени дължини на взаимодействие (120cm). Анодът е в средата на всяка клетка и му е подадено напрежение от 3kV, а катодите са заземени. Йонизационният ток, индуциран върху анодите, се измерва със специална електронна верига като само пръровочалният ток се чете от всяка клетка, за да се постигне добра разделителна способност за измерване на времето на преминаване на частица в калориметъра.

Електродите са обтегнати между две базови плоскости като запазването на правилното отстояние между тях е постигнато чрез пет допълнителни стабилизиращи равнини. Формата на електродите по надлъжната компонента имат зигзагообразна форма като ъгълът между пречупванията е $48 mrad$. Тази геометрия е специално подбрана, за да се намали зависимостта на мястото на попадане на частицата от отклика на клетката. В случаите, когато се развива електромагнитна лавина по дължината на електродите, геометрията тип “акордеон” минимизира недостатъчната йонизация (Фиг. 3.14: б).

Напречният размер на клетките не е постоянен по Z-оста. Той се увеличава с 0.19% след всяка следваща стабилизираща равнина. По този начин е постигната проективна геометрия на пресечена пирамида с връх насочен към центъра на разпадния обем. Това гарантира от една страна един и същи напречен профил на електромагнитните лавини независимо от ъгъла, под който попада йонизиращата частица, а от друга страна, че фотоните участващи в лавините са родени в активния обем на детектора независимо от надлъжното развитие на самата лавина. По този начин енергията на електроните и фотоните е измерена почти независимо от дълбочината на лавината, което също зависи силно от депозираната енергия при инициерирането ѝ.

Електромагнитният калориметър е поместен във вакуумно изолиран криостат, поради ниската температура на кипене на криптона (120K). Криостатът се състои от алумини-

ев вакуумен съд отвън и неръждаем стоманен съд отвътре. В криостата температурата се поддържа стабилна с максимална вариация от 0.3K, защото дрейфовата скорост на електроните силно зависи от температурата. Дебелината на криостата в предната част на калориметъра съответства на 0.65 радиационни дължини на взаимодействие, което съответства на приблизително 50MeV загуба в енергията на един фотон. Този ефект е също отчетен в МК симулациите на централния детектор.

Събиране на данни от LK τ

Събирането на сигналите от калориметъра се осъществява в чувствителен токов режим. Първоначалният индуциран ток е пропорционален на депозираната йонизация, т.е. на енергията на електромагнитната лавина. Той не зависи от разпределението на пространствения заряд в LK τ клетките. Формирането на първоначалния ток е много бърз процес, който осигурява отлична разделителна способност за измерване на времето на регистрация на сигнал. Четенето на сигналите в LK τ е проектирано по такъв начин, че да няма "мъртво" време. Електрониката включва основно предусилватели и система за калибриране на единичните канали. Тя е директно монтирана на задната плоча на детектора в криостата, за да се намали шума и да се сведе до минимум извличането на времето на сигнала. Индивидуалните коаксиални кабели свързват изхода на предусилвателите със захранващите кабели, към които са закрепени трансивъри работещи при стайна температура. По този начин извън криостата именно трансивърите управляват сигналите към CPD модулите за четене [52]. На изходните сигнали от CPDs се извършва асинхронно цифрово семплиране на всеки 25ns от 10-битов FADC с автоматично превключване на усилването за пълно покриване на динамичния диапазон от 3.5MeV до 100GeV като стойността на усилването се записва в два допълнителни бита. Оцифрованите сигнали се съхраняват в конвейерна памет в продължение на 3.2 μ s за всеки канал (клетка) и след това се изпращат до система за събиране на данните, която работи с нулево потискане за клетките с енергия под определен праг. В системата за събиране на данните се прилага алгоритъм за търсене на група от единични клетки, които съдържат сигналите от електромагнитната лавина (клъстер), ако клетките са с депозирана енергия над прага. По този начин е възможно да се намали с около 100 броя на клетките, които се отчитат за всяка електромагнитна лавина [53]. Около 60 от общо 13248 клетки на LK τ се определят като "мъртви", поради неадекватния си отклик. Причината за това зависи от различни неизправности в електронната верига като най-често проблемите са свързани с дефектни предусилватели, липса на калибровка, лош пиедестал, прекомерен шум, много нестабилна реакция при калибрирането на импулси. "Мъртвите" клетки са взети под внимание при генерирането на МК симулации, които включват отклика на отделните поддетекторни системи.

Разделителни способности на LK τ

Линейността (хомогенността) на отклика на електромагнитния калориметър е в рамките на 0.1% и е проверена чрез използване на два взаимнодопълващи се метода. Първият

3. Експериментът NA48/2

от тях се състои в изпращане на вътрешно калибровъчни импулси към детектора с известна стойност, които са обработени с цифрово-аналогов преобразувател. Вторият метод се състои в използването на специален електронен сноп насочен към калориметъра, а именно при измерването на енергията на електроните от $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu_e$ (K_{e3}) процесите, където импулса на заредените частици е измерен в магнитния спектрометър. В случай на идеален електромагнитен калориметър отношението на енергията към импулса (E/p) на електроните би трябвало да бъде равен на единица, ако пренебрегнем енергетичните загуби от около 45MeV, поради материала намиращ се пред калориметъра. За проверка на гореспоменатите методи и пресмятане на калибровъчните фактори са използвани фотони генерирани от разпади на π^0 и η частици произведени от протонен сноп и мишена с малко Z. Измерената разделителна способност по енергия се параметриза по следния начин:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{3.2\%}{\sqrt{E}} \otimes \frac{9\%}{E} \otimes 0.42\%, \quad \text{където } E \text{ [GeV]}. \quad (3.6)$$

Първият член се дължи на стохастични флуктуации в развитието на електромагнитна лавина, а вторият член отчита шума от електрониката и естествената радиоактивност на криптона. Константният член се дължи на нехомогенности, грешка при вътрешното калибриране на LKг клетките и веществото намиращо се пред калориметъра, което абсорбира част от енергията на частиците.

Разделителна способност за измерване на координатите на попадане на частиците в LKг като функция на енергията на сноповете (E [GeV]) е измерена чрез екстраполиране на електронни следи от магнитния спектрометър. По-конкретно, сравнява се положението на гравитационния център (CoG) на електромагнитната лавина в LKг и реконструираното положение на електрон, където е първоначално преминал през калориметъра използвайки информацията от DCHs. CoG е пресметнат чрез 3×3 LKг клетки, съдържащи електромагнитната лавина и корегирани за нелинейна зависимост от положението на попадане на заредената следа в клетката:

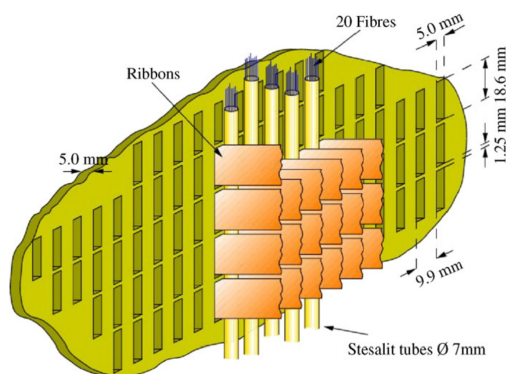
$$\sigma_{x,y} = \left(\frac{4.2}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \otimes 0.6\% \right) mm. \quad (3.7)$$

Разделителната способност за измерване на напречните координати на попадане на частица в калориметъра е около 1mm за 25 GeV фотон.

Разделителна способност за измерване на времето на попадане на частица в калориметъра се определя чрез апроксимация с парабола на нарастващия край на сигналите в LKг (първоначалното отчитане на тока), за да се намери максималната амплитуда. Необходимо е да се отчетат някои допълнителни корекции като: зависимостта на мястото, където частицата попада в калориметъра от положението на лавината в дрейфовата област; корелация с общия часовник и намаляването на ефекта с времето. Разделителната способност за измерване на времето на регистрация на електромагнитна лавина, инициирана от един фотон, е почти 500 ps. Добрата разделителна способност за измерване на времето на попадане на частица в LKг помага за отхвърлянето на фон дължащ се на случайни събития.

3.5.5 Неутрален ходоскоп

Неутралният ходоскоп (NHOD) се състои от 256 групи от сцинтилаторни влакна инсталирани вертикално в електромагнитния калориметър на дълбочина 9.5 радиационни дължини¹. Ходоскопът се намира точно пред втората стабилизираща плоскост на LКг. Всяка група от сцинтилаторни нишки се състои от 20 на брой влакна с общ диаметър 5.5mm, които са прибрани в тръба от епоксидно фибростъкло с външен диаметър от 8mm и 2m дължина (Фиг. 3.15). Сигналите се четат от фотоумножители разположени най-отпред на LКг по такъв начин, че се намират вътре в калориметъра, но извън активния му обем.



Фигура 3.15: Схематично представяне на влакната на неутралния ходоскоп.

Неутралният ходоскоп е разделен на 4 квадранта, всеки с 8 канала за четене на сигналите. Информацията от неутралния ходоскоп осигурява независимо измерване на времето на електромагнитните лавини. Това е причината NHOD да се използва за формирането на независим тригер с минимални изисквания за неутрални събития (нарича се TON и е обяснен в раздел 4.2.4) и съответно за измерване на ефективността на неутралната тригер-на система. Типичната разделителна способност за измерване на времето на регистрацията на частица в ходоскопа е около 250 ps.

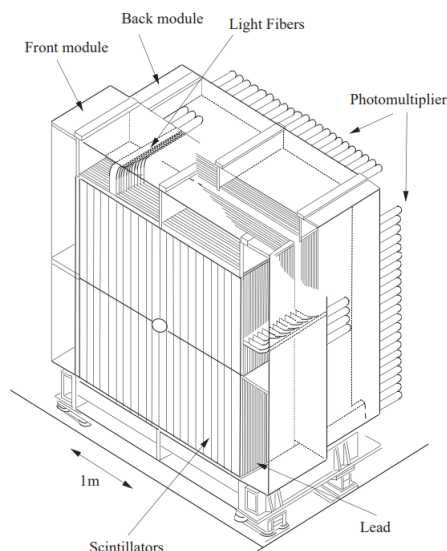
3.5.6 Адронен калориметър

Измерването на енергията на силно взаимодействащи частици се осъществява с помощта на адронен калориметър (НАС), който е разположен веднага след LКг. Той представлява детектор тип “сандвич” състоящ се от редуващи се сцинтилаторни и железни плоскости. Напречният размер на активната му област е $2.7 \times 2.7 m^2$. Конструкцията на НАС е показана схематично на Фиг. 3.16.

Адронният калориметър е разделен надлъжно на два последователни отделни модула –

¹при тази дълбочина на LКг електромагнитна лавина, инициирана от фотон с енергия 25GeV, има максимален размер

3. Експериментът NA48/2



Фигура 3.16: Схема на адронният калориметър.

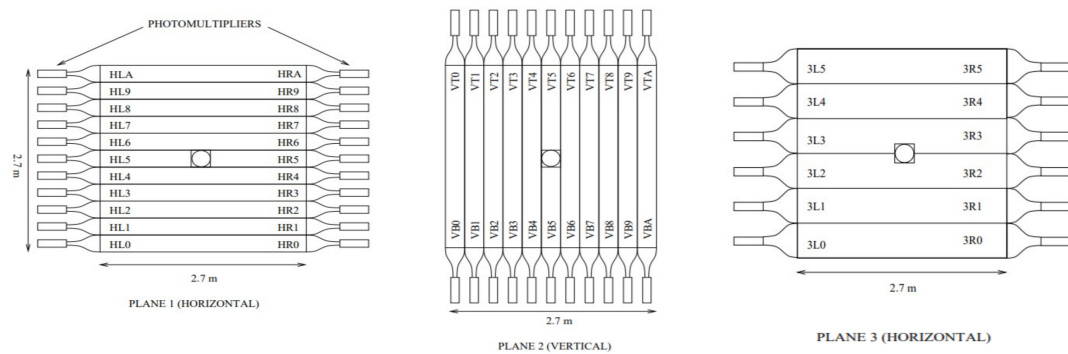
преден и заден. Всеки модул съдържа 24 желязни плоскости с дебелина 2.5cm, между които са поставени сцинтилатори с дебелина 0.45cm. Общата дължина на желязото е 1.2m или 6.7 дължини на взаимодействието. Всеки сцинтилатор съдържа 44 на брой стрипове като половината от тях са подредени в хоризонтална посока, а другата половина са във вертикална посока. Сигналите се транспортират до общо 176 фотоумножителя (по 88 за всеки модул), които са монтирани на гърба на детектора. Всички стрипове с еднаква посока при една и съща напречна координата за съответния модул са свързани с един и същи фотоумножител чрез световод. За оцифроването на сигналите се използват четири четящи CPD модула (четири групи, всяка от които се състои от 44 фотоумножителя) като преобразуването е по такъв начин, че да наподобяват сигналите от LKг. Разделителната способност по енергии се задава с $\sigma(E)/E = 65\%/\sqrt{E}$, където E е изразена в GeV.

Адронният калориметър се използва предимно в тригера на неутрални събития като оцифрованата сума от сигнали в НАС се изпраща до неутралния тригер (NUT, разгледан в раздел 4.2.1)), който оценява адронния принос към пълната енергия на съответното събитие депонирана и в двата калориметъра.

3.5.7 Мюонен детектор

Регистрацията на мюони се осъществява чрез три плоскости от пластамасови NE-110 сцинтилатора. Пред всяка сцинтилаторна плоскост е разположен желязен блок (мюонен филтър) с дебелина 0.8m или ~ 5 дължини на взаимодействие, с помощта на който се абсорбират всички адрони. Единствено мюоните оцеляват през 80cm желязо, защото не взаимодействат силно и губят средно около 2.5GeV енергия преминавайки през толкова вещество

вследствие на йонизация. Първите две сцинтилаторни равнини имат съответно хоризонтална и вертикална ориентация. Всеки слой се състои от леко припокриващи се 11 на брой сцинтилатора, всеки от които е с 10mm дебелина, 0.25m широчина и 2.7m дължина. Фотоумножители монтирани откъм двата края на всеки сцинтилатор събират светлината с изключение на централния, който е разделен на две от квадратен отвор със страна 22cm така, че да минава през него сноповата тръба. Третата сцинтилаторна плоскост съдържа 6 на брой по-тънки (с по 6mm дебелина) и по-широки (0.45m) сцинтилатора, а също така и по-малко на брой канали, които се използват за мониторинг на ефективността на първите две равнини (Фиг. 3.17). Трите сцинтилаторни плоскости заедно със съответните железни абсорберни блокове са разположени по дължината на сноповата тръба точно след адронния калориметър. Общият надлъжен размер на мюонния детектор е 4.3m като е включена допълнителна стена с дебелина 0.4m след третия мюонен слой, който поглъща частиците генерирани вследствие на взаимодействие в крайната част на сноповата тръба. Раздели-



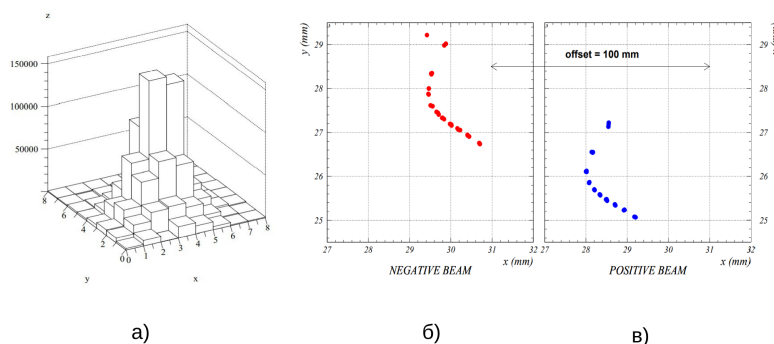
Фигура 3.17: Геометрично разположение на сцинтилаторите в трите плоскости на мюонния детектор.

телната способност за измерване на времето на регистрация на мюон е около 700ps , а реконструиранта ефективност е 99% за събития с един мюон, чиято енергия е над 5GeV.

3.5.8 Мониторинг на положението на заредените снопове

Възможността за наблюдение на стабилността на заредените снопове е от важно значение за измерването на асиметрия на експеримента NA48/2. Тази задача е решена чрез специално проектиран детектор за получаване на бърза информация за геометрията и положението на положителната и отрицателната компоненти на сноповете по време на набирането на данни. Детекторът за мониторинг на положението на заредени снопове е разположен в самия края на сноповата тръба, след края на мюонния детектор и преди допълнителната стена за поглъщане на частиците. Той се състои от две 8×8 матрици от пластмасови сцинтилаторни блокове като последните са отделени помежду си чрез алуминиево фолио, за да се намалят оптичните ефекти от нежелан оптичен трансфер на сигнали между каналите. Напречният размер на една матрица е $50 \times 50 \text{ mm}^2$ и напълно съдържа

3. Експериментът NA48/2



Фигура 3.18: Сноп от заредени частици видян през детектора за мониторинг на снопа (а) и движението на отрицателно и положително заредени снопове съответно за един цикъл на SPS ускорителя (б и в).

съответния зареден сноп. Всеки блок (пиксел) на една матрица има $6\text{ mm} \times 6\text{ mm}$ напречни размери и дебелина 9 mm . Светлината от сцинтилаторите се предава на 8×8 мулти-аноден фотоумножител намиращ се на гърба на всяка матрица, като цялата система е монтирана върху четири независими моторчета осигуряващи хоризонтално и вертикално движение на системата. Двете матрици са на 10 cm разстояние една от друга и са специално разположени според центъра на положителната и отрицателната компоненти на заредените снопове, които са пространствено отместени на около 6 cm от спектрометричния магнит (Фиг. 3.18: б и в). Средно квадратичното отклонение на сноповете в края на сноповата тръба на експерименталната установка е около 6 mm . През 2003г. електрониката за четенето на сигналите е разположена на гърба на фотоумножителя, а през 2004г. е преместена на 70 cm от сноповата тръба, за да се избегнат повреди от радиацията. След набирането на данни през 2003г. почти 10 канали за четене на данни са повредени вследствие на радиацията.

Разделителна способност за измерване на координатите на заредените снопове е 0.1 mm (Фиг. 3.18: а). Данните от детектора се четат 10 пъти за един цикъл на SPS ускорителя, което позволява отчитане на ширината и положението на заредените снопове по отношение на движението на първичния протонен сноп по време на набирането на данни.

Глава 4

Системи за филтриране на събития и събиране на данни

Събирането на данни се извършва най-общо казано на периоди при определени стабилни условия (Runs). На всеки период се приписва определено число. Така се олеснява обработката на първичните данни, които са записани при различни условия. Например, интензивността и вида на частиците образуващи сноповете; различни конфигурации на изискванията за филтриране на събития (тригери) и др. Обикновено периодите от събрани данни при стабилни условия са резултат от непрекъсната работа на SPS ускорителя от приблизително осем часа и в тях се съдържат около хиляда по-малки по обем пакети от записани данни.

Честота на събитията на NA48/2 експеримента е от порядъка на МНз и с помощта на филтрираща система на събития се идентифицират правилно и бързо потенциално интересните събития в реално време като по този начин се редуцира значително потока на количеството данни, който да бъде записан.

В тази глава са последователно описани както периодите за набиране на данни, тригерната система и системата за събиране на данните на NA48/2 експеримента.

4.1 Периоди на набиране на данни

Експериментът NA48/2 събира данни през 2003г. и 2004г. с почти еднаква продължителност от време в рамките на три месеца.

Набор на данни през 2003г.

Пълният период на набор на данни през 2003г. продължава 80 дни. Началото на периода, през първите две седмици, е използван за нагласяването и проверката на новата система за формиране на заредени каонни снопове, отделните детекторни под-системи и

4. Системи за филтриране на събития и събиране на данни

условията за отбор (тригерните сигнали). Изчисляването и интегрирането на калибровките по детекторите са направени чрез снопове състоящи се от различни видове частици. Например, набрани са данни от няколко периода при стабилни условия с мюонни снопове, които са послужили за фина настройка на дрейфовите камери. Още два специални Runs са били проведени с ниско интензивни адронни снопове отклонени на различни места спрямо DCHs с цел допълнителна проверка на настройките на магнитния спектрометър.

Поддържането на много ниска асиметрия дължаща се на детектора е постигнато чрез регулярна смяна на полярностите на магнитния спектрометър и диполните магнити в ахроматните системи за формиране на сноповете от $K^\pm$ -мезони. Полярностите на магнитното поле в спектрометъра се е променяло всеки ден, а в ахроматните системи – всяка седмица.

В самия край на набора на данни през 2003г. е проведен 8-часов Run с ниско интензивен протонен сноп, при който са записвани само данни удовлетворяващи едно единствено тригерно условие (Q1 сигнали, обяснени в раздел 4.2.1). Този период на събиране на данни при стабилни условия е използван за анализа на полулептонните K_{l3} разпадания свързан с прецизни измервания на V_{us} от матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава [31].

Набор на данни през 2004г.

През 2004г. пълният период на събиране на данни е 90 дни. През втората му половина на четящата система на електромагнитния калориметър е модифицирана, за да се намали обема на пакетите от данни за всяко събитие. Целта е била да се въведе ново тригерно изискване позволяващо измерването на заредената асиметрия в неутралните $K_{3\pi}$ процеси [54]. По-конкретно, ако през 2003г. около 50000 събития се филтрират за един пакет от записани данни, то във втората половина на събирането на данни през 2004г. е взето решение да се чете информацията от LKr само за 70% от събитията съдържащи три заредени следи. Това довежда до увеличаване на събраните филтрирани събития с около 10000 повече за всеки пакет от записани данни (общо 60000 събития).

И през 2004г. полярностите на магнитните полета в N48/2 детектора са били често разменяни. Проведени са повече на брой периоди за набор на данни при стабилни условия с мюонни снопове, с което е постигната голяма стабилност на измерените координати в магнитния спектрометър до ниво $20\mu m$.

Последната седмица на 2004г. е била посветена на тестови Runs за бъдещата по това време програма на NA48 експериментите, а именно NA62 или P326 [38]. Благодарение на тези тестови периоди е показано, че LKr детектора е достатъчно прецизен и може да бъде използван и в NA62 експеримента.

4.2 Тригерна система

Тригерната система на NA48/2 експеримента се състои от три нива и е конфигурирана по начин, който позволява да се направи ефективен отбор на кандидат-събития от интересни каонни процеси със значително отхвърляне на фоновите канали на разпадания (Фиг. 4.1).

Всеки детектор от експерименталната установка оцифрова и запазва регистрираната информация за ограничено време в буфери докато логиката на тригерната система не “вземе” решение дали да се запише или отхвърли конкретно събитие. Първото тригерно ниво (L1) е базирано изцяло на филтриране на сигналите от под-детекторите, които се четат синхронно на всеки 25ns според конкретно избрано референтно време (общ 40MHz часовник на експеримента [55]). След L1 обемът на редуцираните данни е около 500kHz. Второто ниво (L2) на тригерната система се състои от две независими компоненти, неутрална (L2N) и заредена (L2C), и е отчасти асинхронна. Обемът на данните преминали L2 е от порядъка на 50kHz и се използва за вход на система наречена тригерен супервайзър (TS), която отговаря за окончателното решение кои данни да се запазят в дисковете на компютърна ферма. TS подава команда към всички детекторни подсистеми за всяко събитие, за което е взето решение да се запази като по този начин се определя времето на регистриране на потенциално интересното събитие (TimeStamp, TSt), измерено в сцинтилационния ходоскоп спрямо началото на всеки пакет от записани данни.

Централна система за записване на данни (CDR) изпраща първичните данни от L2 към тригера от трето ниво (L3), който представлява софтуерна селекция на събития за филтриране на различни каонни процеси на разпадане без да отхвърля каквато и да е било информация. След L3 първичните данни се записват на дискове в Compact формат, който е специално разработен за NA48 експериментите и се използва за физичните анализи.

4.2.1 Тригерна система от първо ниво

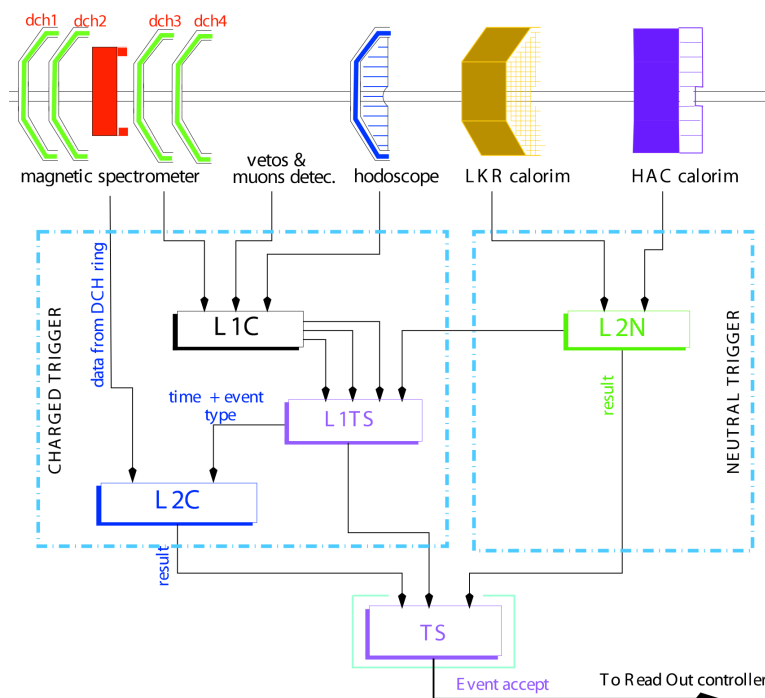
Тригерът от първо ниво използва както сигналите от неутралната компонента на L2 (L2N), така и сигналите от: сцинтилационния ходоскоп, мюонната система, системата за регистрация на фотони и първата дрейфова камера (L1C). Филтрирането на данните се извършва в тригерния супервайзър на L1 (L1TS), който непрекъснато получава информация.

L1C комбинира сигналите от CHOD, MUV и AKL и представлява част от заредената тригерна подсистема. С негова помощ броят на филтриращи сигнали се редуцира до порядъка на около 400kHz за всеки пакет от записани данни. Впоследствие интересните събития се селектират чрез специфични условия използвайки информацията от L1C.

Примери за тригерни сигнали (изисквания) на L1C:

- Q1 сигнал се нарича, когато е налично съвпадение на сигнали в хоризонталната и верикалната равнини на един и същи квадрант в сцинтилационния ходоскоп (CHOD) като същевременно се изисква сигналите да бъдат в съвпадение и по време. Q1 сигналът отговаря за събитие, което съдържа (поне) една заредена следа.
- Q2 сигнал се нарича в случаите, когато поне 2 сигнала съвпадат по време в поне два от 16 възможни под-квадранти на двете CHOD равнини. Под-квадрант се нарича една четвърт от един квадрант на ходоскопа, общо 16 под-квадранта във всяка CHOD плоскост.
- Qx сигнал се нарича в случаите, когато са регистрирани поне 2 сигнала съвпадащи по време в диагонално разположени един спрямо друг квадранти.

4. Системи за филтриране на събития и събиране на данни



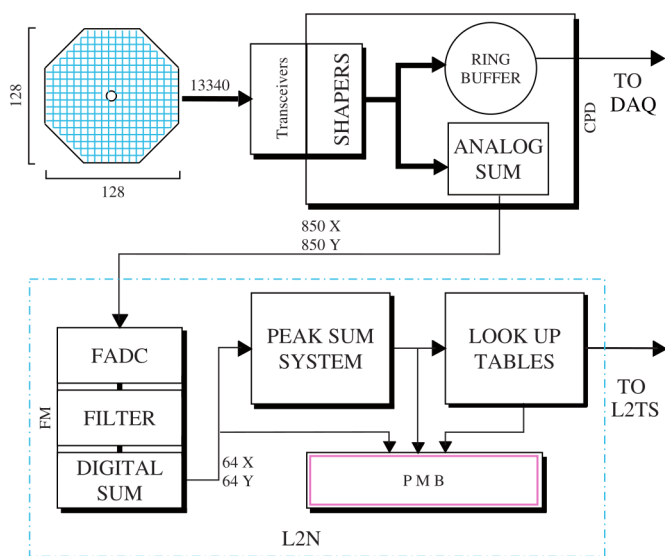
Фигура 4.1: Опростена схема на пълната тригерна система на NA48/2 експеримента. Тя се състои от две подсистеми: заредена (L2C) и неутрална (L2N), съответстващи на филтрирането на събития за заредени и неутрални каонни разпадания. L2C и L2N заедно с тригерния супервайзър обработват първичните данни като редуцират тяхния обем чрез селектирането само на интересни събития за времеви интервал от $200\mu s$.

- Тригерният сигнал, AKL, се използва предимно за вето с цел да се отхвърлят събития, за които част от информацията за пълното им реконструиране липсва, поради избягала частица от крайното състояние от разпадния обем на експерименталната установка. Филтърът е поне един от AKL вето детекторите да е сработил (!AKL).
- Пример за комбинация от по-горе описаните тригерни сигнали е например $(Q2 \times !AKL)$, който представлява условие обединяващо изискването за наличието на Q2 сигнал и вето сигнал в сцинтилационните детектори. По този начин се отбират събития с 2 или повече заредени следи, които нямат сигнали в AKL (анти-брочите).
- За филтриране на събития съдържащ мюон(и) в крайно състояние се използва тригерен сигнал, наречен 1μ , който дава информация за наличието на сигнал в MUV.

Сигналите преминавали различните L1C филтриращи условия се записват най-често с понижаващ фактор 10 или 100 (D10, D100, D=downscaling), след което се изпращат на L1TS, за да се комбинират с информацията успешно отбрана от калориметрите.

Неутралната логическа верига L2N, която се използва на първо ниво заедно с L1C, използва за входяща информация сигналите от LKR и NHOD и е напълно независима от

заредената тригерна подсистема [56]. Тя е изградена върху 40MHz поток от сигнали без да има “мъртво” време като закъснението от филтрирането на сигналите от електромагнитния калориметър е $3.2\mu s$ (Фиг. 4.2). Неутралният тригер реконструира на всеки 25ns пълната енергия депозирана в LKr, гравитационен център на електромагнитните лавини (CoG) и броя на пикове в хоризонталната и вертикалната равнини на калориметъра.



Фигура 4.2: Логическа схема на неутралния тригер (L2N), състояща се от: филтриращ модул (FM), система за изчисляване на пикове (PSS) и LUT системата. Използвана е PMB системата за мониторинг на неутралните тригерни сигнали.

Последователността на обработката на сигналите от електромагнитния калориметър се реализира като се анализират сигналите в така наречените “супер-клетки”, които представляват групирани 2×8 единични клетки в хоризонталната или вертикалната плоскости на LKr. Аналоговите сигнали на единичните клетки се сумират и дават пълната енергия вложена в съответната “супер-клетка” в CPD четящата система. Тази информация се изпраща към L2N, който се състои от: филтриращ модул FM (Filter Module), система за изчисляване на пикове PSS (Peak Sum System) и системата LUT (Look-up Table). Сигналите от всяка “супер-клетка” се оцифроват чрез FADC и филтрират чрез FM, за да се премахнат пиедесталите. След това цифровите сигнали от 64 на брой ивични нишки в хоризонталната и вертикалната проекции се сумират. Всяка нишка има ширината на 2 единички клетки (4cm). От сигналите преминал FM се формира 12-битова информация, която служи за вход както на PSS, така и на системата PMB (Pipeline Memory Board). PMB системата служи за съхраняване на информацията от неутралния тригер така, че да се наблюдава по време на набирането на данни, а също така и за междинна проверка на по-късен етап за сравнение между запазената информация от калориметрите и информацията в тригерните NUT сигнали (npeakloose loose или NTPK/NT-PEAK).

4. Системи за филтриране на събития и събиране на данни

В PSS системата се търсят пикове в LKr [57]. Всеки пик се определя като локален максимум в пространството в конкретен времеви интервал, който е над определен праг, а пълният брой на пиковете се брои поотделно за всяка x и y координата. Системата е направена така, че първо да се изчисли пълната депозирана енергия m_0 отделно за хоризонталната и вертикалната проекции:

$$m_{0,x} = \sum_{i=1}^{64} E_i^x, \quad m_{0,y} = \sum_{i=1}^{64} E_i^y, \quad (4.1)$$

а след това и нейния първи (m_1), и нейния втори (m_2) пространствени моменти за x и y :

$$m_{1,x} = \sum_{i=1}^{64} E_i^x (i - 32), \quad m_{1,y} = \sum_{i=1}^{64} E_i^y (i - 32), \quad (4.2)$$

$$m_{2,x} = \sum_{i=1}^{64} E_i^x (i - 32)^2, \quad m_{2,y} = \sum_{i=1}^{64} E_i^y (i - 32)^2. \quad (4.3)$$

LUT системата комбинира резултатите от двете проекции, за да се реконструират физичните величини: E_{LKr} , CoG , и Z_{vtx} , с чиято помощ L2N тригера взема крайното решение [58]. E_{LKr} е пълната депозирана енергия в електромагнитния калориметър и се изчислява чрез израза $E_{LKr} = \frac{m_{0,x} + m_{0,y}}{2}$, след което се сумира с пълната депозирана енергия в адронния калориметър (E_{HAC}), за да се получи пълната енергия и в двата калориметъра $E_{total} = E_{LKr} + E_{HAC}$. Останалите две величини, гравитационен център на електромагнитната лавина (CoG) и Z -координатата на върха на разпадане на заредения K -мезон (Z_{vtx}), се пресмятат чрез следните изрази:

$$CoG = \sqrt{\frac{m_{1,x}^2 + m_{1,y}^2}{E_{LKr}}}, \quad (4.4)$$

$$Z_{vtx} = Z_{LKr} - \frac{\sqrt{E_{LKr}(m_{2,x} + m_{2,y} - (m_{1,x}^2 + m_{1,y}^2))}}{M_{K^\pm}}, \quad (4.5)$$

където Z_{LKr} е надлъжната координата на предната равнина на електромагнитния калориметър, а $M_{K^\pm}$ е масата на зареден каон.

Примери за тригерни сигнали на L2N от първо ниво:

- LKr сигнал: $E_{LKr} > 10GeV$;
- NT-PEAK сигнал: регистрирани са поне 2 пика в x и y равнините на електромагнитния калориметър;
- T0N сигнал: специално изискване за депозираната енергия в NHOD;
- NT-NOPEAK сигнал: наличие на съвпадение от три сигнала изчислени в неутралния тригер: $NUT(E_{LKr} > 10GeV, Z_{vtx} < 9500cm, Z_{vtx} - r_{CoG} < 30cm)$, където регистрираната енергия в LKr да бъде: $E_{LKr} > 10GeV$; върха на разпадане на $K^\pm$ -мезона или върха на раждане на частиците в крайно състояние да е в разпадния обем: $Z_{vtx} < 9500cm$; разстоянието между CoG на лавината и Z -координатата на върха на разпадане: $Z_{vtx} - r_{CoG} < 30cm$;

На всеки 25ns решението от L2N се предава на тригерния супервайзор от първо ниво (L1TS) и TS свързващ заредения и неутралния тригерни подсистеми. Най-често информацията от неутралният тригер, която се използва на първо ниво, се комбинира с информацията идваща от L1C, за да се образува тригерен сигнал, който е специфичен за един от алгоритмите на L2C отговарящо за селектирането на разпадания съдържащи неутрални π -мезони (например, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, за който в крайно състояние най-често има 4 фотонни клъстера от $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и отсъствието на клъстер за $\pi^\pm$).

L1TS подава както 3-битов идентификационен код, носещ информация за типа на събитието, така и 30-битов код, съдържащ информация за времето на съответното събитие (TSt) към заредения тригер на второ ниво (L2C).

4.2.2 Тригерна система от второ ниво

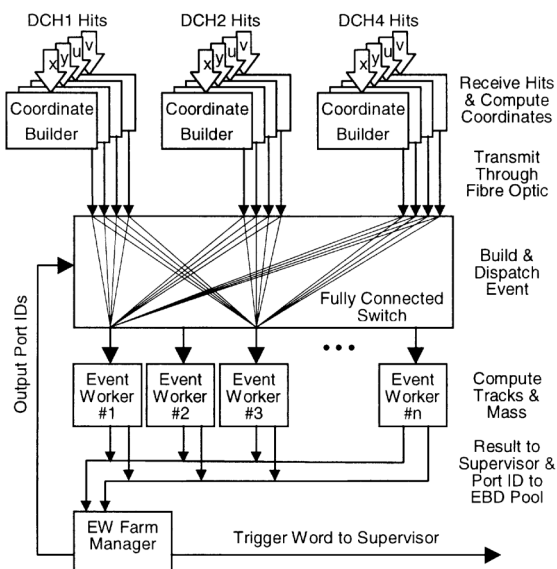
Всяко събитие (разпадане на $K^\pm$ -мезон) всъщност е съвкупност от сигнали, които са регистрирани около един TSt (времето, в което е регистрирано дадено събитие в CHOD при конкретна z-координата). Когато L1C вземе решение, че е налично интересно кандидат-събитие за даден TSt, то той изпраща команда към четящата система на магнитния спектрометър да изпрати информация от сигналите в DCH системата към L2C. Зареденият тригер от второ ниво обработва всички данни от L1C и DCHs и произвежда тригерна дума (TW), в която се съдържат всички основни характеристики за събитието. TW се предава на тригерния супервайзор на експеримента.

С помощта на заредения тригер от второ ниво, L2C (нарича се още Massbox, MBX), филтрирането на интересни събития за всеки пакет от записани данни се редуцира около 10 пъти: от $\sim 5 \times 10^5$ събития, регистрирани от детектора, до $\sim 5 \times 10^4$ събития записани на дискове. Докато L1C е хардуерна система базирана на бързи сигнали идващи от CHOD, MUV и AKL, то L2C разчита на бързи процесори да формират груба реконструкция като използват и информацията от магнитния спектрометър.

Системата MBX [59] се състои от 4 подсистеми показани на Фиг. 4.3: система за изчисляване на координатите на сигналите в магнитния спектрометър (Coordinate Builder, CB); система за реконструкция на всяко събитие (Event Builder and Dispatcher, EBD); система за реконструкция на физични величини характерни за събитието (Event Workers, EW); ферма от процесори произвеждащи тригерна дума, която съдържа най-важната информация за едно събитие (Event Worker Farm Manager, EWFM).

Подсистемата за изчисляване на координатите на заредените сигнали от магнитния спектрометър (CB) използва информацията от двете дрейфови камери преди и последната камера след диполния магнит като всяка камера има така наречените АВ-карти за изчисляване на геометричните координати на сигналите, използвайки и съответните времена в DCH 1, 2 и 4. Информацията от 12 равнини на DCH 1, 2 и 4 за пресметнатите координати на сигналите около конкретния TSt се изпраща на EBD подсистемата посредством оптична връзка, където се реконструира едно пълно събитие. EW подсистемата използва получената информация от EBD, за да изчисли пространствените положения на реконструираната следа на базата на координатите на сигналите от различните равнини на

4. Системи за филтриране на събития и събиране на данни



Фигура 4.3: Схема на логическата структура на заредения тригер от второ ниво (L2C).

дрейфовите камери. В тази подсистема също така се правят опити да се изчислят редица други физични величини. Например, прави се изчисляване за построяване на сегмент на заредената частица, за да се провери дали произлиза от разпадния обем като се пресмятат различни комбинации от всичките пространствени положения в DCH1 и DCH2. Пресмятат се още величини като инвариантна маса при реконструирани повече от една следа; върха на разпадане за една или повече реконструирани заредени частици и други. Събитията с различни свойства се подреждат под различни “флагове”, с чиято помощ по-нататък се взема крайно решение дали събитието е съвместимо с добра топология, за да се запише на дисковете. Последната подсистема от L2C структурата, EWFM, получава оцифрованата информация от EW и времето на конкретното кандидат-събитие (TSt) и обединява всичко най-важно в тригерна дума, която се предава на TS за крайно решение.

В L2C системата има така наречената X_{OFF} подсистема, която отговаря за случаите, когато четящата система на DCHs, СВ или EBD са претоварени. С други думи това са данни, които са загубени, поради информация, която е много повече отколкото би могло да се обработи и да редуцира ефективността на тригера. X_{OFF} подсистемата се наблюдава да е винаги около или по-малка от 1% чрез намаляване на интензивността на снопа, ако е необходимо. EWFM управлява X_{OFF} подсистемата.

Всяко събитие се обработва с максимално закъснение от $100\mu s$, в противен случай се отбелязва като несъвпадащо по време (“not-in-time”). “Мъртвото” време на MBX тригера означава, че е зает и не получава сигнали от L1 и се поддържа под 0.5%.

Алгоритмите за реконструкция на събитията в L2C са бързи и ефективни. От една страна точността, с която са реконструирани кинематичните променливи е по-лоша в сравнение с тази получена с използване на алгоритмите за реконструкция на по-късен етап (offline),

но от друга страна води до значително увеличаване на записаните “добри” спрямо фона събития.

Тригерните сигнали на L2C са базирани на няколко комплексни алгоритъма, чиято неефективност е от порядъка на няколко процента:

- ZFAKE-алгоритъм: Използва се за намирането на “фалшиви” върхове на разпадания в събитието между заредената частица и Z-оста на експеримента. Има важна роля при отбора на неутрални събития.
- 2VTX-алгоритъм: Това е един от основните тригери на MBX, който изисква наличието на 2 върха на разпадане, всеки от които реконструиран от две следи без значение от тяхния електрически заряд и да са в границите на разпадния обем. Също така трябва да се изпълняват условията двата върха на разпадане да бъдат на разумно разстояние един от друг (2-10cm) и да са възстановени от достатъчно на брой пространствени положения от реконструкцията на сигналите в DCH1(2) и DCH3(4).
- 1VTX-алгоритъм: Това е вторият основен тригер на L2C, който отговаря за филтрирането на един връх на разпадане реконструиран от две следи и удовлетворяващи условието за тяхната инвариантна маса да е по-малка от $370\text{MeV}/c^2$ допускайки, че са заредени π -мезони.
- 1-TRK-P или MFAKE-алгоритъм: Служи най-вече за филтрирането на $K_{3\pi}$ неутрални моди като успешно отхвърля основния фон от $K_{2\pi}$ процесите. Филтриращо условие е специално изискване на ефективна липсваща маса, която е пресметната чрез допускането, че заредените каони се движат по Z-оста на експеримента и са с известна енергия (60GeV).
- 1-TRK-3-алгоритъм: Потиска K_{l2} разпадания чрез специална съвкупност от кинематични условия.
- 1-TRK-2-алгоритъм: Филтрира K_{l2} процеси изисквайки специфична колекция от условия.

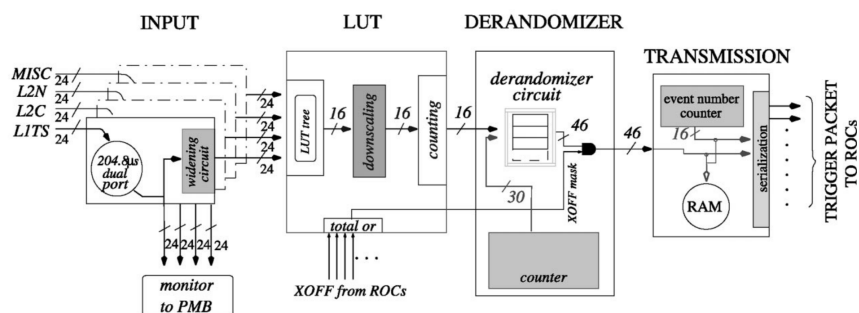
1VTX и 2VTX алгоритми се използват най-вече като тригерно условие за процеси на разпадане на K-мезони, в които има (поне) три заредени частици в крайно състояние.

4.2.3 Тригерен супервайзор

Тригерният супервайзор на NA48/2 експеримента [60] е 40MHz цифрова система, която свързва информацията от всички процеси произлизащи от L2C, L2N и L1TS и ги обработва. Схемата на TS е представена на Фиг. 4.4. Тригерният супервайзор обезпечава финалната тригерна дума, която включва и TSt в реално време на събитието. Всяко изпълнено изискване от неутралния и/или заредения тригерни подсистеми е сигнал за изпращане на команда към четящи контролери (Read-out Controllers, ROCs), които отговарят за записването на събитието във времеви прозорец от около $200\mu s$. Точно преди ROCs е интегрирана специална система (Derandomizer), която гарантира минимален интервал между две

4. Системи за филтриране на събития и събиране на данни

последователни прочитания/филтрирани събития. Именно в TS е дефинирано за съответните тригерни сигнали кои отбрани “добри” събития да бъдат записани за съхранение на дискове – на всеки 10, 100 и др. (downscaling).



Фигура 4.4: Блокова схема на тригерния супервайзор на експеримента NA48/2.

TS е хардуерно контролиран от специализиран софтуер (Finite State Machine, FSM) по време на набирането на данни и от процесор в периода от време, когато още не е пристигнал протонен сноп до мишената, където се генерират заредените К-мезони. Процесорът работи в реално време с Unix-подобна операционна система, където е инсталиран софтуера на TS и го свързва с програма за управление на хода на набирането на данните.

4.2.4 Тригерни думи за данните набрани през 2003-2004г. Принцип на филтриране на каонните разпади в тригерната система.

Тригерните думи по време на набирането на данни през 2003-2004г. са представени на Фиг. 4.5 заедно с името на алгоритъма и описанието на тригерните сигнали на L2 [61].

От съществено значение са контролните тригери, които още се наричат и тригерни сигнали с минимални изисквания¹. Те се използват за проверка на ефективността на основните тригерни условия, с които се прави отбор на конкретен вид каонни процеси. Контролните тригери са с много опростени изисквания и по никакъв начин не отхвърлят събития по отношение на тригерните сигнали, чиято ефективност се оценява.

За заредените каонни процеси C-PRE алгоритъмът се използва най-често за контролен тригер, при който изискванията са да бъде наличен Q2 сигнал (регистриране на 2 сигнала в сцинтилационния ходоскоп) и отсъствие на сигнали в AKL или да бъде наличен Q1 сигнал (един сигнал в един и същи квадрант в двете плоскости на CHOD). При филтрирането на неутрални К-мезонни разпадания за тригери с минимални изисквания се използват T0N, NT-PEAK или NT-NOPEAK, в чиято логика са наложени условия за регистрираната пълна енергия в LKr, HАС или NHOD. В Таблица 4.1 са представени контролните тригери с техните характеристики. По принцип тригерните сигнали от L2N могат да бъдат използвани и като контролни филтри за измерването на ефективността на заредения тригер от

¹minimum bias triggers

Default trigger word (after June 25th, 2003)			
Code	Name	Trigger	D
0x0001	MB-2VTX	2-vertex	1
0x0002	MB-1VTX	1-vertex with mass cut	1
0x0004	MB-WDOG	MB(NOT IN TIME) · L1 · L1 _{cm}	1
0x0008	C-PRE	$Q2 \cdot \overline{AKL} + Q1/100$	100
0x0010	MB-1TRK-P	anti- $\pi^+\pi^0$ cut	1
0x0020	MB-1TRK-3	anti- K_{12} cut	20
0x0040	MB-1TRK-2	K_{12} cut	20
0x0080	MB-ZFAKE	Downscaled for debugging	200
0x0100	NT-NOPEAK	$NUT(COG < 30cm \cdot Z < 9500cm \cdot ELKR > 15GeV)$	80
0x0200	N-MBIAS	T0N	200
0x0400	NT-PEAK	$NUT(NX > 2 \vee ORNY > 2)$	50
0x0800	KMU3-PRE	$Q1 \cdot \overline{Q2} \cdot 1\mu \cdot \overline{AKL} \cdot NUT(ELKR > 15GeV)$	50
0x1000	LKR-CAL-NZS	Not zero supp.	1
0x2000	LKR-CAL-ZS	Zero supp.	1
0x3000	PULSE	HAC/PMB pulser	1
0x4000	2BODY-PRE	KE2-PRE/D + KMU2-PRE/D	50
0x8000	RND	K_L monitor OR $K^\pm$ monitor random	5
KE2-PRE	$Q1 \cdot \overline{Q2} \cdot 1\mu \cdot \overline{AKL} \cdot NUT(ELKR > 15GeV \cdot EHAC < 10GeV \cdot M2 = M1 * 2)$		
KMU2-PRE	$Q1 \cdot \overline{Q2} \cdot 1\mu \cdot \overline{AKL} \cdot NUT(ELKR < 10GeV)$		
KMU3-PRE	$Q1 \cdot \overline{Q2} \cdot 1\mu \cdot \overline{AKL} \cdot NUT(ELKR > 15GeV)$		

Фигура 4.5: Тригерни думи на NA48/2 експеримента.

Котролен тригер	Брой събития за един цикъл на ускорителя (Rate)	Понижаващ фактор за записване на събитията (Downscaling)
CPRE	3.3 kHz	100
NPRES (T0N)	0.6 kHz	200
NT-PEAK	1.3 kHz	50
NT-NOPEAK	1.0 kHz	80

Таблица 4.1: Характеристики на контролните тригери за набраните данни през 2003-2004г.

второ ниво.

Принципът на действие за отбора на заредени разпадания ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$, $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu$) е следния:

- Първо тригерната логика изисква на L1 да има съвпадение на сигналите в различни квадранти на сцинтилационния ходоскоп (Q2 сигнали) и в същото време отсъствие на сигнали в сцинтилационните вето детектори, наричани още анти-броячи ($\overline{AKL}$ или $!AKL$).
- На второ ниво филтрите са базирани на алгоритми за намиране на поне два съвместими върхове на разпадания в разпадния обем на експеримента (MBX логика или L2C).

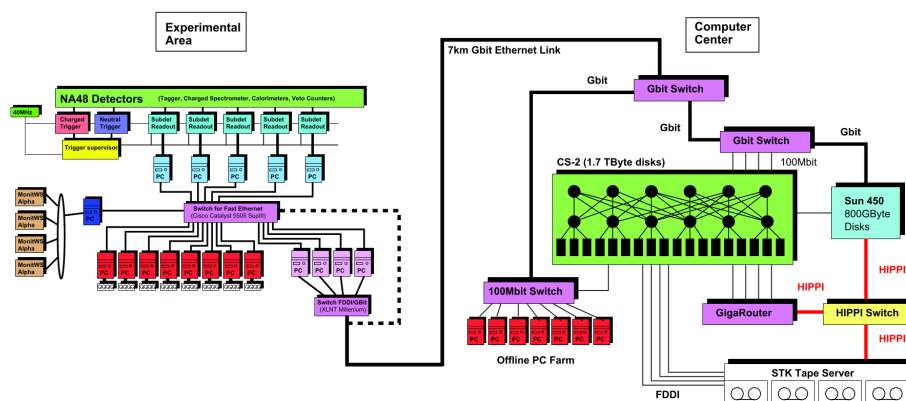
4. Системи за филтриране на събития и събиране на данни

Логиката за филтрирането на тригерно ниво за каонните процеси, които имат предимно електрически неутрални частици в крайно състояние или фотони е:

- Селектират се на първо ниво събития с помощта на информация от електромагнитния и адронния калориметри (неутрална част на L1), като най-често изискването е да има повече от два пика в поне една от проекционните плоскости на LKr (loose NT-PEAK сигнал).
- На L2 се изчислява липсващата маса с помощта на информация от магнитния спектрометър за регистрирана заредена частица и допускайки, че заредения K-мезон е с 60 GeV енергия и се е движел точно по оста на експерименталната установка. Така пресметнатата липсваща маса служи за филтрирането на кандидат събития за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ процесите като се проверява дали е далече от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ пика (потиснат фонов канал на разпадане).

4.3 Система за събиране на данни

Системата за събиране на данни на NA48/2 детектора е със същия принцип като предходните NA48 експерименти [62]. Тя е организирана на два етапа и е показана на Фиг. 4.6. Първият етап е пряко свързан с формирането на реконструкцията на събитията с помощта на компютърна ферма [63], която се намира в залата, където се помещава експерименталната установка на NA48/2. Във втория етап данните се изпращат към Централната Система за Записване на Данните (Central Data Recording, CDR), след която се четат от тригерната система на трето ниво.



Фигура 4.6: Схема за връзките между NA48 детектора, компютърна ферма и Централната система за събиране на данните.

През първия етап от NA48/2 системата за събиране на данни информацията, която идва от четящите модули на всеки поддетектор на експеримента и успешно преминали през тригерния супервайзор, се изпраща към 11 поддетекторни компютъра (11 Sub-detector PCs,

SPC). Събирането на информацията в паметта на SPCs се осъществява за всеки цикъл на SPS-ускорителя. От SPCs данните се разпределя към 8 компютъра, чрез които се извършва реконструкцията на събитията (Event Building PC, EBPC) с помощта на комутираща мрежа. В EBPC информацията от фрагментите на различните детекторни данни преминали тригерните филтри и принадлежащи към едно събитие се обработва и слива в една съвкупност, която съдържа пълната информация за съответното събитие (event building). Целият този процес се случва за времето между два цикъла на ускорителя.

Вторият етап представлява изпращането на първичните данни от EBPC фермата към CDR посредством Гига-връзка. Централната система за записване на данните се състои от 10 сървърни дискове, всеки по 1 TB, намиращи се в изчислителния център на ЦЕРН. CDR системата е напълно автоматизирана софтуерна система, която използва софтуерния тригер от трето ниво да генерира компактни файлове от първичните данни от EBPC съответстващи на различни видове събития. L3 задачите се обработват в изчислителния център на ЦЕРН.

4.3.1 Тригер от трето ниво

Тригерът от трето ниво е последната фаза от обработка на първичните данни в реално време (по време близко до времето за набирането на данни). L3 софтуерът представлява най-общо четенето на първичните данни с помощта на декодиращи програмни и програми за реконструкция в реално време (Real Time Reconstruction, RTR). В последните се използват поредица от изисквания и калибровъчни константи, спрямо които първичните данни се разделят според вида на събитията и без да се отхвърля никаква информация (събития). Обработката на първичните данни на L3 е около 30 минути и се използва за получаване на бърза обратна връзка като първи анализ за оценка на първичните данни почти веднага след набирането им. Изходът от обработката на тригера на трето ниво са компактни файлове от данни наречени Compact. Типичният размер на един файл със първичните данни е около 500 MB, а обработен файл с Compact данни е с размер около 120 MB. Файловете с първичните и компактни данни се запазват на ленти използвайки "Cern Advanced STORage manager" (CASTOR) [64].

4.3.2 Редуциране на първичните данни

На по-късен етап, извън периода на набирането на данни, се произвежда втора версия на Compact файловете, където вече се вземат пред вид както изчислените точно константи за калибровка на детекторите (референтни времена, пиедестали и др.), така и специфичните параметри за всеки период от набрани данни (Compact файлове с обработени данни). Последните могат да бъдат прочетени и филтрирани в нови Compact файлове с данни с помощта на специфичен пакет от библиотеки и среда за писане на програмен код, който е разработен за NA48 експериментите (Compact Reader Programme) [65]. Най-често, физичните анализи се извършват като се използва Super Compact (SC)-формата, който е базиран на редуцираната налична информация за всяко събитие в Compact файловете с обработени данни без използването на каквито и да е било критерии за отбор. Един

4. Системи за филтриране на събития и събиране на данни

SC-файл съдържа информацията от около десет пакети от записани данни и е с 3 пъти по-малък размер в сравнение с Compact файлове. Например, информацията за сцинтилационния ходоскоп (CHOD) се елиминира, защото корекцията на следите от заредени частици е вече приложена на ниво Compact формат.

За селектирането на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ са използвани SC-файлове, които значително ускоряват обработката на данните.

Глава 5

Стратегия за измерване на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$. CP и P асиметрии

5.1 Принцип за анализиране на данните и измерване на относителната вероятност на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

Ширината на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, включващи и разпадането на неутралния пион на два фотона ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), е измерена с помощта на нормировъчен процес състоящ се от верига на два канала на разпадане – $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ последван от Далиц разпадането на π^0 -мезон ($\pi_D^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$). Сигналят и нормировъчният разпад са селектирани едновременно при една и съща тригерна логика. Отношението на ширините на разпадане представлява отношението съответно на относителните вероятности на разпадане (BR) на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_{\gamma\gamma}^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$:

$$\begin{aligned} \Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) / \Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0) &= BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_{\gamma\gamma}^0 e^+ e^-) / BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0) \\ &= \frac{N_s - N_{bs}}{N_n - N_{bn}} \cdot \frac{A_n \times \epsilon_n}{A_s \times \epsilon_s}. \end{aligned} \quad (5.1)$$

От израза (5.1) се получава пълната формула за измерването на относителната вероятност на разпадане на процесите $K \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$:

$$BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) = \frac{N_s - N_{bs}}{N_n - N_{bn}} \cdot \frac{A_n \times \epsilon_n}{A_s \times \epsilon_s} \cdot BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) \cdot \frac{BR(\pi_{e^+e^-}^0)}{BR(\pi_{\gamma\gamma}^0)}, \quad (5.2)$$

където индекса "s" се отнася за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_{\gamma\gamma}^0 e^+ e^-$, а индекса "n" се отнася за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$. В изразите (5.1) и (5.2) с $N_s(N_n)$ са означени броя на селектираните кандидат-събития от

5. Стратегия за измерване на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$. CP и P асиметрии

данните; с $N_{bs}(N_{bn})$ - броя на фоновите събития; с $A_s(A_n)$ и $\epsilon_s(\epsilon_n)$ - геометричната ефективност на регистрацията и тригерната ефективност.

За сигнала и за нормировъчния разпад са генерирани МК симулации, в които са заложили теоретичното описание на съответните процеси и отклика на детекторите на NA48/2 експеримента. Прецизното моделиране на каонните разпадания дава възможност да се оцени ефективността, с която се селектират кандидат-събитията, и да се провери съгласуваността между теоретичните очаквания и измерените експериментални наблюдаеми. Геометричната ефективност на регистрацията $A_s(A_n)$ се изчислява от МК симулациите на разглеждания процес. Тя се определя като отношението между броя на реконструирания събития след всички критерии на отбор и пълния брой на изгенерирания $K^\pm$ -мезони, които са се разпаднали в границите на разпадния обем. Трябва да се вземе предвид, че A_s представлява всъщност сума от геометричните ефективности на регистрацията на IB, DE и Int приноси на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ с определени тегла [12]:

$$A_s = \frac{(A_s(IB) + A_s(DE)/71 + A_s(Int)/128)}{(1 + 1/71 + 1/128)}. \quad (5.3)$$

За пресмятането на относителната вероятност на разпадане на сигнала се приема, че нормировъчният разпад е с известна такава: $BR(K \rightarrow \pi^\pm \pi^0) = (0.2067 \pm 0.0008)$, която е коригирана с отношението на ширините на разпадане $\Gamma(\pi_D^0)/\Gamma(\pi_{\gamma\gamma}^0) = (1.188 \pm 0.035)\%$ [25]. Последното е изискване от критерии за отбор на кандидат-събитията за сигнала и за нормировъчния разпад, които включват съответно и процесите $\pi_{\gamma\gamma}^0$ и π_D^0 .

5.2 CP- и P-асиметрии

Намирането на относителната вероятност на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, които до извършването на описания анализ в настоящата работа не са били експериментално наблюдавани, е само първата важна стъпка към тяхното изучаване. Авторите на [12] и [13] предлагат конкретни CP и P асиметрии даващи възможност за по-добро разбиране на взаимодействията на “къси” и “дълги” разстояния и изтъкват важноста от определянето на параметри от ChPT свързани с изучаването на радиационни каонни разпади.

5.2.1 CP асиметрии

Най-простата наблюдаема, която може да бъде дефинирана, е зарядовата асиметрията между вероятностите на K^+ и K^- разпаданията на $\pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, които са интегрирани по цялото фазово пространство:

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(\pi^+ \pi^0 e^+ e^-) - \Gamma(\pi^- \pi^0 e^+ e^-)}{\Gamma(\pi^+ \pi^0 e^+ e^-) + \Gamma(\pi^- \pi^0 e^+ e^-)}. \quad (5.4)$$

Асиметрията от (5.4) включва интерференцията между IB и DE приносите и се появява в $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ ($m_\gamma = 0$) разпадите. За последните процеси е измерена $A_{CP}^{\pi^\pm \pi^0 \gamma} < 1.5 \times 10^{-3}$ от NA48/2 Колаборацията [4].

Авторите на [12] дефинират други две асиметрии използвайки променливите на Кабибо-Максимович [22] за описването на кинематичното пространство и подбирайки някои определени области от ϕ -пространството:

$$\int_0^{2\pi} d\phi^* \equiv \left[\int_0^{\pi/2} - \int_{\pi/2}^{\pi} + \int_{\pi}^{3\pi/2} - \int_{3\pi/2}^{2\pi} \right] d\phi \quad (5.5)$$

$$\int_0^{2\pi} d\tilde{\phi} \equiv \left[\int_0^{\pi/2} + \int_{\pi/2}^{\pi} - \int_{\pi}^{3\pi/2} - \int_{3\pi/2}^{2\pi} \right] d\phi. \quad (5.6)$$

Всяка от областите, 5.5 и 5.6, е свързана с конкретна асиметрия:

$$A_{CP}^{\phi^*} = \frac{\int_0^{2\pi} (d\Gamma(K^+ - K^-)/d\phi) d\phi^*}{\int_0^{2\pi} (d\Gamma(K^+ + K^-)/d\phi) d\phi} \quad (5.7)$$

$$\text{и } A_{CP}^{\tilde{\phi}} = \frac{\int_0^{2\pi} (d\Gamma(K^+ - K^-)/d\phi) d\tilde{\phi}}{\int_0^{2\pi} (d\Gamma(K^+ + K^-)/d\phi) d\phi}. \quad (5.8)$$

Най-важното преимущество на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma^* \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ пред $K^\pm \pi^\pm \pi^0 \gamma$ ($m_\gamma = 0$) процесите е намирането на CP-нарушаваща наблюдаема незасегната от потискането на фазите на силното взаимодействие (FSI). $A_{CP}^{\phi^*}$ съдържа интерференцията между IB приноса и магнитната част на DE механизма. Изразът (5.7) представлява CP-нарушаваща наблюдаема характерна единствено за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, понеже произхожда от факта, че виртуалният фотон може да генерира амплитуди с различна спиралност. Теоретичното очакване е числената стойност на $A_{CP}^{\phi^*}$ да бъде с 2 порядъка по-голяма от $A_{CP}^{\pi^\pm \pi^0 \gamma}$, поради липсата на потискане на FSI и намирането на област, в която сигналът е със силен превес над фона след подробен анализ на кинематичното пространство (Далиц плота) на изледвания сигнал ($q^2 = (50 \text{ MeV})^2$). $A_{CP}^{\tilde{\phi}}$ е алтернативно предложената асиметрия, която е също CP-нарушаваща наблюдаема и е пряко свързана с ефектите на взаимодействие на “къси” разстояния.

Имайки предвид спецификата на NA48/2 детектора, то може да бъде определена асиметрия само в направление, в което се генерират и разпадат заредените K-мезони¹, която съдържа $A_{CP}^{\phi^*}$ и $A_{CP}^{\tilde{\phi}}$:

$$A_{CP}^f = \frac{\int_0^{\pi/2} \frac{d\Gamma(K^+ - K^-)}{d\phi} d\phi - \int_{3\pi/2}^{2\pi} \frac{d\Gamma(K^+ - K^-)}{d\phi} d\phi}{\int_0^{\pi/2} \frac{d\Gamma(K^+ + K^-)}{d\phi} d\phi + \int_{3\pi/2}^{2\pi} \frac{d\Gamma(K^+ + K^-)}{d\phi} d\phi}. \quad (5.9)$$

A_{CP}^f оптимизира измерването на директно CP-нарушаване в процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$.

5.2.2 P асиметрии

В [12] е предложена и наблюдаема даваща информация за P-нарушаване при взаимодействия на “дълги” разстояния:

$$A_P^L = \frac{\int_0^{2\pi} \frac{d\Gamma}{d\phi} d\phi^*}{\int_0^{2\pi} \frac{d\Gamma}{d\phi} d\phi}. \quad (5.10)$$

¹forward direction

5. Стратегия за измерване на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$. CP и P асиметрии

A_P^L е получена при разглеждането на асиметрия между K^+ и K^- в съответните области от ϕ -пространството: $(0, \pi/2)$, $(\pi, 3\pi/2)$ и $(\pi/2, \pi)$, $(3\pi/2, 2\pi)$.

A_P^L е пропорционална на нискоенергетичната константа на взаимодействие в ChPT, $N_M^{(0)}$, и $\sin \delta$, където δ е FSI в крайното състояние на дипионната двойка свързана с описанието на DE приноса (изразите (2.13)). Прецизното измерване на A_P^L е важно за ChPT, защото би позволило да се провери знака на $N_M^{(0)}$ и да се извлече експериментална стойност на $\sin \delta$.

Глава 6

Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0 e^+ e^-$ и $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi_D^0$.

Съществена част от всеки физичен анализ на експеримента NA48/2 е реконструкцията и селектирането на събитията на изучавания процес. В тази глава е представено първоначалната реконструкция на важните величини, предварителна селекция за отсяване на кандидат-събития с цел ускоряване на анализа и подробно описание на критериите за селекция на процесите $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0 e^- e^+$ и $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi_D^0$.

6.1 Обща реконструкция на събитията в NA48/2

За всеки детектор от експерименталната NA48/2 установка е разработена програма за реконструкция, за да се получи и запише само полезната информация от суровите данни на ниво Compact. Основните идеи от алгоритмичните етапи за извличането на величини, необходими за анализиране на физичните процеси, са представени накратко в настоящия раздел.

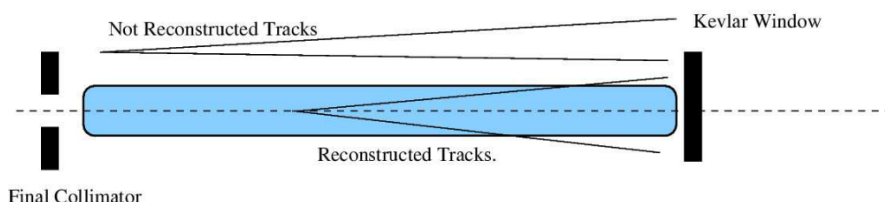
6.1.1 Реконструкция на следите и върховете на разпадане

Данните от магнитния спектрометър са достатъчни за възстановяване на пълната информация за заредените частици. Изходът от програмата за реконструкция на следите са две големи структури: една структура за следите с асоцииран към него списък от величини като електричен заряд, три-импулс и други, и втора структура съдържаща списък от величини отнасящ се за реконструиранияте върхове на разпадания в разпадния обем.

6. Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

При преминаването на заредена частица близко до проводяща нишка през коя да е плоскост на дадена дрейфова камера, се записва номера на сработилата нишка и времето на дрейф. Те представляват първичните данни от магнитния спектрометър или още се наричат DCH сигнал. Дефинира се променлива DCH клъстер, който най-често се състои от два съседни DCH сигнала, по един за всяка от двете плоскости принадлежащи на дадена сдвоена равнина (X,Y,U и V) – дублет. Когато заредената частица е преминала много близко до проводящата нишка в само една плоскост, тогава се използва информацията от двете съседни на нея сигнални нишки в същата равнина (триплет). За определянето на DCH клъстери се използва само пространственото съвпадение като времето за дрейф не е от значение.

Клъстер от конкретна равнина в DCH1 и клъстер от същата равнина в DCH2 образуват заедно т.нар. “предни” сегменти, които всъщност представляват проекция на съответната следа в една от четирите възможни равнини на дрейфовите камери. Някои от “предните” сегменти се отхвърлят при реконструкцията, защото не съответстват на частица произлизаща от разпадния обем. Определят се още “предни” следи като са разгледани различни комбинации от “предните” сегменти. За всяка екстраполирана “предна” следа се проверява дали пресича виртуален цилиндър с диаметър от 10cm около Z-оста на заредените снопове, за да се изключат частици с траектории, които са външни за разпадния обем (Фиг.6.1).



Фигура 6.1: Пример за следи, пресичащи и непресичащи виртуалния цилиндър, при определяне на ниво реконструкция дали произхождат от разпадния обем на експеримента.

Напълно реконструирани следи се състоят от клъстерите в DCH1, DCH2 и DCH4. Информацията от DCH3 се добавя само в случай, че интерполираната траектория на следата в DCH3 дава положение на пространствена точка съвместима с измерената такава. Ако DCH сигналите използвани при реконструкция на заредените частици имат много различни времена на дрейф, то тези заредени частици се отхвърлят.

Дефинира се и се изчислява специална променлива наречена качество на следата, която представлява отношение между броя на DCH сигнали принадлежащи към дублет или триплет и пълния брой DCH сигнали, които принадлежат към дадена реконструирана заредена частица. Тя може да има стойности в интервала от 0 до 1. Когато променливата за качество на следа е близо до единица, то това означава, че съответната частица е удовлетворила (почти) всички изисквания за реконструкция.

В края на програмата за реконструкция на следите се изчисляват физическите параметри на заредените частици. За координатите и времето на DCH клъстерите са използвани малки поправки отнасящи се до известни ефекти и вътрешно подравняване на магнитния спектрометър. Импулсите, електричните заряди, времената, напречните и надлъжните координати и наклоните (ъглите) преди и след диполния магнит на следите се пресмятат заедно с техните грешки. На този етап се използва както подробно измерената карта на магнитното поле в спектрометъра, така и измерената карта на остатъчното магнитно поле в разпадния обем (3.4.2).

Програмата за реконструкция на върховете на разпадане на $K^\pm$ -мезоните изчислява най-добрите координати на всеки връх чрез координатите и наклоните за всеки две или повече следи. След като са намерени положенията на върховете на разпадане, наклоните на реконструирания следи се пресмятат още веднъж.

Изчислява се най-близкото разстояние между всеки две заредени частици чрез екстраполация от DCH1 обратно до върха на разпадане. Записва се само положението на върха на разпадане, за който е оценено, че разстоянието между двете следи е най-малко. В случаите, в които повече от две следи формират само един връх на разпадане се записва тази двойка следи, която има най-голяма разлика в наклона. Ефектите от многократното разсейване от прозореца от кевлар и в хелиевия обем преди DCH1 са взети предвид при пресмятанията. Също така се прилага и корекцията за остатъчно магнитно поле в разпадния обем за координатите на върховете. Алгоритъмът за реконструкция на върховете на разпадане е базиран на метода за филтриране на Калман [66], който е еквивалентен на χ^2 -метода при вече изчислени неопределености на екстраполацията.

Подробно описание на всички алгоритми за реконструкция на следите и върховете на разпадания е направено в [67, 68].

6.1.2 Реконструкция на електромагнитните лавини

Първичните сигнали от LKr се използват за определянето на времето, енергията, координатите и размерите на електромагнитните лавини, които са инициирани от преминалите частици в калориметъра. Характерно е, че електроните/позитроните и фотоните оставят пълната си енергия, а останалите видове частици отделят само част от своята енергия в LKr.

Реконструкцията на електромагнитните клъстери се осъществява в няколко етапа [69]. Първоначално за всяка клетка, за която е оценено, че има енергия по-голяма от 200MeV се разглежда като кандидат за център за развиването на електромагнитна лавина (seed). Целта е да се избегне дефинирането на “фалшиви” клъстери, поради шум в детекторната електроника. През втория етап се локализируют максимумите в оцифрованите импулси на отделните LKr клетки спрямо осемте я заобикалящи клетки в пространството за всеки времеви интервал. В този случай се проверява дали е удовлетворено следното условие:

$$E_{seed}/GeV > 0.18 + 1.8E_{av}/GeV,$$

където E_{av} е осреднената енергия на осемте клетки заобикалящи кандидат центъра за електромагнитна лавина. Всичките клетки общо формират 3×3 -куб или клъстер, за който

6. Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

се изчисляват координатите с помощта на гравитационен център. Напречните координатите (x, y) на клъстерите се записват спрямо положението, където частицата е попаднала в LKг равнината. Възможно е да има припокриване на намерените клъстери. При наличието на неактивна клетка в 3×3 -куба, се увеличава конфигурацията за клъстер на 5×5 -куб. При следващата стъпка се проверява в радиус от 11cm около всяка клетка дали е намерен само един клъстер в интервал от 20ns спрямо времето на разглежданата клетка. Ако при последните условия има само една електромагнитна лавина, то енергията на конкретната клетка се добавя към намерения клъстер. В случай, че са намерени две електромагнитни лавини, то енергията на клетката се споделя между двата клъстера според формулата:

$$E_i = E_{cell} \frac{W_i}{\sum W_i},$$

където с W_i е означено теглото представляващо очакваната енергия на клетката принадлежаща на i -клъстер пресметната посредством енергията на клъстера, разстоянието между клъстера и клетката, и очаквания енергетичен профил на клетката, който е изчислен с помощта на симулация на отклика на LKг детектора с пакета GEANT. Накрая се преизчислява енергията и координатите на всеки намерен клъстер след добавяне на приносите за всички клетки след пресметнатото преразпределение на енергията между клетките. Отново се пресмята гравитационния център на електромагнитните лавини като се отчитат много различни видове корекции: за енергетични загуби близо до сноповата тръба и крайните външни размери на електромагнитния калориметър; за натрупване на пространствен заряд между електродите и за общата енергетична скала; за нелинейния отклик на LKг и корекции свързани с четящата електроника.

6.2 Предварителни критерии на отбор

Пълният набор от данни, записан през 2003-2004г. от NA48/2 детектора в SC-формат, е филтриран допълнително със специална предварителна селекция. Последната се състои от няколко изисквания взети в по-широки граници, за да се намали още обемът от данни и съответно ускори максимално обработката на анализа за измерването на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$. Наложените предварителни условия на отбор за всяко кандидат-събитие са следните:

1. Филтриращи условия на тригерно ниво:
 - (а) Поне един връх на разпадане в разпадния обем, който да е реконструиран от три следи на заредени частици.
 - (б) Поне един клъстер в LKг, който да е асоцииран от поне един e^-/e^+ -кандидат.
 - (в) Отхвърляне на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ кандидат-събития.
2. Изисквания отнасящи се до геометричните условия на NA48/2 детектора:
 - (а) Върхът на разпадане да се намира в разпадния обем.

(б) Разстоянието между всеки две заредени следи в DCH1 да е по-голямо от 1cm.

Условието 1.(б), за наличието на поне един електрон/позитрон в кандидат-събитието, е много отслабено и всъщност представлява едновременно изискване поне една следа да бъде с реконструиран три-импулс в магнитния спектрометър по-голям от $1.5\text{GeV}/c$ и отношението на измерената му енергия в LKг към три-импулса да е над 0.8.

Отстраняването на големия брой $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ събития, 1.(в), е постигнато чрез консервативното условие да се пренебрегнат всички онези събития, които не се съдържат в елипса с полуоси ($6\text{MeV}/c^2$, $10\text{MeV}/c$) в равнината ($M_{3\pi} - M_{K^\pm}$, p_T), където с p_T е означен напречният импулс на трите заредени следи; с $M_{3\pi}$ е означена реконструираната инвариантна маса на трите следи, а с $M_{K^\pm}$ е означена номиналната маса на заредения K-мезон от [25]. Изискването 2.(б) е с цел да се премахнат всички фотонни конверсии в $(e^- e^+)$ -двойки, които са резултат между взаимодействието на γ -квантите и прозореца от кевлар, който е разположен между разпадния обем и DCH1.

Тази предварителна селекция е направена за анализ на всички каонни разпадания, които съдържат поне един електрон/позитрон и в дадения случай е напълно подходяща за селектиране на сигнала и на нормировъчния разпад. Последното изискване, отнасящо се за разстоянието между всеки две следи в DCH1, не е използвано в симулираните събития на анализирания каонни процеси, когато се изчисляват тяхните геометрични ефективности на регистрация (A_s , A_n). Това води до силно надценяване с фактор от 1.5 до повече от 2, но в същото време значителна част от преоценката се съкращава в пресмятането на относителната вероятност.

6.3 Качество на данните

За оцелелите след предварителната преселекция кандидат-събития е поставено условие за всеки период от набрани данни (Run), съответно за всеки пакет от записани данни да се отхвърли ненадежно записана информация, която е налична под флаг, към който са асоциирани некачествени пакети от данни или некачествени периоди с набрани данни (bad Run). В настоящата работа това е изискано да се отхвърли ненадежна информация записана от: дрейфовите камери, електромагнитния калориметър и сцинтилационния ходоскоп (DCHs, LKг, CHOD); тригера от второ ниво (MBX, PMB); времевата синхронизация и физичната интерпретация на записаните данни (PHYS, CLOCK). В Таблица 6.1 е представена обобщена информация за набраните данни през 2003-2004г. при стабилни условия, които са използвани в анализа представен в дисертацията.

6.4 Корекции

Прилагането на определен вид корекции е необходимост, за да се вземат под внимание някои важни ефекти, които са известни при реконструкцията на кандидат-събитията и процедурите за анализ. По този начин се постига по-голяма прецизност и достоверност между данните и симулираните събития. В настоящата работа списъкът с използваните

6. Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

Извадка от данни	2003г.				2004г.				
	SS0	SS1	SS2	SS3	SS4	SS5	SS6	SS7	SS8
Пакети от записани данни	76830	39541	38127	16288	48155	28484	43268	32167	31387
Данни за периоди при стабилни условия (Runs)	142	56	42	12	128	72	114	74	78

Таблица 6.1: Представен е броя на извадките от данни (общо 9) и за всяка от тях е даден съответния брой на периодите, които са набрани при стабилни условия през 2003-2004г. Полярностите на диполния магнит са се сменяли по-често през 2004г., което се отразява на по-голям брой и по-къси по време периоди на събиране на данни при стабилни условия (718 Runs и 354268 на брой пакети от записани данни).

корекции е схематично представен в Таблица 6.2 и е свързан най-вече с електромагнитния калориметър и магнитния спектрометър.

Корекция	Данни	МК симулация
DCH алфа-бета корекции	да	да
Нелинеен отклик на LKR	да	не
Геометрия на LKr клетките	да	да
Остатъчно магнитно поле в разпадния обем	да	да

Таблица 6.2: Списък на приложените корекции за търсене на кандидат-събитията при анализирането на данните/МК симулациите за сигнала и нормировъчния процес.

В този раздел са разгледани първите три корекции от Таблица 6.2. Обяснението за поправката, която е свързана с остатъчното магнитно поле в разпадния обем, е представено в раздела 3.4.2.

Всички корекции са използвани на ниво Super Compact формат преди налагане на съответните условия за селекция на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_{\gamma\gamma}^0 e^- e^+$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

6.4.1 DCH алфа-бета корекции

За правилната реконструкция на имулсите на заредените продукти на каонните разпадания и съответно реконструкция на $K^\pm$ масите е необходимо прецизно познаване както на координатите на дрейфовите камери в магнитния спектрометър, така и големината и полярността на магнитното поле с времето.

С помощта на сравнително широки муони снопове и при изключено магнитно поле е проведена вътрешната калибровка на DCHs. Регистрирането и определянето на напречни координати (x, y) на $\mu^\pm$ във всяка дрейфова камера са използвани за корекция на предварително известните положения на нишките в програмата за реконструкция. Данните с муони, обаче, не са синхронизирани с нормалното набиране на данни, поради разликата

във формирането между $\mu^\pm$ и $K^\pm$ снопове в детекторната система.

За отчитането на ефекти зависещи от времето са използвани $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^-$ ($K_{3\pi}$) събития, защото те могат да бъдат напълно реконструирани само от измервания в магнитния спектрометър. След анализа на $K_{3\pi}$ се оказва не само, че възстановените ефективни маси за K^+ и K^- са различни помежду си, но и двете маси са различни спрямо номиналната $M_{K^\pm} = 0.493677 \text{ GeV}/c^2$ [25]. Това е пряко доказателство за неперфектно измерване на импулсите чрез магнитния спектрометър. Източниците на гореспоменатите несъвършенства са неправилно калибриране на магнитното поле (B) на спектрометъра и/или отместване на DCHs разположени след магнита. Разработен е специален модел, в който се отчитат тези ефекти [70].

6.4.1.1 Неправилно калибриране на магнитното поле

По емпиричен път може да се покаже, че $\frac{M_{3\pi} - M_{K^\pm}}{M_{K^\pm}} \simeq 0.2 \cdot \frac{\Delta B}{B}$, където $M_{3\pi}$ е реконструираната ефективна маса на $K^\pm$ -мезона от три заредени пиона. Като се вземе предвид, че $\Delta p/p = \Delta B/B$, то за корегирания импулс на следите се получава:

$$p_{cor} = p(1 + \beta), \quad (6.1)$$

където $\beta = \Delta B/B = (M_{3\pi}^{aver} - M_{K^\pm})/(0.2 \cdot M_{K^\pm})$, $M_{3\pi}^{aver} = (M_{3\pi}^+ + M_{3\pi}^-)/2$, а p е измереният импулс. Параметърът β корегира отместването на ефективните K^+ и K^- маси спрямо номиналната им стойност, т.е. отчита зависимостта на реконструирания каонни маси от магнитното поле. Разликата между възстановените $K^\pm$ -мезонни маси не зависи от електричния заряд на продуктите на разпадане, поради което тази корекция е валидна по еднакъв начин и за K^+ , и за K^- .

6.4.1.2 Отместване на дрейфовите камери разположени след диполния магнит

По време на набирането на данни е възможно да възникват много малки разлики в подравняването на дрейфовите камери една спрямо друга дори и след корекциите, които са направени с прави следи (мюонно хало без магнитно поле). Тези много малки разлики са в рамките на десети от милиметъра и биха могли да бъдат причинени от температурни изменения. Последиците от подобни ефекти е непрецизно измерване на отклоненията на заредените частици в напречните равнини спрямо сноповата ос и следователно неточност при измерване на импулсите на следите. За конкретна полярност на магнитното поле гореспоменатите отмествания зависят от електричния заряд на заредените частици като следите с противоположни електрични заряди се отклоняват в противоположни посоки. Тъй като K^+ е реконструиран от два положителни и един отрицателен пиони, то неговата маса е изместена в противоположна посока в сравнение с K^- , който е възстановен от два отрицателни и един положителен пиони. Параметризирането на корекцията за отчитане на отклонения в подравняването на DCHs след диполния магнит е следното:

$$p_{cor} = p(1 + \alpha qp), \quad (6.2)$$

6. Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

където p е некорегирания измерен импулс, $\alpha = (M_{3\pi}^+ - M_{3\pi}^-)/0.17476$ и q е електричният заряд на съответната следа (± 1). При промяна на полярността на магнитното поле знакът на разликата в масите в α -параметъра се променя също. Следователно изричната зависимост на корекцията (6.2) и определянето на α според посоката на В полето може да се пренебрегне.

Реконструираният K^+ и K^- маси от $K_{3\pi}$ разпаданията са въведени в база данни, която е достъпна до програмата за реконструкция на заредените частици, и съответно са изчислени α - и β -корекциите за всеки пакет от записани данни. Големината на β е от порядъка на 10^{-3} , което отговаря на около $\sim 0.5 \text{ MeV}/c^2$ отклонение от номиналната маса на заредения К-мезон. Стойността на α -параметъра варира с времето. През най-лошия период, който е в началото на 2003г. (за голямата извадка от данни SS0), $\alpha = -2 \cdot 10^{-4}$ отговарящо на отместване на DCH4 с $250 \mu\text{m}$ по X-оста. Последното дава разлика между номиналната каонна маса и измерените маси $M_{3\pi}^+$ и $M_{3\pi}^-$ от $0.35 \text{ MeV}/c^2$. За периоди с набранни данни след SS0, α има стойности с един порядък по-малко. Цялата корекция (6.2) е от порядъка на няколко KeV/c^2 .

Корекциите за неправилно калибриране на магнитното поле и отместването на дрейфовите камери след диполния магнит, α и β , са използвани също така и в МК симулациите, за да се възпроизведат наблюдаваните отклонения в реалните данни.

6.4.2 Нелинеен отклик на LKr

Известно е, че има нелинейна зависимост при отчитането на LKr клетките, а именно между реално измерения сигнал и стойността на енергията, която е депозирана в електромагнитния калориметър. Това е следствие от наложения праг при получаването на информация от калориметъра и материала с дебелина 0.8 радиационни дължини пред него. Този ефект е важен най-вече за електромагнитни лавини с малки енергии, съответно малки клъстери. Нелинейността не може да бъде възпроизведена в МК симулациите, пради което се прилага само за обработените данни.

Използвани са $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -събития от данни набрани през 2002г., с помощта на които е изучена корекцията за нелинеен отклик при енергии по-малки от 11 GeV и е намерена правилната зависимост:

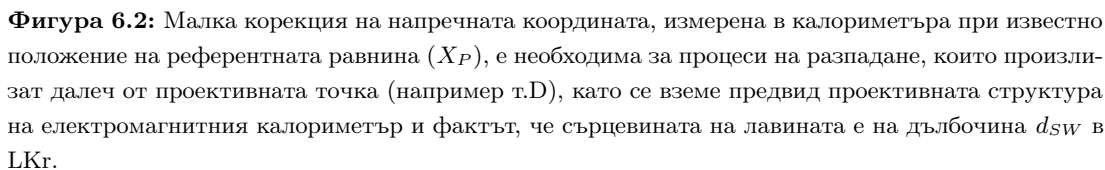
$$\Delta E = \alpha + \beta E^2. \quad (6.3)$$

Параметрите α и β са нула за енергии по-големи от 10 GeV . В противен случай имат следните стойности: $\alpha = \pm 10 \text{ MeV}$ и $\beta = \pm 2 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$. Стойността на прага при отчитането на информацията от LKr клетките е абсолютно същата каквато е използвана при събирането на данни през 2003-2004г.

6.4.3 Геометрия на LKr клетките

Коректното определяне на кинематичните променливи на всички частици в анализа на конкретен канал на разпадане е много важно за правилния отбор на търсените събития. Характерно е и за сигнала, и за нормировъчния процес наличието на вторично разпадане

Корегираната напречна X_{TR} -координата на центъра на електромагнитна лавина в пред-



65

6. Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

напречната X_P -координата на клъстер, който е инициран от частица генерирана в т.Р след разпадане на зареден каон и ъгъла (θ) на клъстера спрямо посоката на т.Р:

$$X_P \simeq X_{TR} + d_{SW}\theta, \quad (6.4)$$

където $\sin \theta \simeq \tan \theta \simeq \theta$. Като се вземе в предвид, че Z_{LKR} е LKr координатата по оста на заредените снопове, то θ може да се представи като:

$$\theta = \beta_P - \alpha_{TR} \simeq \frac{X_P}{Z_{LKR} - Z_P} + \frac{X_{TR}}{Z_{LKR} - Z_D}.$$

Следователно изразът 6.4 придобива следния вид:

$$X_{TR} = X_P \cdot \frac{1 + \frac{d_{SW}}{Z_{LKR} - Z_P}}{1 + \frac{d_{SW}}{Z_{LKR} - Z_D}} \simeq X_P \cdot \left(1 + \frac{d_{SW}}{Z_{LKR} - Z_P} - \frac{d_{SW}}{Z_{LKR} - Z_D}\right). \quad (6.5)$$

За коригираната напречна Y_{TR} -координата на центъра на клъстер в LKr е в сила същата зависимост както и за X_{TR} . Осреднената дълбочина на надлъжните координати на електромагнитните лавини имат логаритмична зависимост от депозираната енергия. Например, за фотон с енергия E_γ , осреднената дълбочина се параметризира по следния начин:

$$d_{SW} = 20.8 + 4.3 \cdot \log(E_\gamma(\text{GeV}))\text{cm}. \quad (6.6)$$

За електрони и позитрони константите в зависимостта (6.6) са други.

Пример за количествена оценка на корекцията свързана с проективната геометрия на LKr е γ -квант произхождащ от връх на разпадане на разстояние 50m от т.Р и с осреднена дълбочина от 30cm. Той има 5mm (5%) големина на корекцията на развития от него клъстер. В МК симулациите тази специфична корекция на напречните координати на електромагнитните лавини се отчита по същия начин както и за данните.

6.5 Общи критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ процесите са подобни един на друг от гледна точка на брой заредени частици в крайно състояние. Поради това селектирането на кандидат-събитията за двата канала на разпадане е направено едновременно при една и съща тригерна логика като са наложени доколкото е възможно повече общи условия на отбор. По този начин са елиминирани частично систематични ефекти породени както от несъвършеното описание на каонния сноп и локалните неефективности на детекторите, така и от тригерната неефективност.

След реконструкцията на събитията, съвкупността от критерии, които са общи и за сигнала, и за нормировъчния канал, е допълнена със специфични изисквания към всеки от разглежданите процеси.

6.5 Общи критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

6.5.1 Следи и върхове на разпадане

Всички върхове на разпадане записани в Super Compact формат са реконструирани чрез използване на три заредени следи. Поради това първото условие, което е наложено, е да се запазят само тези събития, в които има две следи с еднакъв електричен заряд и една следа с противоположен на тях електричен заряд като и трите заедно трябва да образуват един връх на разпадане. Направена е допълнителна проверка чрез налагане на условие електричният заряд на върха на разпадане да бъде или $+1$, или -1 ($q_{vtx} = \pm 1$). Следите трябва да бъдат във времеви интервал от 5ns спрямо тяхното средно време, което е изчислено от сигналите асоциирани със съответните следи в сцинтилационния ходоскоп (CHOD) за обезпечаване на техния едновременен произход. След това се проверява дали всички следи са преминали през обема на дрейфовите камери като се налагат условия отнасящи се до геометрията на магнитния спектрометър, а именно разстоянието между следите и координатите на реалния каонен сноп да бъде по-голямо от 12cm в DCH1. Изисква се импулсът на следите да е в интервала (2-60)GeV/c и разстоянието между всеки две следи в DCH1 да бъде по-голямо от 2cm. Последното условие е по-строго в сравнение със същото изискване в предварителните критерии за отбор, описано в раздела 6.2, за да се отхвърлят всички електрони и позитрони произхождащи от взаимодействието на фотоните с прозореца от кевлар в самия край на разпадния обем ($\gamma \rightarrow e^- e^+$).

Наложено е условие всички върхове на разпадане да попадат в границите на разпадния обем, който е с дължина 98m и започва 2m след последния колиматор. Също така се изисква върховете на разпадане да бъдат в радиус не по-голям от 3cm в напречната равнина от центъра на заредените снопове.

Уникалната идентификация между $e^\pm$ и $\pi^\pm$ е постигната след реконструкцията на масите на π^0 - и $K^\pm$ -мезоните, която е описана подробно в раздела 6.5.4.

6.5.2 Следи в сцинтилационния ходоскоп

Тригерът от първо ниво, който е важен в настоящия анализ и описан подробно в раздела 8.2.1, изисква съвпадение на сигналите в двете плоскости на CHOD в поне две от 16 обособени области. За да се избегнат неефективности от чисто геометричен произход, описани в предишния раздел 6.5.1, е наложено изискване да се отхвърлят всички конфигурации, в които следите попадат в една логическа област на ходоскопа. По този начин се удовлетворява условието на тригера от първо ниво. Последното е осъществено чрез екстраполация на следите от координатите и направленията им на изхода на магнитния спектрометър до първата плоскост на CHOD. Кинематиката на сигнала и нормировъчния разпад е различна, поради което разглежданото изискване отхвърля 2.3% от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ кандидат-събитията и пренебрежимо малко на брой от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ кандидат-събитията.

6.5.3 Фотонни кандидати

Електромагните лавини в LKr, които са инициарани от фотонни кандидати не трябва да имат асоциирана следа. За да се подсигури, че фотонният кандидат има същия произход

6. Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

на раждане както останалите следи за конкретно разглеждания процес, се изисква съответните клъстери да бъдат във времеви интервал от 5ns от времето на върха на разпадане. Всички електромагнитни лавини, които са породени от потенциални фотонни-кандидати трябва да се съдържат напълно в геометричния обем на LKr и да бъдат на разстояние по-голямо от 2cm от неактивна клетка на калориметъра. Също така се изисква измерената енергия, която е депозирана в LKr от кандидатите за γ -кванти, да бъде в интервала (3-60)GeV. Импулсите на фотонните-кандидати се реконструират чрез допускането, че те произлизат от възстановения връх на разпадане от три следи. За да се избегнат взаимодействия с ръба на дрейфовите камери и впоследствие това да се отрази в понижено измерване на енергията им, се налага условие за траекториите на кандидат γ -квантите да пресичат DCH1 равнината в радиално положение по-голямо от 11cm.

6.5.4 Реконструиране на масите на $K^\pm$ и π^0 мезоните

Двата разглеждани канала на разпадане, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^- \rightarrow \pi^\pm (\gamma\gamma) e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0 \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- \gamma$ се различават единствено с наличието на един фотон повече в полза на сигнала. И двата каонни процеса удовлетворяват близки кинематични ограничения при реконструирането на масите на неутралния пион и заредения K-мезон. Поради различния брой частици участващи в двата разпада, експериментално определените разделителни способности за реконструираните маси на мезоните се отличават:

$$\sigma_m(\pi_D^0) \simeq 1.7 \text{ MeV}/c^2, \quad \sigma_m(\pi\pi_D^0) \simeq 4.2 \text{ MeV}/c^2 \text{ и} \quad (6.7)$$

$$\sigma_m(\pi_{\gamma\gamma}^0) \simeq 2.7 \text{ MeV}/c^2, \quad \sigma_m(\pi\pi^0 ee) \simeq 6.1 \text{ MeV}/c^2, \quad (6.8)$$

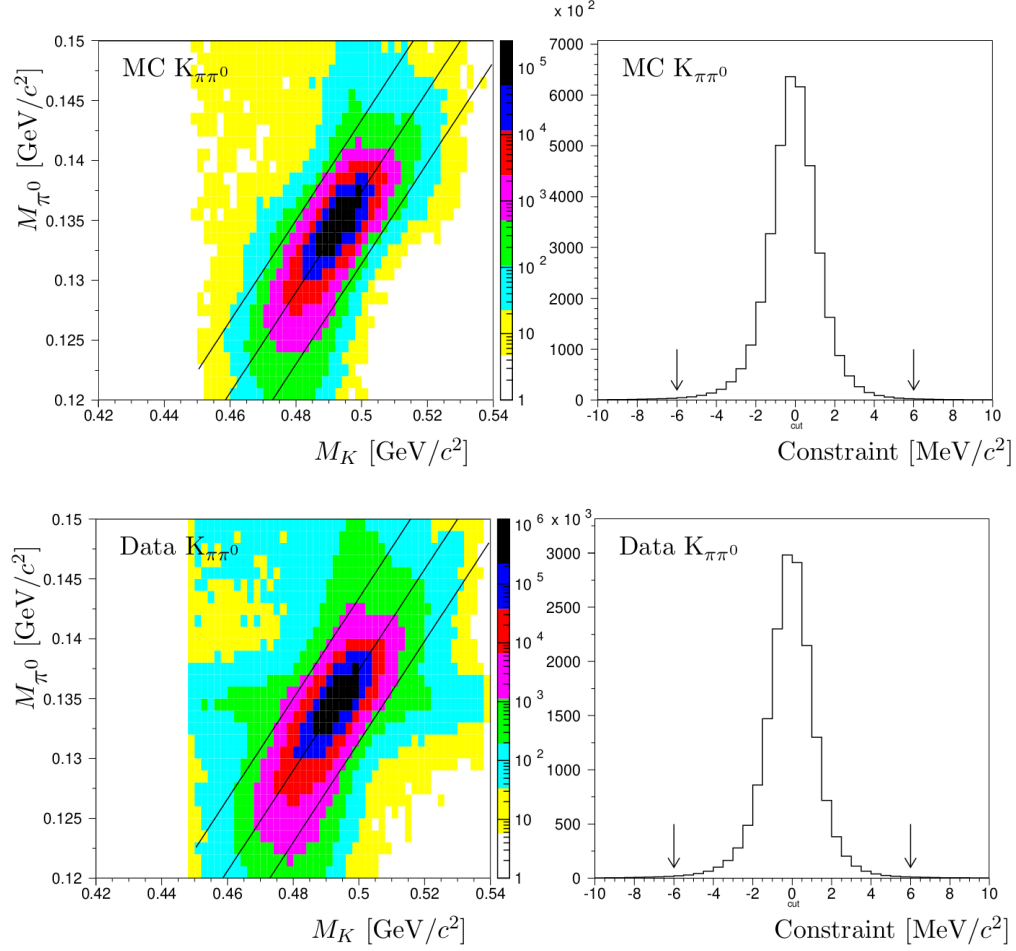
където (6.7) се отнася за нормировъчния процес, а (6.8) се отнася за сигнала. Измерените стойности са съвместими с изгенерираните МК симулации на съответните процеси (виж раздел 7.8).

При селекцията на изследваните разпади се налага изискването реконструираните M_{π^0} и $M_{K^\pm}$ да не се отклоняват с повече от $15 \text{ MeV}/c^2$ и $45 \text{ MeV}/c^2$ от номиналните им стойности съответно [25], като е осигурена минимална зависимост на селекцията от разделителната способност или от ефекти дължащи се на калибровка. Едно общо ограничение, вземайки предвид корелацията между реконструираната маси на π^0 и $K^\pm$, е дефинирано по следния начин:

$$\text{Constraint: } |m_{\pi^0} - 0.42 \cdot m_K + 72.3| < 6 \text{ MeV}/c^2. \quad (6.9)$$

На Фиг. 6.3 е показана корелацията между реконструираните маси на π_D^0 и $K^\pm$ в равнината ($M_{\pi^0}, M_{K^\pm}$), както и стойностите на наложените граници за тях след всички критерии, които са описани до тук за нормировъчния канал на разпадане. Ограничението (6.9) върху масите на π_D^0 и $K^\pm$ съдържа 99% от кандидат-събитията за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$. Същите разпределения за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ са представени на Фиг.6.4 след пълната селекция за отбор на кандидат-събитията като в съответните граници на $\pi_{\gamma\gamma}^0$ и $K^\pm$ в (6.9)-критерия оцеляват около 96.5% от кандидатите.

6.5 Общи критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

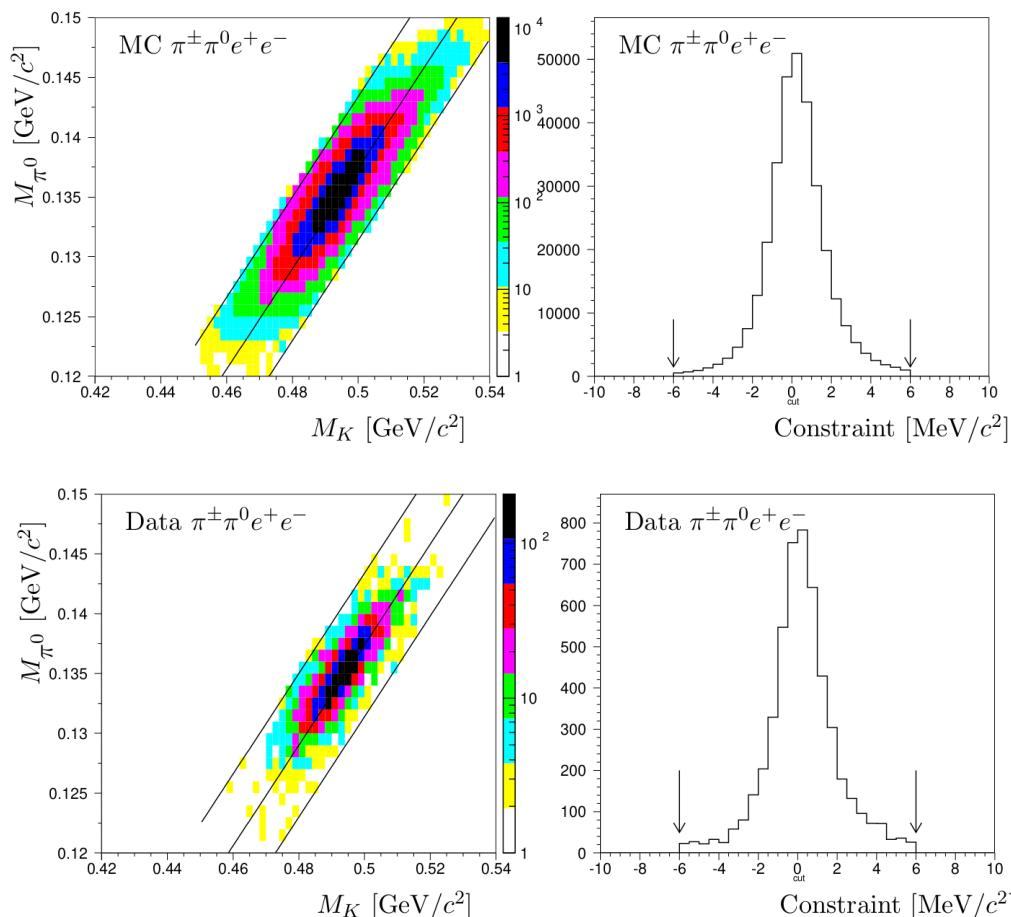


Фигура 6.3: Корелация между реконструираните маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните в равнината ($M_{\pi^0}, M_{K^\pm}$) и разпределение на взетите граници от номиналните им стойности [25] за селекцията на нормировъчния разпад (MC: МК симулирани събития; Data: данни).

В критериите за отбор и на двата разпада, една следа с електрически заряд противоположен на електрическия заряд на върха на разпадане на $K^\pm$ -мезона е считан за електрон (позитрон). За останалите две следи съществува електронна-пионна неопределеност, $e^+ - \pi^+$ ($e^- - \pi^-$), поради факта, че условията за отбор включват критерии за електрически заряд. Тази двусмисленост при идентифицирането на заредения пион и електрона (позитрона) е решена чрез проверката на две масови хипотези за цялата селекция.

Допълнителни две изисквания върху разстоянието между който и да е клъстер, иницииран от фотонен-кандидат, и координатите на попадане на всяка следа в напречната равнина на LKr се използват след допускането на определена номинална маса за конкретните заредени следи ($e^\pm, \pi^\pm$). Първият критерий е разстоянието между фотонните-кандидати и електрона/позитрона да са по-големи от 10см, а втория – разстоянието между фотонния-

6. Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.



Фигура 6.4: Корелация между реконструираните маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните в равнината $(M_{\pi^0}, M_{K^\pm})$ и разпределение на взетите граници от номиналните им стойности [25] за селекцията на сигнала (MC: МК симулирани събития; Data: данни).

и заредения пионен-кандидати да са по-големи от 20см. С помощта на последните условия се гарантира изолирането на фотонния клъстер и съответно премахването на ефекта от припокриване между елетромагнитните лавини. Гореспоменатите критерии са в сила само за следите, които се съдържат напълно в геометричния обем на LKr.

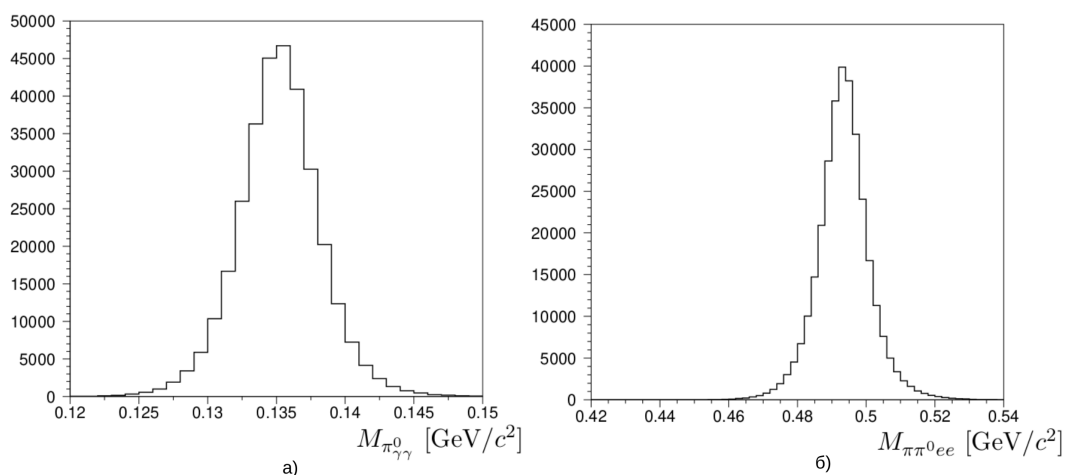
Няма изискване за горно ограничение на броя на следите и броя на електромагнитните клъстери, за да може да се анализират всички реконструирани върхове, които са образувани от три заредени следи в комбинация с всеки клъстер на фотонен кандидат при двете възможни хипотези за маса. Запазват се само кандидат-събитията, при които е намерена една комбинация от един връх на разпадане с един фотонен кандидат за селекцията на нормировъчния канали една комбинация от един връх на разпадане и два фотонни-кандидати за селекцията на сигнала така, че да удовлетворят специфичните критерии за конкретния процес, които са представени в следващите два раздела 6.7 и 6.6. В противен

случай кандидат-събитието се отхвърля. Ако са намерени две масови комбинации, то тази с по-строгото ограничение на условието (6.9) се запазва. В случай, че са намерени няколко π^0 -кандидата, то този с най-близка маса до номиналната стойност на π^0 -масата от [25] се запазва. Когато са намерени няколко върха на разпадане с три следи, то тогава се запазва само този, който е реконструиран с най-малкото χ^2 .

6.6 Специфични критерии за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$

За събитията преминали успешно ограниченията описани до тук се реконструира π^0 -мезона като се използват два фотонни кандидати, за които се приема, че са се родили във реконструирания връх. Зареденият каонен-кандидат е съответно реконструиран като се използват четири-импулсите на всяка частица от $(\pi^\pm \pi^0 e^- e^+)$ -системата. На Фиг. 6.5 са илюстрирани инвариантните маси $M_{\pi\gamma\gamma}$ и $M_{\pi\pi^0 ee}$ използвайки МК симулацията на сигнала.

С цел избягване на неправилно измерени енергии на двата разглеждани фотонни клъсте-

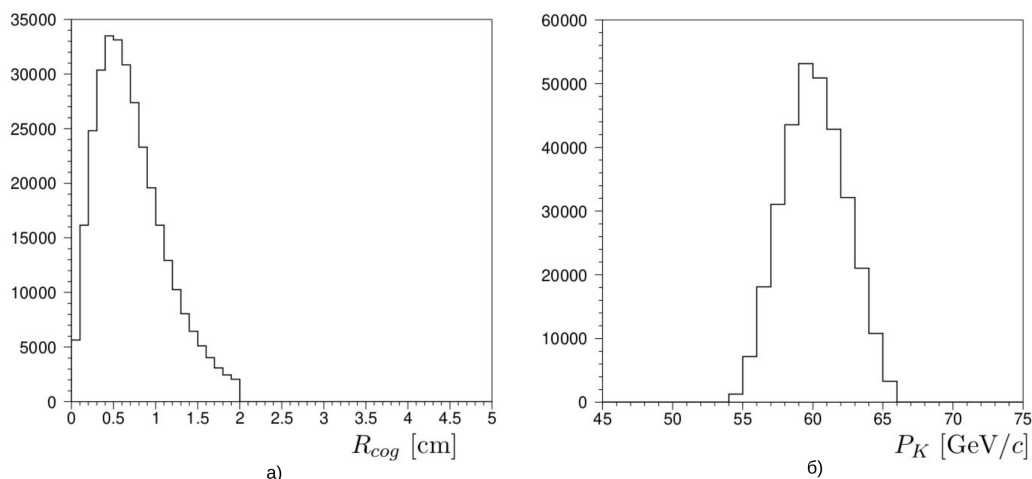


Фигура 6.5: (а) Реконструираната инвариантна маса на електрически неутралните пиони от $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ процесите. (б) Реконструираната инвариантна маса на каонните от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$ разпада. И двете разпределения са от МК симулацията на сигнала след селекцията.

ра, е наложено изискване те да бъдат на разстояние по-голямо от 10cm в предната равнина на LKr, за да се избегне припокриването от електромагнитни лавини. Съгласуваността на крайното състояние при разпадането на $K^\pm$ -мезона по сноповата ос, се проверява допълнително с помощта на гравитационния център на събититието (CoG), който се изчислява чрез енергетично претеглени координати в предната равнина на LKr. CoG събитието се намира от координатите на фотонните кандидати и положението на следите при попадането им в електромагнитния калориметър, където обаче са използвани само тези параметри на следите, които са преди диполния магнит, т.е. неотклонените им траектории. Радиалното

6. Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

разстояние на гравитационния център на събитието до номиналното положение на заредените снопове е поискано да бъде по-малко от 2cm (Фиг. 6.6: а). Наложено е и изискване сумарният импулс на цялата $(\pi^\pm \pi^0 e^- e^+)$ -система да бъде в диапазона (54 – 66)GeV/c, който съвпада с диапазона на импулса на заредените снопове (Фиг. 6.6: б). Критерият за



Фигура 6.6: (а) Радиалното разпределение на гравитационния център на събитието до номиналното положение на заредените снопове. (б) Разпределението на измерения импулс на реконструирания каони. И двете разпределения са от МК симулацията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$ събитията след селекцията.

инвариантната $(e^+ e^-)$ -маса е да бъде по-голяма от $3\text{MeV}/c^2$, което е различно от съответното условие използвано при $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

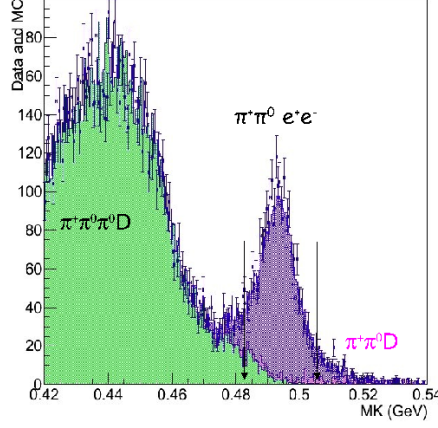
За постигането на максимално чист сигнал са наложени специални условия за намаляване на фонові събития. На Фиг. 6.7 са показани двата основни източника на фон за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$ каналите на разпадане. Основният източник на фон са $K_{3\pi_D}$ ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_{\gamma\gamma}^0 \pi_D^0$) процесите, при който един от фотоните се е изгубил (или е грешно реконструиран в друго събитие). Вторият източник на фон е нормировъчния процес в комбинация с неговия радиационен канал на разпадане ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0(\gamma)$), при който допълнителен фотон се комбинира с γ -кванта на Далиц-разпадането на неутралния пион, за да имитира $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ процеса.

Налага се условие за квадрата на инвариантната маса на $(\pi^\pm \pi^0)$ -системата да бъде по-голяма от $0.12 (\text{GeV}/c^2)^2$, с което се постига допълнително потискане на $K_{3\pi_D}$ фоновите събития.

За изчистването на фона дължащ се на $K_{2\pi_D}$ събития се налага изискване за всяка от двете възможни инвариантни маси, $m_{ee\gamma}$, да бъде на разстояние повече от $7 \text{ MeV}/c^2$ от номиналната маса на неутралния пион. Последният критерий съответства на около $\pm 4\sigma$ от разделителната способност на масата на π^0 (израз (6.7) от раздела 6.5.4).

Общо 4 919 $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$ кандидат-събития са селектирани от всички набрани данни от 2003-2004г.

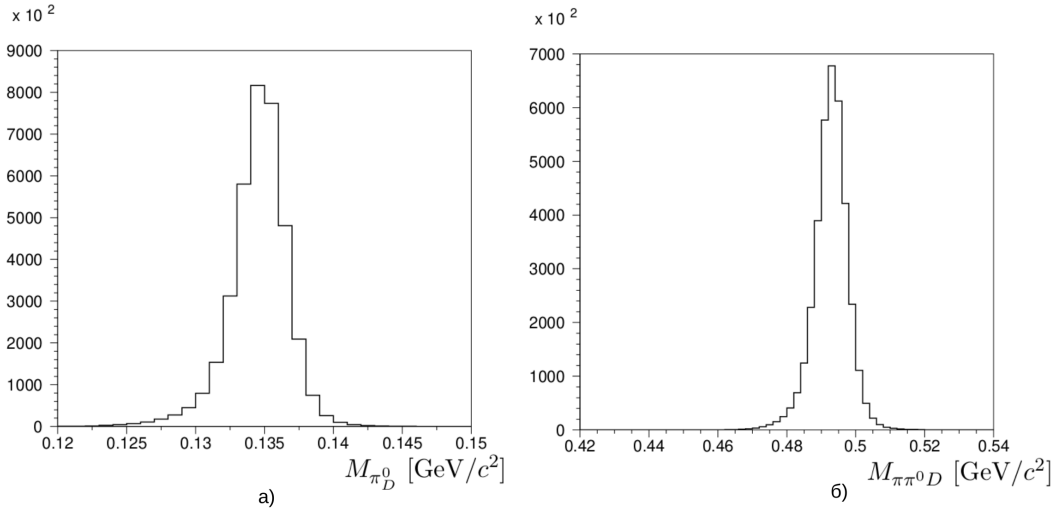
6.7 Специфични критерии за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$



Фигура 6.7: Показани са основните разпади, които са източници на фон за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$ преди да бъдат наложени изискванията за изчистване на фоновите събития и граници на реконструираните маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните.

6.7 Специфични критерии за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

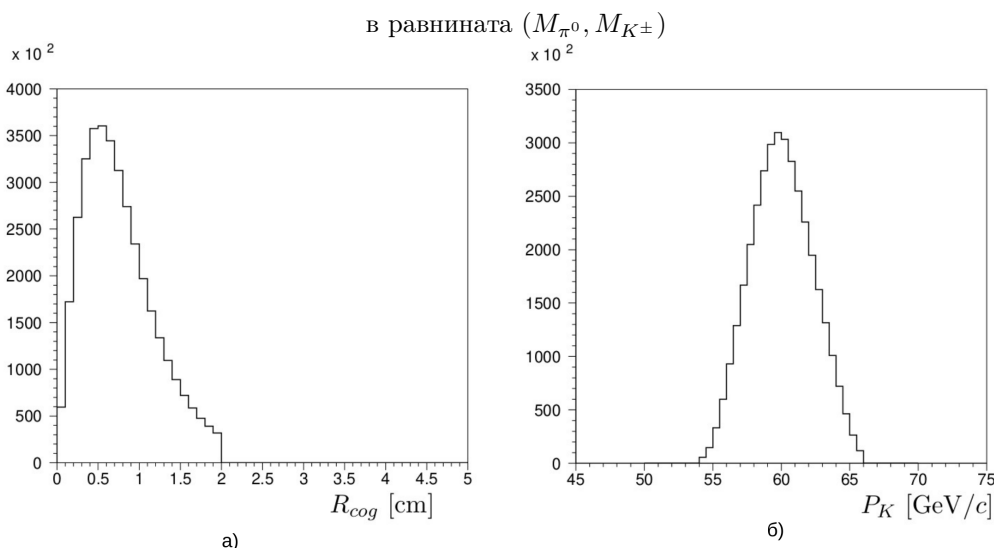
Кандидатът за неутрален пион се реконструира чрез идентифицираните вече електрон, позитрон и един фотон, за който е проверено, че произлиза от същия връх на разпадане от три следи. След това $K^\pm$ -кандидатът е реконструиран чрез пресмятане на четири-импулса на $(\pi^\pm \pi_D^0)$ -системата (Фиг. 6.8). Съгласуваността на крайното състояние при разпадането



Фигура 6.8: (а) Реконструираната инвариантна маса на електрически неутралните пиони от $\pi_D^0 \rightarrow e^- e^+ \gamma$ процесите. (б) Реконструираната инвариантна маса на каонните за нормировъчния канал. И двете разпределения са от МК симулацията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ след селекцията.

6. Обща реконструкция за NA48/2. Критерии за селектиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

на $K^\pm$ -мезона по сноповата ос е проверена по аналогичен начин както за сигнала чрез изискване за радиалното разстояние на гравитационния център на събитието до номиналното положение на заредените снопове да бъде по-малко от 2cm (Фиг. 6.9: а). Наложено



Фигура 6.9: (а) Радиалното разпределение на гравитационния център на събитието до номиналното положение на заредените снопове. (б) Разпределението на измерения импулс на реконстрираните $K^\pm$ -мезони. И двете разпределения са от МК симулацията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ след селекцията.

е условие за импулса на $\pi^\pm$ да бъде по-голям от 10GeV/c, а сумарния импулс на $(\pi^\pm \pi_D^0)$ -системата да бъде в диапазона $\pm 6 \text{ GeV}/c$ около номиналната стойност на импулса на заредения снап, а именно (54 – 66)GeV/c (Фиг. 6.9: б).

Изисква се инвариантната маса на $(e^- e^+)$ -системата да бъде по-голяма от $10 \text{ MeV}/c^2$, за да се осигури добро съответствие между данните и МК симулацията.

За нормировъчния разпад не са наложени никакви специални условия за изчистване на фона, защото след пълния набор от критерии той се оказва пренебрежимо малък в сравнение със намерините $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ кандидат-събития.

От всички записани данни през 2003-2004г. са селектирани общо 16 316 690 $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ кандидат-събития.

Глава 7

Моделиране на процесите

$$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 e^{+} e^{-} \text{ и } K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi_D^0$$

В експерименталната физика на частиците за измерването на различните параметри и величини при изучаването на физичните процеси е необходимо да се отчете прецизно отклика на използвания детекторен апарат, който обикновено е сложен и в много случаи не може да се опише аналитично. Затова се използват софтуерни инструменти, симулации, с чиято помощ се моделират всички аспекти свързани както с взаимодействието на частиците с материала, от който са направени детекторите, така и конкретните условия и геометричните особености, при които са записани реалните данни на експерименталната установка. По този начин се постига много добро възпроизвеждане на важните наблюдавани разпределения от анализа на данни водещо до оптимизиране на условията на отбор, изследване и оценка на систематични ефекти, геометричните ефективностите на регистрация на детекторите и приносите от фонове събития в конкретно изучавания сигнал.

Официалната Монте Карло (МК) симулация на експеримента NA48/2 [71], наречена CMC¹, е базирана на GEANT 3 [72]. Най-общо CMC моделирането включва симулирането на сноповете от заредени K-мезони, вида и теоретичното описание на конкретен каонен канал на разпадане, детекторния отклик и крайния формат на генерираните МК събития.

В тази глава е представено сбито описание на различните етапи от CMC симулацията за сигнала и за нормировъчния канал на разпадане. Обърнато е специално внимание на генерирането на различните приноси към пълния процес на $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 e^{+} e^{-}$, които са описани в глава 2.

7.1 Моделиране на заредени каонни снопове

Положителните и отрицателните каонни снопове се генерират отделно в CMC симулацията. Всички параметри, например големина на токовете на магнитите са подбрани така,

¹Charged Monte Carlo – МК симулация за заредени каони

7. Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

че да възпроизвеждат експерименталните разпределения получени от детекторите. Транспортирането на K^+ и K^- частиците през ахроматните системи и движението им по надлъжната ос (Z-оста) на експерименталната установка са моделирани с помощта на пакета TURTLE¹ [73]. В СМС движението на каонните снопове е симулирано така, че да възпроизвежда експерименталните измервания на координатите на $K^\pm$ снопове в реални условия. Също така е въведена допълнителна фина настройка, която е осъществена чрез използването на измерените импулси и разпределението на гравитационния център на напълно реконструирани $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ събития в първата дрейфова камера на магнитния спектрометър (DCH1) за всеки период от данни набрани при стабилни условия. По този начин МК симулацията възпроизвежда движението на заредените каонни снопове с точност до 1mm при сравнение със записаните експериментални данни.

7.2 Моделиране на каонен разпад

Симулацията на NA48/2 дава възможност да се генерира един процес на разпадане за конкретен период от данни, които са били записани при стабилни условия. Всички известни и измерени процеси на разпадане на каоните са включени под формата на генератор за всеки канал отделно, който е базиран на вече известната теория за конкретния процес. Радиационните и Кулоновите корекции са също включени в самите генератори. Потребителят може да избере конкретен каонен процес на разпадане и интервалите от стойности за кинематичните величини, които са характерни за $K^\pm$ -мезоните.

В случаите, когато се изучава ненаблюдаван експериментално процес, какъвто е разглеждания анализ в настоящата работа, потребителят въвежда сам избрания теоретичен модел за канала на разпадане в генератора на събитията и нужните корекции (описан в раздела 7.2.2).

7.2.1 Вероятност за разпадане и разпаден обем

За СМС симулациите е характерно, че интервалите, в които се намират координатите на разпадане на каоните ($Z_{K^\pm}$), както и техния енергетичен спектър ($E_{K^\pm}$) се избират от потребителя. Обикновено границите на тези интервали се вземат по-големи с поне едно стандартно отклонение отколкото съответните условия на отбор при реконструкция на реалните събития, за да се избегнат ефекти дължащи се на разделителната способност на детекторите. Плътността на вероятността за разпадане на един зареден К-мезон при конкретна стойност (z) по оста на движение на снопа се изразява чрез енергията (E_K), масата ($M_{K^\pm} = 0.493677 \text{ GeV}/c^2$) и средното време на живот на каона ($\tau = 1.238 \times 10^{-8} \text{ s}$) [25]:

$$P(z) = \frac{1}{\gamma c \tau} e^{-\frac{z}{\gamma c \tau}},$$

където $\gamma = E_K/M_K$ е Лоренцовия фактор на заредения каон, а c е скоростта на светлината. За $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$, са избрани в съответните им МК симулации

¹Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements – Проследяване на неограничен брой частици през съгъстен брой елементи

следните интервали: $(-2200\text{cm} < Z_{K^\pm} < 9000\text{cm})$ и $(50\text{GeV}/c^2 < E_{K^\pm} < 70\text{GeV}/c^2)$.

Всяка симулация се генерира с общ брой събития пропорционален на каонния поток, който е измерен с $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ разпадания за всеки период от експериментални данни записани при стабилни условия. По този начин всички характеристики на данните са запазени: отношението $(K^+/K^-) \sim 1.8$ е валидно за всяка извадка от данни и отношението между самите извадки с данни е запазено както са записани с двата знака на магнитните полета на ахроматичната система и спектрометъра. Така се осигурява коректността на генерираната МК симулация с условията на реално набраните данни.

7.2.2 Генератор на събития на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

Матричните елементи на отделните IB, DE и Int приноси на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ са генерирани независимо чрез генератор на събития като са използвани изразите (2.10) от глава 2. Генераторът на събития използва стандартна CERNLIB програма, наречена GENBOD [26], която генерира импулсите и енергиите на продуктите на разпадане в система център на масите на каона в плоско 5-параметрично фазово пространство. Пълната енергия в система център на масите, броят и масите на частиците в крайно състояние се задават предварително. Генераторът изчислява тегло, което се приписва на всяко събитие и се прилага процедура за запазване или отхвърляне. Запазените генерирани събития се преобразуват чрез Лоренцови трансформации в лабораторната система на $K^\pm$, която представлява и самата експериментална установка на NA48/2.

В нито една теоретична публикация за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ няма пресметнати радиационни поправки. Затова в генератора на събития са въведени единствено изразите за матричните елементи на IB, DE и Int приносите от теоретичния модел. МК симулацията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ е разгледана по-подробно в раздел 7.6. В приложението е представена програмата, която е използвана в генератора на събитията.

$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ е добре изучен процес, чието теоретично описание е включено в стандартната за NA48/2 СМС симулация. Повече подробности за МК симулацията на нормировъчния канал на разпадане са представени в раздел 7.7.

7.3 Разпадания на π^0

Неутралният пион е нестабилна частица, която има много кратко време на живот от порядъка 10^{-17}s . В $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процеса π^0 се разпада на два фотона, който е с най-голяма относителна вероятност от всички възможни канали на разпадане на неутралния пион: $BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (98.823 \pm 0.034)\%$. Следващият най-вероятен канал на разпадане е Далиц процеса с $BR(\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma) = (1.198 \pm 0.033)\%$, който е част от нормировъчния процес на разпадане в настоящия анализ.

Краткият път, който изминава неутралният пион от раждането до разпадането си е около $c\tau = 25.1\text{nm}$. Като се вземе предвид, че експерименталната разделителна способност за измерване на надлъжната компонента, т.е. по оста на движение на каонния сноп в разпадния обем, е от порядъка на 1m , то разстоянието между координатите на разпадане

7. Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

на π^0 и $K^\pm$ не може да бъде прецизно определена. Това е причината да се допусне, че положението на π^0 разпадането е в същата област, в която заредения каон се е разпаднал малко преди това.

Във всяка СМС симулация се избира допълнително канала на разпадане на неутралния пион при генерирането на събития на съответния каонен процес.

7.4 Моделиране на детекторния отклик

След като са генерирани продуктите на разпадане в генератора на събитията, то те се проследяват през експерименталната установка като се изчисляват и записват техните координати и енергетични загуби за всеки детектор. Вторичните частици, родени в резултат на взаимодействието с веществото, също се добавят в списъка на частиците, които да се проследят в процеса на моделирането. Геометрията и материала за всеки детектор е въведен в пълния NA48/2 симулационен пакет. Физичните процеси, които са включени в GEANT 3 са електрон-позитронна аниhilация, спирачно лъчение, Комптоново разсейване, раждане на δ -лъчи, адронни взаимодействия, непрекъснати енергетични загуби, многократно разсейване и фотоелектричен ефект. В СМС единствено фотоелектричният ефект не се изисква при генерирането на симулационни събития. Конвертирането на фотони във (e^+e^-) -двойки е включено в СМС, защото се случва предимно в прозореца от кевлар и в майларовите плоскости на дрейфовите камери.

Допълнително са включени в NA48 симулацията и моделиране както на остатъчното магнитно поле в разпадния обем, така и симулация на картата на магнитното поле породено от диполния магнит в спектрометъра.

Ефективността на дрейфовите камери е измерена за всяка нишка на базата на реални данни, които са записани при стабилни условия. Тя е вложена при моделирането на магнитния спектрометър като за всяка нишка е използвана ефективността му като функция на типа на заредената частица и положението, в което тя е попаднала в съответната дрейфова камера. Разделителната способност по импулсите в магнитния спектрометър също е симулирана като за целта са използвани измервания с мюонни снопове преминаващи през NA48/2 детектора. Добавена е и малка корекция с цел напасване на разделителната способност за реконструираната каонна маса известна от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ разпаданията за всеки индивидуален период на набрани данни при стабилни условия.

Моделирането на електромагнитни и адронни лавини в LKr и HCal е процес, който отнема много време. Затова е направена предварително пълна симулация на лавините в калориметрите, при която на изхода резултатите са записани в специални файлове-библиотеки [74]. Последните съдържат вложената енергия от единично моделирано събитие (определен тип частица) за всеки канал в калориметрите. Файлове-библиотеки със симулирани лавини се четат вече по време на генерирането на събития в NA48 симулацията за конкретните продукти на разпадане от даден каонен процес. Например, когато електрон, фотон или пион преминава през калориметъра се избира на случаен принцип лавина за съответната частица от файловете-библиотеки за конкретен енергетичен бин и за конкретно положение на клетката в калориметъра, където е симулирано първоначалното попадне

на частицата. Един енергетичен бин на клетките в калориметъра отговаря на 2MeV за фотоните и електроните, и на 0.5MeV за пионите. Електромагнитният клъстер в LKг е формиран от 51×51 клетки за пионите и от 19×19 клетки за фотоните и електроните. Симулиран е и пълния енергетичен отклик на LKг, който представлява Гаусово разпределение. Координатите на неактивните клетки в LKг се картографират и включват в кода на LKг симулацията.

В СМС времето се разглежда последователно в съответния поддетектор на експерименталната установка, но абсолютното време не е корелирано между самите поддетекторни системи по начина както е при набирането на реални данни. Това не е необходимо, защото не се симулират случайни събития¹ и ефекти дължащи се на тях. Всяко симулирано събитие съдържа само информацията за конкретно моделирания каонен процес и информацията за моделирания отклик на всяка поддетекторна система, която по определение е приета, че се е случила в правилното време.

7.5 Корекции и формат за четене на моделираните събития

Добавени са корекции с цел получаването на възможно най-добра МК симулация на конкретен физичен процес, в която всички експериментални условия са включени в моделирането. Например, за LKг е интегрирана проективната форма на клетките чрез корекция за енергиите и координатите на симулираните клъстери. Известно е също така, че краищата на разпределението на енергиите на клъстерите нямат Гаусов вид, заради фотонно ядрено взаимодействие с LKг ядрата. Последното е причината да не се измери точно количеството вложена енергия в електромагнитните лавини. За да се преодолее този ефект е използвана параметризация базирана на събития с реални данни като корекция при моделирането на енергиите и координатите на клъстерите. Друг ефект, който е експериментално проверен е варирането на инвариантната маса от реконструирания събития с три заредени пиона в крайно състояние. За да се моделира ефекта по същия начин, по който е наблюдаван, е нужно в симулацията под формата на корекция да се включат промените както на интензивността на магнитното поле в спектрометъра, така и на положението на DCH4 за всеки период от записани данни при стабилни условия поотделно. Последната корекция се пресмята и прилага върху вече генерираните с МК събития по същия начин както се прави при анализа на експерименталните данни [70].

Резултатите от моделирането на даден физичен процес със СМС се записва в Compact или Super Compact формат. Така се използват същите програми за анализ като тези за реалните данни.

За крайния потребител е налична също така “истинската” информация за генерираните събития със СМС. Тя представлява съвкупност от променливи съдържащи вида на частицата, положението на върха на разпадане, четири-импулса на разпадналата се частица

¹ Случайни събития (accidentals) са комбинация от фрагменти на каонното разпадане и случайно възникнали други частици в същия момент от време.

7. Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

и нейните продукти на разпадане по този начин както са генерирани по време NA48 симулационния пакет. По принцип, “истинските” стойности от МК симулацията се използват за сравнение с “реконструираниите” стойности от МК симулацията, за да се проследяват кои критерии в анализа биха могли да намалят драстично крайната статистика.

7.6 Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

За всеки един процес даващ принос към пълното описание на сигнала е генерирана отделна МК симулация с NA48/2 софтуера СМС. Общият брой на реконструираниите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ разпадания от всички симулации за всички периоди на набор на данни е около 64 пъти по-голям в сравнение с наблюдаваните експериментално реконструирани събития на сигнала. При моделирането на IB, DE и Int приносите е възпроизведено отношението $K^+/K^- \sim 1.8$ както е установено от експерименталните данни на NA48/2 детектора.

Друга важна подробност е, че за МК симулациите на IB, DE и Int приносите е използван програмния пакет Photos [75]. По този начин се включват в моделирането реални фотони, които са излъчени от заредени частици и даващи отклик в работния обем на детекторите. Използването на Photos пакета замества липсата на теоретично пресметнати радиационни поправки за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$.

При моделирането на интерференционния принос е установено, че се появяват отрицателни стойности в някои от областите на фазовото пространство. Това е причината Int принос да бъде генериран на две стъпки: веднъж, когато има положителни стойности (73.2% от генерираните събития) и втори път, когато има отрицателни стойности (26.8% от генерираните събития).

Геометричните ефективности на регистрацията получени от МК симулациите за всички приноси на сигнала и обхващащи всички извадки от данни за 2003-2004г. са представени в Таблица 7.1.

$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ Приноси	Брой генерирани събития в разпадния обем	Геометрична ефективност на регистрацията (A_s)
IB принос	48.9×10^6	$(0.645 \pm 0.001) \times 10^{-2}$
DE принос	4.9×10^6	$(1.721 \pm 0.006) \times 10^{-2}$
Int > 0 принос	3.9×10^6	$(1.982 \pm 0.007) \times 10^{-2}$
Int < 0 принос	1.4×10^6	$(2.322 \pm 0.013) \times 10^{-2}$
(Int) пълен принос	5.3×10^6	$(0.828 \pm 0.004) \times 10^{-2}$
всички приноси	64.4×10^6	$(0.662 \pm 0.001) \times 10^{-2}$

Таблица 7.1: Представени са геометричните ефективности на регистрацията (A_s) за IB, DE и Int приноси на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, които са получени от съответните МК симулации генерирани за всички периоди на данни от 2003-2004г. при стабилни условия.

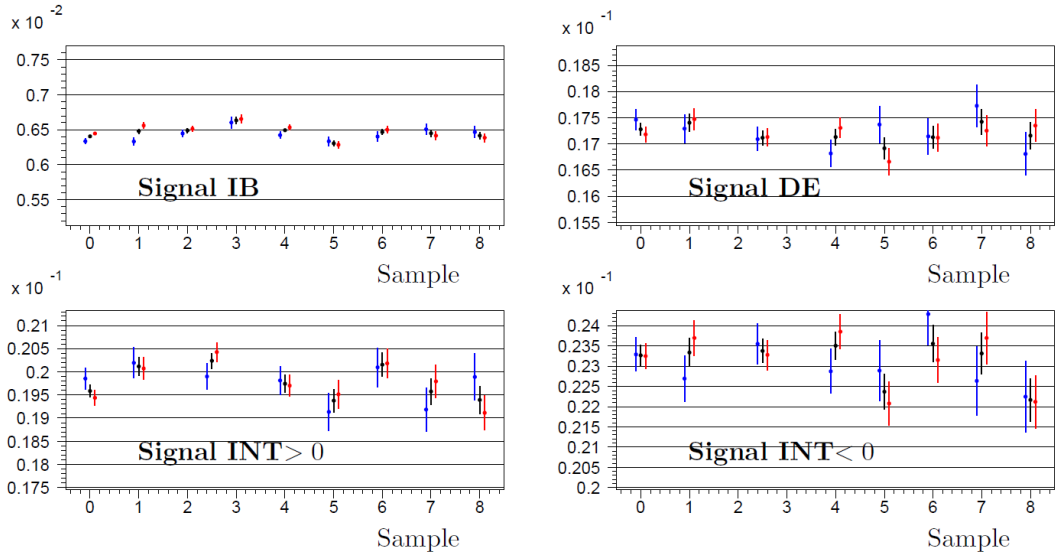
Крайният вид на геометричната ефективност на регистрацията на сигнала (A_s) е получен

7.6 Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

като комбинация от сумата на геометричните ефективности на регистрацията на трите приноса спрямо очакваните тегла от израза (5.3):

$$A_s = 0.9786A(IB) + 0.0138A(DE) + 0.0076A(Int), \quad (7.1)$$

където $A(Int) = 0.732A(Int > 0) - 0.268A(Int < 0)$. На последният ред от Таблицата 7.1 е дадена изчислената геометрична ефективност на регистрацията за всички приноси взети заедно с правилните тегла. На Фиг. 7.1 са изобразени геометричните ефективности на



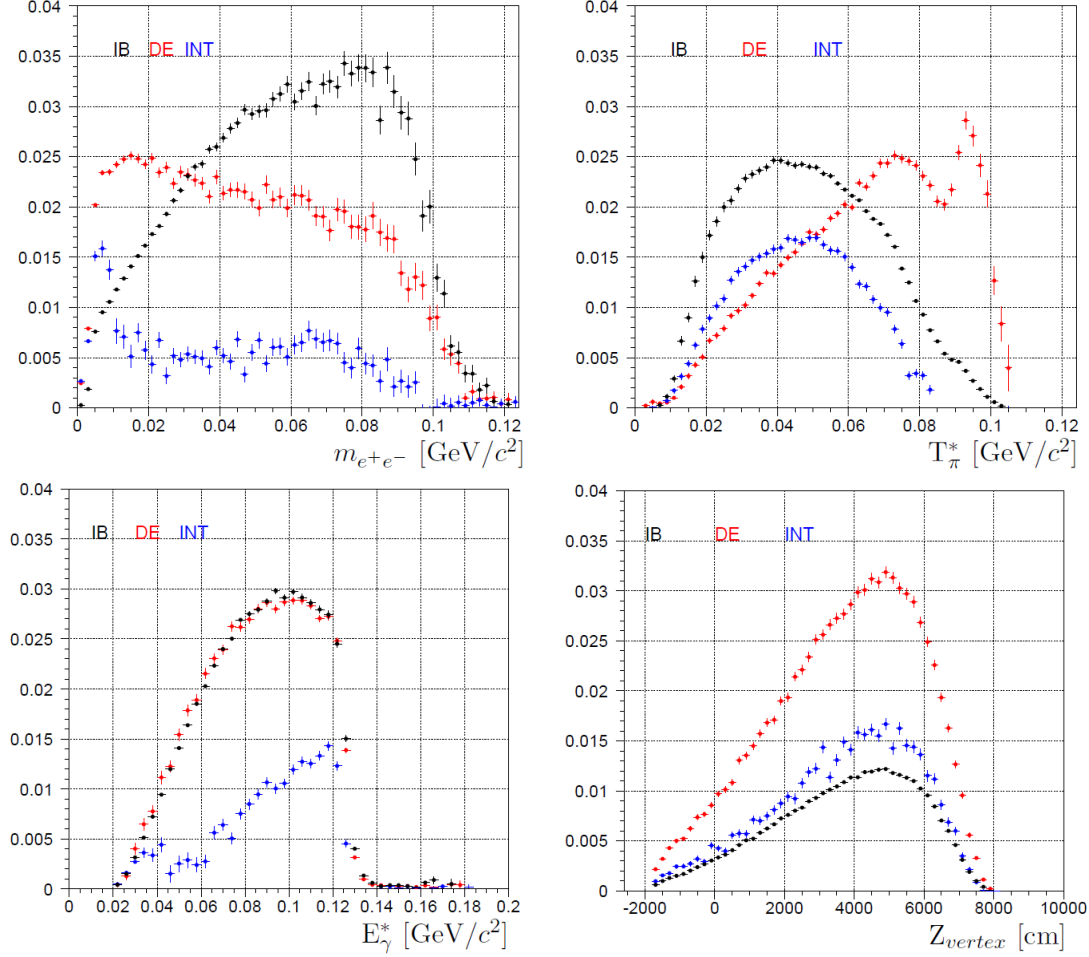
Фигура 7.1: Показани са геометричните ефективности на регистрацията за всеки от приносите на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$: спирачно излъчване (IB), пряко излъчване (DE) и тяхната интерференция (Int) в зависимост от времето на набраните данни. По абсцисата са изобразени извадките от данните (Samples) като от 0 до 3 съответстват на данните записани през 2003 г., а от 4 до 8 съответстват на данните записани през 2004 г. Представени са три стойности за всяка извадка от данни: само K^+ (с червено), само K^- (със синьо) и $K^\pm$ (с черно, централна стойност).

регистрацията като функция на времето за всеки от IB, DE и Int приноси. Вижда се, че геометричните ефективности на регистрацията са стабилни за пълния набор от данни както за K^+ , така и за K^- .

Изследването на геометричните ефективности на регистрацията за всеки принос към сигнала (IB, DE и Int) в кинематичното пространство показва, че те имат много различно поведение помежду си. На фиг. 7.2 са представени тяхните проекции спрямо три кинематични променливи, които са избрани от авторите на [12]: инвариантната маса на e^+e^- -двойка ($m_{ee} = \sqrt{q^2}$), кинетичната енергия на заредения пион в системата на покой на К-мезона (T_π^*) и енергията на виртуалния фотон в системата на покой на каона (E_γ^*).

На Фиг. 7.3 са показани двуизмерни проекции (Далитц плотове) на геометричните ефективности на регистрацията за всеки принос на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ използвайки гореспоменатите три кинематични променливи, респективно три възможни кинематични равнини: (q^2, T_π^*),

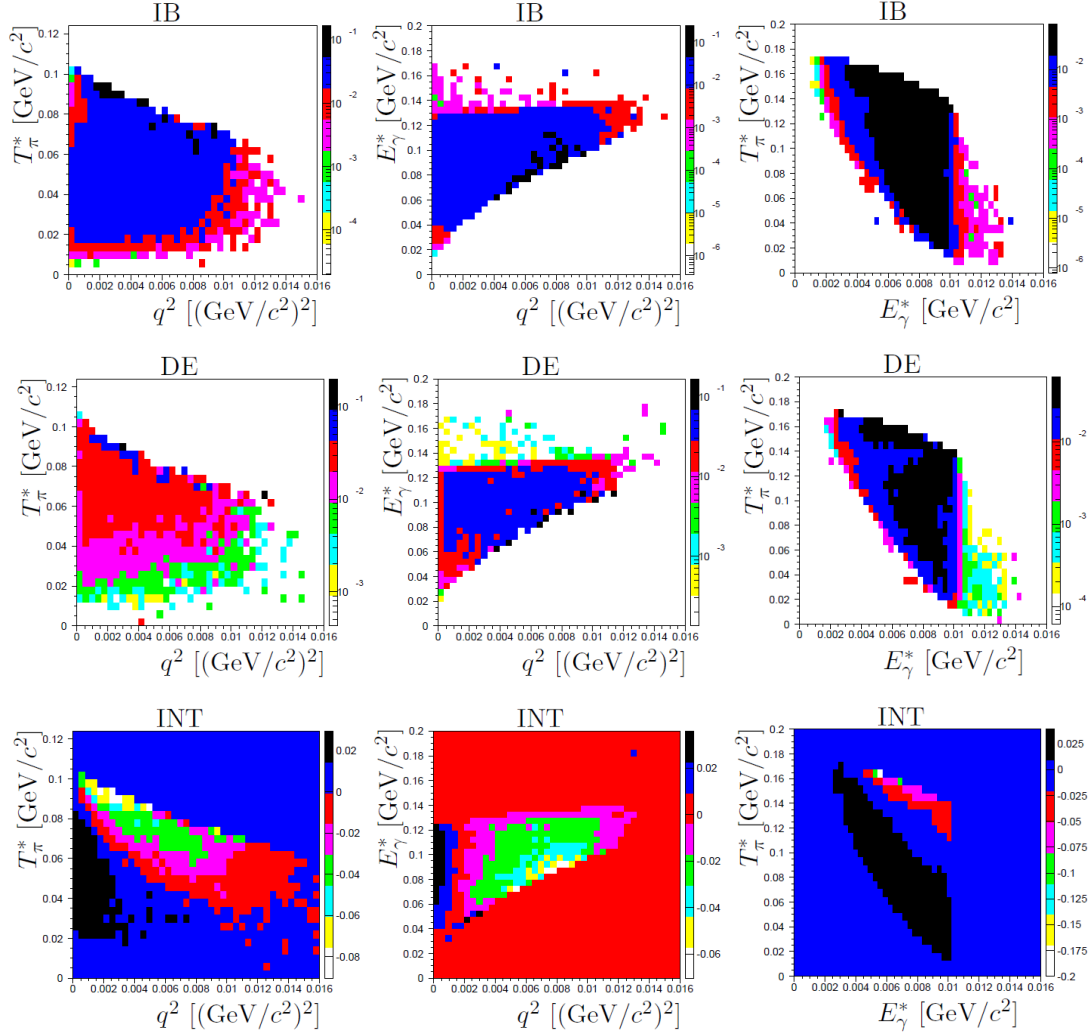
7. Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$



Фигура 7.2: A_s на отделните приноси на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ като функция на $m_{ee} = \sqrt{q^2}$, T_π^* , E_γ^* и Z_{vertex} .

(q^2, E_γ^*) и (T_π^*, E_γ^*) . Отново се вижда много ясно нехомогенното разпределение на A_s между отделните приноси.

Авторите на [12] дават примери за вида на IB, DE и Int в равнината (T_π^*, E_γ^*) при фиксирана стойност на квадрата на инвариантната маса на лептонната двойка ($q^2 = 50 \text{ MeV}/c^2$), от които се онагледява различното разпределение на събитията в различните приноси. От Далиц плотовете на Фиг.7.3 ясно се вижда мигрирането на събития от малки към по-големи стойности на квадрата на инвариантната маса m_{ee}^2 от IB към DE и Int. С други думи DE и Int приноси са доминиращи при големи стойности на q^2 както е показано и на Фиг. 2.4 от глава 2.



Фигура 7.3: Показани са геометричните ефективности на регистрация за всеки от приносите на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ в три различни двуизмерни равнини, които са построени от комбинации на трите различни кинематичните променливи ($m_{ee} = \sqrt{q^2}$, T_π^* , E_γ^*). На най-горния ред са дадени A_s за всеки от варианти на 2D-равнините за IB процеса; на следващия ред е показана A_s в различните 2D-равнини за DE приноса; на последния ред – A_s в същите равнини съответно за Int принос. Цветовата скала на стойностите на геометричните ефективности на регистрация за IB и DE приносите е в логаритмичен мащаб, а за Int принос е в линеен вид, поради отрицателните стойности, които ясно се виждат в определени области на кинематичното пространство.

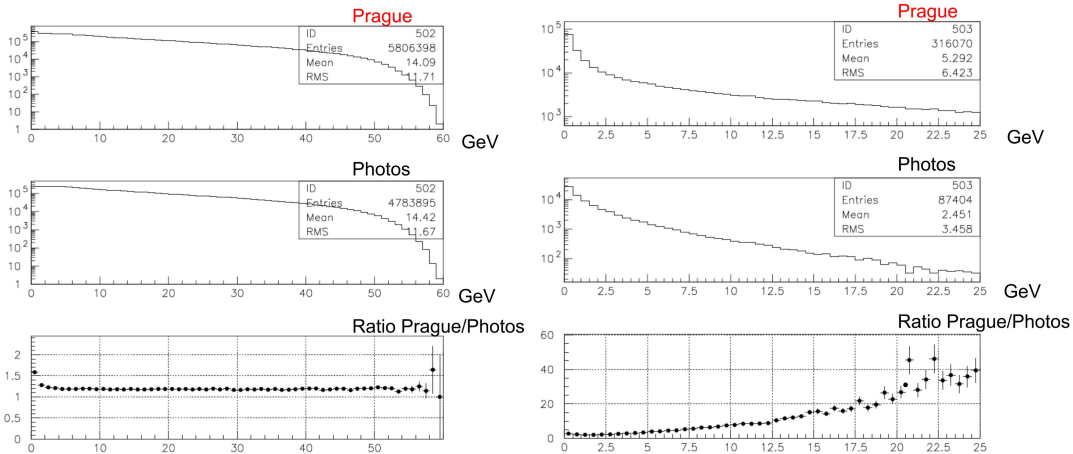
7.7 Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

За $K_{\pi_D^0}$ е използван генератора на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ събития [76], където са отчетени последните теоретични пресмятания на радиационни поправки на π_D^0 процеса (Prague) [77]. Ге-

7. Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

нераторът на събития включва моделирането на един реален фотон, от където следва, че получената МК симулация (Prague) важи и за радиационния $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0(\gamma)$ процес. Генерирана е още една допълнителна МК симулация на нормировъчния канал, в която е използван пакета Photos, за да се сравни с МК симулацията (Prague) и да се оценят систематични ефекти при отчитане на радиационните поправки.

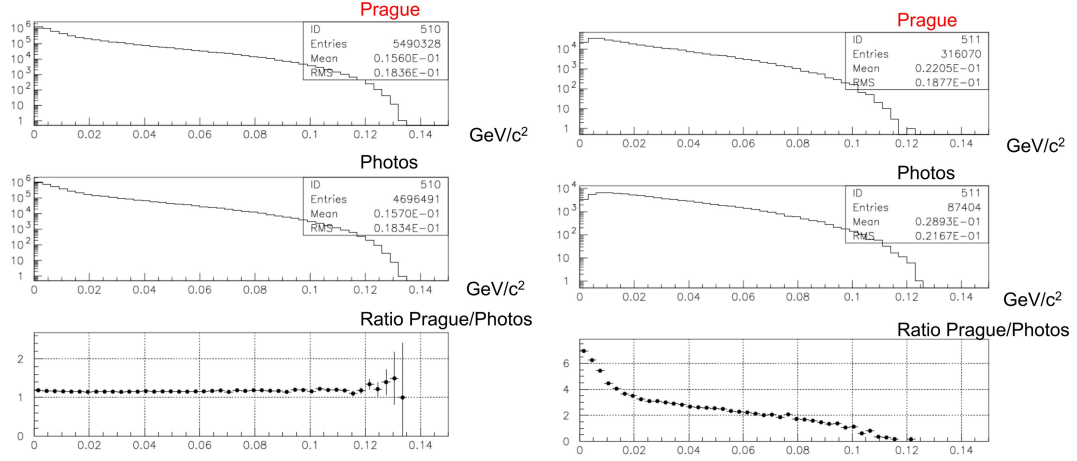
МК симулацията, която е генерирана с помощта на пакета Photos, може да генерира един или повече реални фотони даващи отклик в детекторите. На Фиг. 7.4 са показани сравнения на енергиите на първия и втория генерирани фотони между двете симулации – с Photos пакета и с радиационните поправки на π_D^0 (Prague). Разликата в енергията на първия генериран γ -квант между двете симулации е при енергии по-малки от 3GeV, което е спазено в критериите на отбор и на сигнала, и на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ (Фиг. 7.4 - вляво). Енергията на втория γ -квант е много различна между МК генерирано с Photos пакета и МК генерирано с точните радиационни корекции за π_D^0 (Prague). При МК симулацията (Photos) вторият фотон се моделира по-рядко и по-често с малки енергии (Фиг. 7.4 - на третия ред вдясно). Това е една от причини МК (Prague) да се използва при сравнението с данните и при крайното пресмятане на парциалната вероятност на сигнала.



Фигура 7.4: Отляво са показани енергията на първия генериран фотон, $E_{\gamma 1}$, с МК симулацията (Prague) на първия ред и с МК симулацията (Photos) на втория ред. На последния ред е илюстрирано отношението на $E_{\gamma 1}$ от двете симулации. В аналогичен ред вдясно е показана енергията и на втория генериран фотон ($E_{\gamma 2}$) с двете симулации.

На третия ред вляво на Фиг. 7.5 е показано сравнението на m_{ee} между МК симулацията (Photos) и МК симулацията (Prague) с един генериран фотон. Не се вижда никаква разлика между двете МК симулации. Оказва се, обаче, че при генерирането на втори γ -квант, МК симулацията (Photos) не запазва формата на m_{ee} разпределението в сравнение с МК симулацията (Prague). Разликата е най-значима при $m_{ee} < 10 \text{ MeV}/c^2$ (Фиг. 7.5, на третия ред вдясно, до 2-3 бин), което е спазено като условие при отбора на събитията на нормировъчния канал на разпадане.

7.8 Разделителна способност на реконструираниите маси на π^0 и $K^\pm$ мезони



Фигура 7.5: Отляво е показано m_{ee} разпределението при генериран един фотон с МК симулацията (Prague) на първия ред) и с МК симулацията (Photos) на втория ред. На последния ред е илюстрирано отношението между двете симулации. В аналогичен ред вдясно е показано m_{ee} разпределението с двете симулации с генериран втори фотон.

Пълният брой генерирани $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ разпадания и съответните геометрични ефективности за МК симулацията (Photos) и МК симулацията (Prague) са представени в Таблица 7.2.

$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$	Брой генерирани събития в разпадния обем	Геометрична ефективност на регистрацията (A_n)
$\pi^\pm \pi_D^0$ Prague	91.5×10^6	$(3.981 \pm 0.002) \times 10^{-2}$
$\pi^\pm \pi_D^0$ Photos	29.3×10^6	$(4.002 \pm 0.004) \times 10^{-2}$

Таблица 7.2: Представени са геометричните ефективности на регистрацията (A_n) на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ и за двете МК симулации, които са генерирани за всички периоди от набрани данни през 2003-2004г. с възпроизведено отношение $K^+/K^- \sim 1.8$.

7.8 Разделителна способност на реконструираниите маси на π^0 и $K^\pm$ мезони

Разделителните способности за реконструкция на масите на π^0 и $K^\pm$ мезоните са различни за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ (изразите (6.8) и (6.7)). МК симулациите на сигнала и нормировъчния процес възпроизвеждат разделителните способности за масите на неутрални пион и заредения каон от данните в рамките на 3-4% (Таблица 7.3):

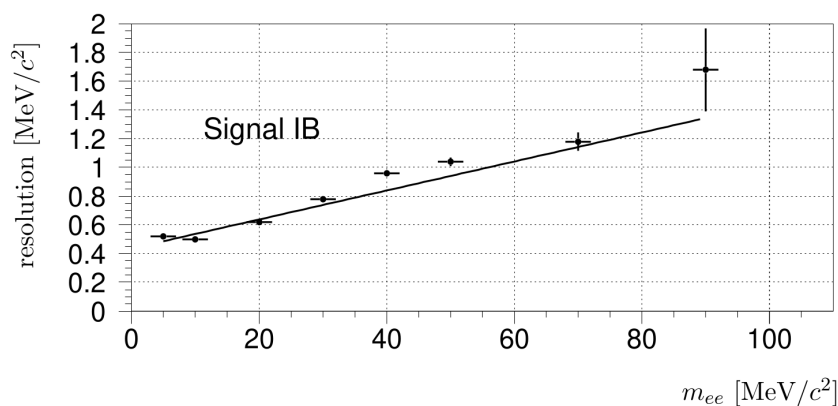
Разделителната способност на m_{ee} инвариантната маса е показана на Фиг. 7.6 използвайки МК симулацията на IV приноса. Направената параметризация е линейна функция и има

7. Моделиране на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

	$\sigma_m(\pi_D^0)$	$\sigma_m(\pi_{\gamma\gamma}^0)$	$\sigma_m(\pi\pi_D^0)$	$\sigma_m(\pi\pi^0 ee)$
данни	1.67	2.68	4.22	6.09
МК симулация	1.60	2.60	4.10	5.94

Таблица 7.3: Представени са разделителните способности за реконструирания маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните на нормировъчния процес и сигнала в MeV/c^2 , които са оценени от съответните разпределения от данните и МК симулациите. За процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ е използвана МК симулацията (Prague), а за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ разпадите е използвана МК симулацията за доминиращия IB принос към амплитудата на разпадане.

следния вид: $\delta m_{ee} = 0.436 MeV/c^2 + 0.0101 \times m_{ee}$.



Фигура 7.6: Разделителна способност на реконструиранията m_{ee} маса като функция на m_{ee} за сигнала. Използвана е МК симулацията на доминиращия IB принос към амплитудата на разпадане. Данните са апроксимирани с линейна функция описваща разделителната способност.

Разделителната способност на m_{ee} за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ е: $\delta m_{ee} = 0.067 MeV/c^2 + 0.0105 \times m_{ee}$ [78].

Глава 8

Източници на фон и тригерна ефективност

8.1 Оценка на фонови събития

Генерирани са МК симулации с NA48/2 софтуера за всички възможни каонни процеси, които представляват източници на фон за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$. Оценката на фоновите събития за сигнала и нормировъчния процес е направена чрез следния израз:

$$N_{bn} = N_K \times A_b \times \epsilon_b \times BR(b). \quad (8.1)$$

В израза (8.1) с A_b , ϵ_b и $BR(b)$ са дадени съответно получената от МК симулациите геометрична ефективност на регистрация, тригерната ефективност и стойността на относителната вероятност на разпадане на конкретно разглеждания фонов процес ("b") от [25]. С N_K е означен пълния брой каонни разпадания в разпадания обем, който е изчислен от записаните данни посредством селекцията на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ по следния начин:

$$N_K = N_n / \left[A_n \times \epsilon_n \times BR(K_{\pi\pi^0}) \times BR(\pi_D^0 \rightarrow e^- e^+ \gamma) \right]. \quad (8.2)$$

A_n , N_n и ϵ_n са съответно геометричната ефективност на регистрация, селектираните от данните брой събития след всички критерии на отбор и тригерната ефективност за нормировъчния процес на разпадане, а N_{bn} са брой събития от МК симулацията на разглеждания фонов процес след всички изисквания на сигнала или нормировъчния канал на разпадане.

8.1.1 Източници на фон за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

Каналите на разпадане, които са с най-голяма вероятност за фон на сигнала са $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi_D^0$ ($K_{3\pi D}$) и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$. За процеса $K_{3\pi D}$ съществува еднаква вероятност един от π^0 -мезоните да се разпадне на Далиц канал ($e^+ e^- \gamma$), а другия на два γ -кванта. В случаите, когато един от γ -квантите не е бил регистриран в детекторите, то тогава ($K_{3\pi D}$) събития биха могли да бъдат неправилно реконструирани като $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. Нормировъчният

8. Източници на фон и тригерна ефективност

канал на разпадане също би могъл да бъде грешно реконструиран като събитие принадлежащо на сигнала, когато допълнителен фотон имитира $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ процеса при комбинирането с γ -кванта от Далиц процеса. Оценката за фоновите събития за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ е пресметната също с помощта на изразите (8.1) и (8.2) като са използвани МК симулациите за $K_{3\pi D}$ и $K_{2\pi D}$ (Prague):

$$K_{3\pi D} : N_{bs} = N_n \times 2 \times A_{K_{3\pi D}}/A_n \times \left[BR(K_{3\pi}) \times BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)/BR(K_{\pi\pi^0}) \right], \quad (8.3)$$

$$K_{2\pi D} : N_{bs} = N_n \times A_{K_{2\pi D}}/A_n. \quad (8.4)$$

В израза (8.3) се появява множител 2, за да се отчете наличието на два неутрални пиона в крайно състояние и съответно еднаквата вероятност само един от тях да се е разпаднал на Далиц канал, поради което $BR(\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma)$ и неговата неопределеност се съкращава при крайните изчисления. При пресмятането на фоновия принос от $K_{2\pi D}$ се съкращават напълно относителните вероятности за разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ и $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ и техните неопределености от формулата (8.4). Тригерните ефективности се съкращават и в израза (8.3), и в израза (8.4).

Процес	Оценка на А след селекцията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	BR [%]	Брой събития оцелели след селекцията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$
$K_{3\pi D}$	$(1.92 \pm 0.10) \cdot 10^{-6}$	$(1.760 \pm 0.023) \times (0.98823 \pm 0.00034)$	132 ± 8
$K_{2\pi D}$	$(0.248 \pm 0.045) \cdot 10^{-6}$	съкратена	102 ± 19
K_{e3D}	$(6.56 \pm 2.68) \cdot 10^{-8}$	5.07 ± 0.04	6.6 ± 2.7
$K_{\mu3D}$	$(1.09 \pm 0.55) \cdot 10^{-8}$	3.352 ± 0.033	0.7 ± 0.4

Таблица 8.1: Представени са изчислените геометрични ефективности на регистрацията (А), относителните им вероятности на разпадане (BR) и броя на събития на симулираните фонові процеси на сигнала след селекцията на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$.

В Таблица 8.1 са дадени изчислените геометрични ефективности за регистрацията на фоновите приноси на сигнала и съответно тяхните BR, където за пълнота са добавени и K_{l3D} процесите въпреки пренебрежимо малкия им принос. При пресмятането на фоновите събития за A_n е използвана геометричната ефективност на регистрацията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, изчислена от МК симулациите на всички приноси: IB, DE, Int(> 0) и Int(< 0) от Таблица 7.1 в раздела 7.6, а за пресмятането на A_{bn} са използвани общия брой генерирани разпадания в разпадния обем съответно за K_{e3D} : 91.5×10^6 ; за $K_{\mu3D}$: 366.0×10^6 ; за $K_{3\pi D}$: 182.9×10^6 и за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ (Prague): 91.5×10^6 от Таблица 7.2 в раздела 7.7. В Таблица 8.2 са представени пресметнатите неопределености за всеки от приносите към пълната неопределеност, $\delta N_b/N_b$, за оценката на фона на изследвания сигнал. На Фиг. 8.1 са по-

8.1 Оценка на фонове събития

$\times 10^{-4}$	$\delta N_n/N_n$	$\delta BR_{K2\pi}/BR_{K2\pi}$	$\delta BR_b/BR_b$	$\delta A_{K2\pi}/A_{K2\pi}$	$\delta A_b/A_b$	$\delta N_b/N_b$
K_{e3D}	2.48	38.7	130.7	5.1	4082	4083
$K_{\mu 3D}$	2.48	38.7	98.4	5.1	5000	5001
$K_{3\pi D}$	2.48	38.7	$130.7 \oplus 3.4$	5.1	534	551
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$	2.48	-	-	5.1	1826	1826

Таблица 8.2: Представени са пресметнатите грешки от всички приноси за оценката за фон на процеса $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. Използвани са изразите (8.3) и (8.4) за изчисляване на фоновите събития за нормировъчния канал.

казани реконструирани ефективни маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните и m_{ee} разпределението на селектираните $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ събития сравнени с МК симулацията (IB) и с получените фонове събития, които са оценени от съответните МК симулации.

8.1.2 Източници на фон за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

Основни източници на фон за нормировъчния канал на разпадане са полулептонни каонни разпадания с последващо разпадане на $\pi_D^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$. Те се означават най-общо като K_{l3D} и включват: $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu \pi_D^0$ и $K^\pm \rightarrow e^\pm \nu \pi_D^0$. При всеки един вид от K_{l3D} процесите лептонът, съответно муона или електрона, би могъл да бъде грешно идентифициран като зареден пион докато реконструкцията на π_D^0 процеса остава напълно коректна. Друг източник на фон е $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_\gamma^0 \pi_D^0$ ($K_{3\pi D}$), при който един или два от γ -квантите не са реконструирани. $K_{3\pi D}$ събитията може да бъдат селектирани погрешно като $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0(\gamma)$, но вероятността за това е много малка.

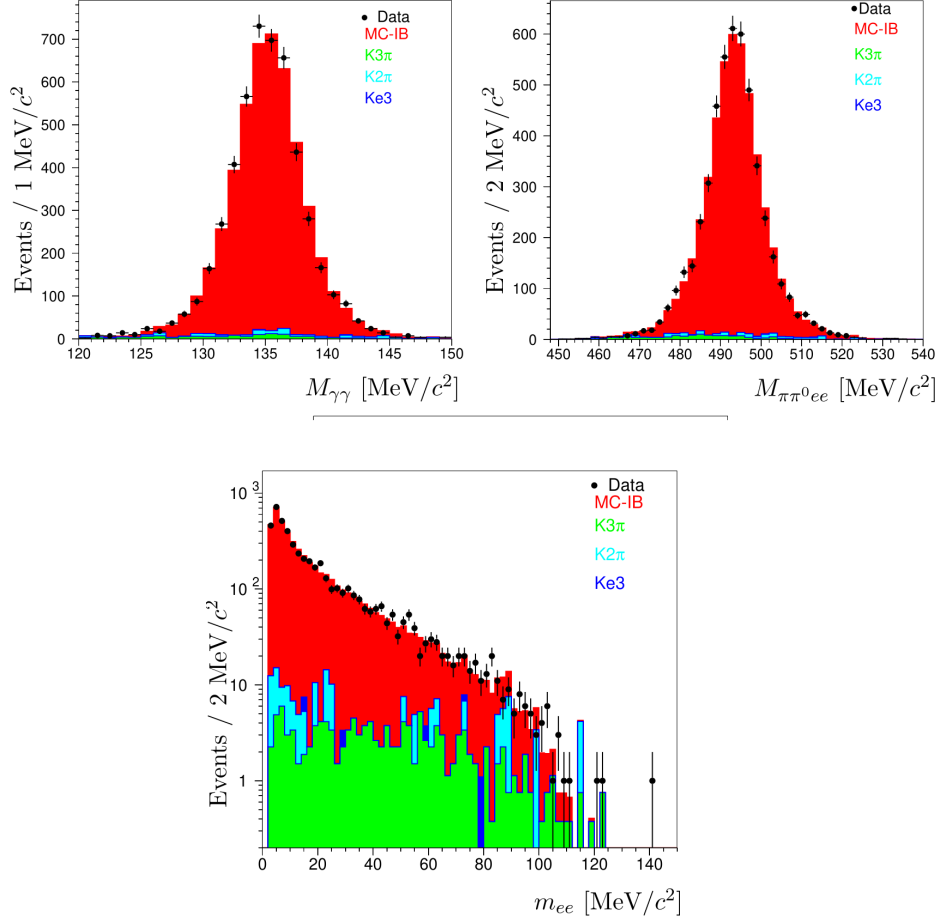
Оценката за фон на нормировъчния канал на разпадане се опростява значително след като се вземат пред вид изразите (8.1) и (8.2) и се съкратят тригерните ефективности до първи порядък, поради еднаквата топология на процесите и относителната вероятност на разпадане на процеса $\pi_D^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$:

$$N_{bn} = N_n \times (A_{K_{l3}}/A_n) \times [BR(K_{l3})/BR(K_{\pi\pi^0})], \quad (8.5)$$

$$N_{bn} = N_n \times (A_{K_{3\pi D}}/A_n) \times [BR(K_{3\pi D})/BR(K_{\pi\pi^0})] \quad (8.6)$$

За всеки процес, който е източник на фон е генерирана МК симулация, която се пропуска през изискванията за отбор на нормировъчния канал на разпадане и накрая се проверява броя на оцелелите събития и се пресмята геометричната ефективност на регистрацията (A). В Таблица 8.3 са представени както броят на фоновите събития за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$, така и изчислените геометрични ефективности на регистрацията (A) и относителните вероятности на разпадане (BR) на K_{l3D} и $K_{3\pi D}$ разпадите. При пресмятането на фоновите събития за A_n е използвана геометричната ефективност на регистрацията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$, изчислена от МК симулацията (Prague) от Таблица 7.2 в раздела 7.7, а за пресмятането на A_{bn} са използвани общия брой на генерирани разпадания в разпадния обем съответно за K_{e3D} : 91.5×10^6 ; за $K_{\mu 3D}$: 366.0×10^6 ; за $K_{3\pi D}$: 182.9×10^6 . За пълнота е проверен $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

8. Източници на фон и тригерна ефективност



Фигура 8.1: На първия ред са показани реконструираните инвариантни маси на неутралния пион и заредения К-мезон на сигнала заедно с фоновите събития от $K_{3\pi D}$, $K_{2\pi D}$ и K_{e3D} , а на втория ред е представено разпределението на инвариантната маса на дилептонната двойка в логаритмичен мащаб.

процеса в качеството си на фонов канал на разпадане за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ като е намерено само едно събитие след селекцията на нормировъчния процес. В Таблица 8.4 са дадени и изчислените грешки за всеки от приносите към пълната неопределеност, $\delta N_b/N_b$, за оценката на фона на нормировъчния канал на разпадане.

На Фиг. 8.2 са показани реконструираните ефективни маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните на селектираните $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ събития сравнени с МК симулацията (Prague) и с приносите на фон. Разпределенията на инвариантните маси имат асиметрични опашки, поради радиационни ефекти, които са отлично възпроизведени от МК симулацията (Prague). Също така е показано сравнението на данни и МК симулацията (Prague) заедно с фоновите събития за разпределението на дилептонната двойка в логаритмичен мащаб.

8.2 Измерване на тригерната ефективност

Процес	Оценка на А оцелели след селек- цията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$	BR [%]	Брой събития след селекцията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$
K_{e3D}	$(0.682 \pm 0.009) \cdot 10^{-4}$	5.07 ± 0.04	6851 ± 89
$K_{\mu3D}$	$(1.570 \pm 0.007) \cdot 10^{-4}$	3.352 ± 0.033	10437 ± 102
$K_{3\pi D}$	$(3.83 \pm 1.45) \cdot 10^{-8}$	(1.760 ± 0.023) $\times (0.98823 \pm 0.00034)$	2.7 ± 1.6

Таблица 8.3: Представени са изчислените геометрични ефективности на регистрацията (А) и броя на оцелелите събития след критериите за селектиране на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ кандидат-събитията получени от МК симулациите на фонові процеси. Относителните вероятности на разпадане (BR) са пресметнати от [25].

$\times 10^{-4}$	$\delta N_n/N_n$	$\delta BR_{K2\pi}/BR_{K2\pi}$	$\delta BR_b/BR_b$	$\delta A_{K2\pi}/A_{K2\pi}$	$\delta A_b/A_b$	$\delta N_b/N_b$
K_{e3D}	2.48	38.7	78.9	5.1	126.6	154
$K_{\mu3D}$	2.48	38.7	98.4	5.1	41.7	114
$K_{3\pi D}$	2.48	$38.7 \oplus 3.4$	130.7	5.1	3779.6	3782

Таблица 8.4: Представени са пресметнатите грешки от всички приноси за оценката за фон на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ процеса. Използвани са изразите (8.5) и (8.6) за изчисляване на фоновите събития за нормировъчния канал на разпадане.

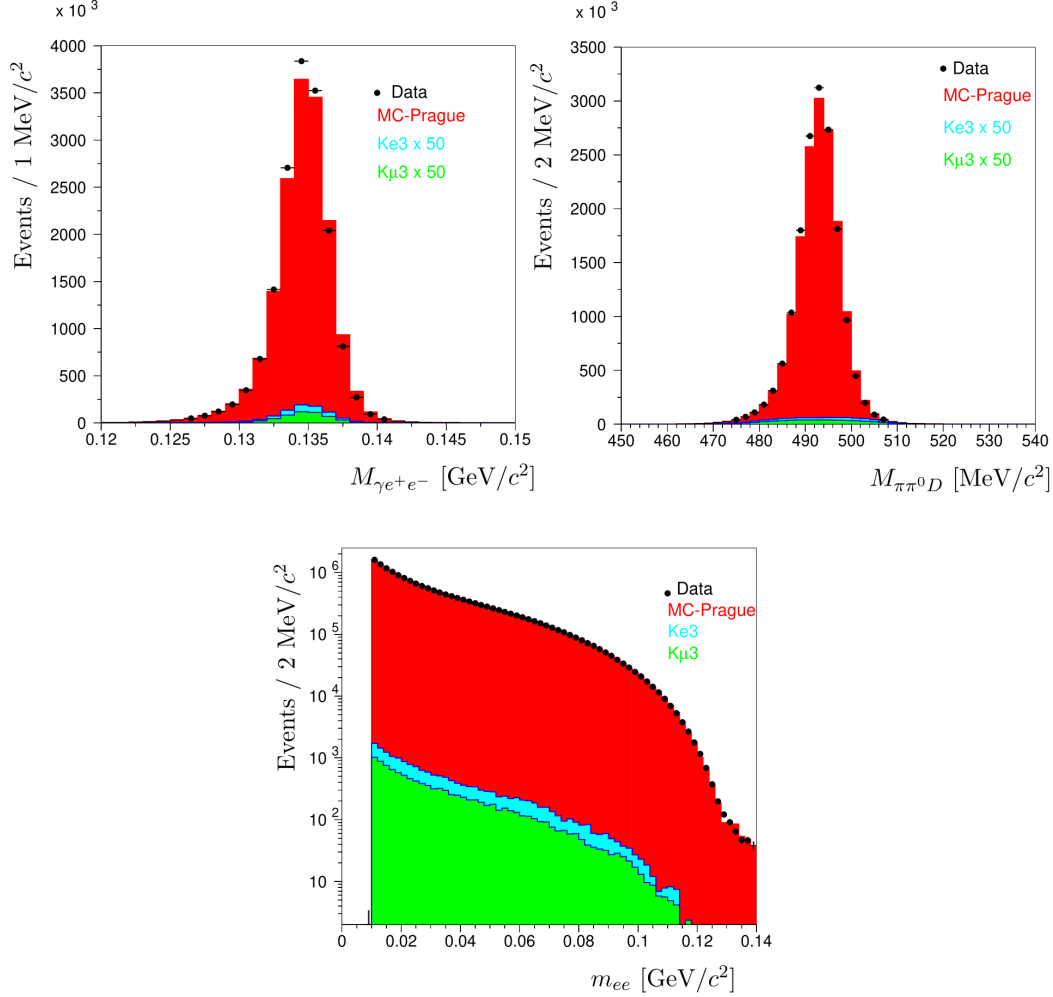
8.2 Измерване на тригерната ефективност

За $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процеса няма специални тригерни изисквания, които да са използвани при набирането на данни на NA48/2 експеримента. От друга страна това е канал на разпадане с три заредени частици в крайно състояние, което олеснява избора на филтриращите изисквания за измерване на тригерната ефективност.

8.2.1 Избор на тригерните условия за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

Най-важната част от оценката на тригерната ефективност за измерването на относителната вероятност на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ е зареденият тригер на L1, който изцяло е формиран от запис на сигналите по определена логика от сцинтилационния ходоскоп (CHOD). В раздела 3.5.3 е представено кратко описание на CHOD, от което е ясно, че се състои от две равнини, съответно изградени от хоризонтални и вертикално наредени сцинтилатори спрямо оста на каонните снопове. Геометрично сцинтилаторите са групирани в четири квадранта $Q_{1,2,3,4}$ – горна, долна, лява и дясна логически области (Фиг. 8.3: а и б). Тригерната логика на първо ниво (L1) е описана в раздела 4.2.1. В анализа на настоящата работа е избран Q2 сигнала изискващ наличието на поне две съвпадения на сигналите (пространствено и времево) в двете равнини на CHOD в поне

8. Източници на фон и тригерна ефективност

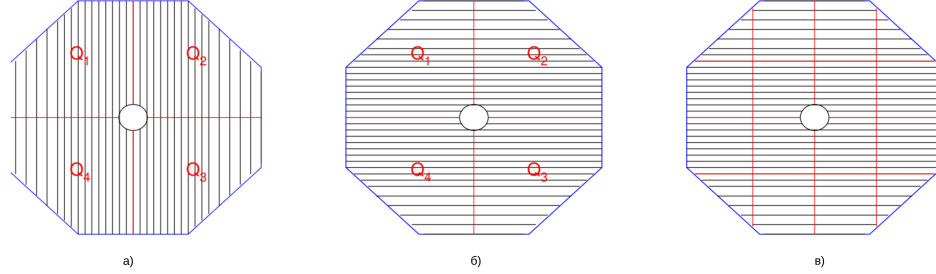


Фигура 8.2: На първия ред са показани реконструирани инвариантни маси на неутралния пион и заредения K-мезон на нормировъния канал на разпадане от данните сравнени с МК симулацията (Prague) и със симулираните фоновите събития от K_{l3D} и $K_{3\pi D}$ разпадите като последните са умножени с коефициент от 50. На втория ред е представено разпределението на инвариантната маса на електрон-позитронната двойка на процеса $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ в логаритмичен мащаб заедно с фоновите събития.

две от 16 възможни логически под-квадранти, които са определени от повърхостта на сцинтилационния ходоскоп. Логическите квадранти са дефинирани на под-квадранти от хоризонтални и вертикални сцинтилатори. Всеки Q_i е разделен на една под-група, която се състои от 9 на брой сцинтилатора по-близо до сноповата тръба ($9 \times 6.5 = 58.5 \text{ cm}$) и друга група, в която влизат 7 от останалите сцинтилатора ($2 \times 6.5 + 5 \times 9.9 = 62.5 \text{ cm}$). Общо има 12 под-квадранта с почти квадратна форма и 4 под-квадранта с триъгълна форма както

8.2 Измерване на тригерната ефективност

е показано на Фиг. 8.3: в. Тригерната логика на второ ниво (MBX) се състои от ферма



Фигура 8.3: (а) Втората равнина на сцинтилационния ходоскоп с верикално подредени сцинтилатори и приетите по дефиниция четири квадранта. (б) Първата равнина на CHOD с хоризонтално наредени сцинтилатори и четири квадранта по определение. (в) Вертикални сцинтилаторни "стрипове" с логически определени под-квадранти.

от асинхронни микропроцесори, които реконструират импулса на заредените частици от информацията получена от дрейфовите камери и използват алгоритмичен код, който взема решение дали тези сигнали биха довели до събития, които да са интересни или не за физичен анализ в бъдеще. За селектирането на процеси с три заредени частици в крайно състояние най-подходящите L2 алгоритми са 2VTX, 1VTX или 1TRK-P, които са описани в раздела 4.2.2. В настоящия анализ е избран един от гореспоменатите сигнали да бъде валиден от тригера на второ ниво за селектирането на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ кандидат-събития.

Тригерната ефективност се измерва от контролни тригери, които записват данните едновременно с вече избраните L1/L2 филтриращи условия за селектирането на желаните събития (виж раздела 4.2.4). За измерването на L1 тригерната ефективност е избран за контролния тригер Q1, който изисква поне едно съвпадение на сигналите в двете плоскости на сцинтилационния ходоскоп. Изборът за контролен тригер за измерването на L2 тригерната ефективност е Q1/100 сигнала от първо ниво, при който данните се записват независимо от условието за взетото решение на второ ниво.

В Таблица 8.5 са представени тригерните сигнали, които са избрани за изследването на сигнала и селектирането на относителната му вероятност за разпадане. Нормировъчният процес има близка до сигнала топология, което оправдава използването на едни и същи филтриращи изисквания.

Тригерните условия са също включени в генерираните МК симулации за сравнение с експерименталните данни. Това е много важно за оценката на тригерната ефективност на намерените $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ кандидат-събития, които са с много малка статистика в избраните тригерни изисквания. Симулациите на филтриращите условия от L1 включват равномерна неефективност от 0.24% за цялата повърхност на CHOD. Също така е и добавена и 100% неефективност при 0.2mm пролуки по вертикалната и хоризонталната оси и временната локална неефективност на няколко известни сцинтилаторни ивици (половината хоризонтална плоскост в извадката от данни SS3 и още половината хоризонтална плоскост в SS4 данните). Фиг. 8.4 илюстрира неефективността на L1 тригера на повърхността

8. Источници на фон и тригерна ефективност

Тригерни изисквания	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$
L1 тригерно условие	Q2	Q2
L1 контролен тригер	Q1	Q1
L2 тригерно условие	1VTX OR 2VTX OR 1-TRK-P	1VTX OR 2VTX OR 1-TRK-P
L2 контролен тригер	Q1/100	Q1/100

Таблица 8.5: Филтриращи условия за измерването на тригерната ефективност на сигнала и нормировъчния канал.

на CHOD за двете извадки от данни от 2003г. МК симулациите на тригерните условия от L2 се възпроизвеждат от алгоритми по време на набора на данни, което позволява да се получат карти на ефективността на нишките на дрейфовите камери като функция на времето изцяло базирани на записаните данни. Общото остатъчно несъответствие между данните и симулациите се дължи на времеви несъответствия и случайни събития. За да се направи сравнение в условията, наподобяващи времето на набора на данни, са въведени допълнителни настройки за времевите измервания и случайните събития в извадките от данни, които са използвани в настоящия анализ. По този начин се постига по-добра съгласуваност на тригерната ефективност между данните и симулациите.

8.2.2 Измерване на тригерната ефективност на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

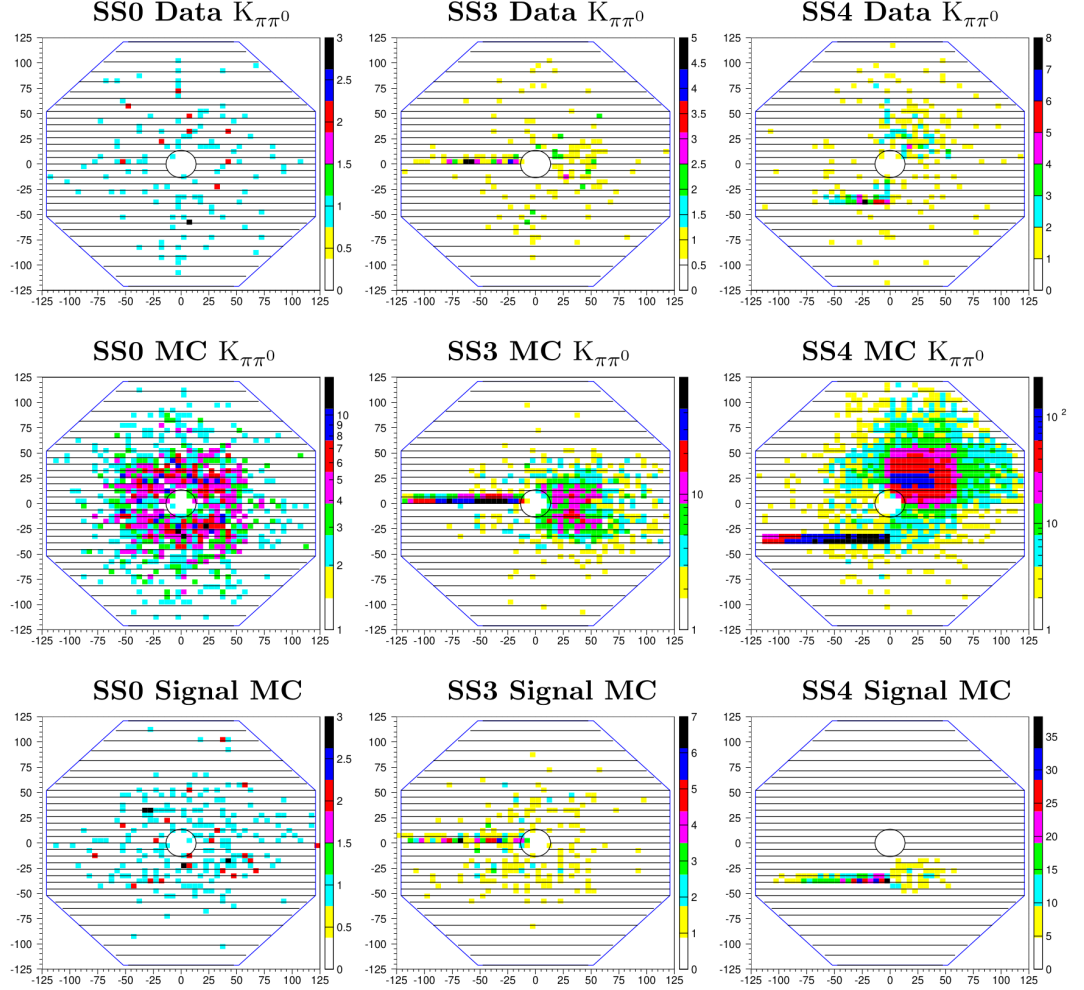
Избраният L2 контролен тригер е с голям понижаващ фактор, който силно намалява броя на кандидат-събитията за сигнала и води до измерването на тригерната ефективност с много големи статистически неопределености. Затова оценките за L1 и L2 тригерните ефективности на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процесите са направени с помощта на МК симулациите, които са генерирани за IB и DE приносите за всяка извадка от данните. Получените тригерни ефективности са изобразени на Фиг. 8.5 и представени в Таблица 8.6.

Тригерна ефективност ϵ	2003г.	2004г.	2003-2004г.
МК симулации $\epsilon_s(L1)$	$(99.855 \pm 0.009)\%$	$(99.557 \pm 0.018)\%$	$(99.729 \pm 0.009)\%$
МК симулации $\epsilon_s(L2)$	$(98.939 \pm 0.024)\%$	$(98.161 \pm 0.037)\%$	$(98.610 \pm 0.021)\%$

Таблица 8.6: L1 и L2 тригерни ефективности за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, получени от МК симулациите за IB и DE приносите в амплитудата на разпадане.

Наблюдава се значителна зависимост на тригерната ефективност от инвариантната маса на дилептонната двойка, $q^2 = m_{ee}^2$, като неефективността на регистрираните сигнали е по-голяма при малките стойности на $(e^+ e^-)$ - масата. Изчисляването на тригерната ефективност на сигнала е сума от тригерните ефективности пресметнати за всеки принос (IB, DE и Int) поотделно по аналогичен начин както се оценява и геометричната ефективност

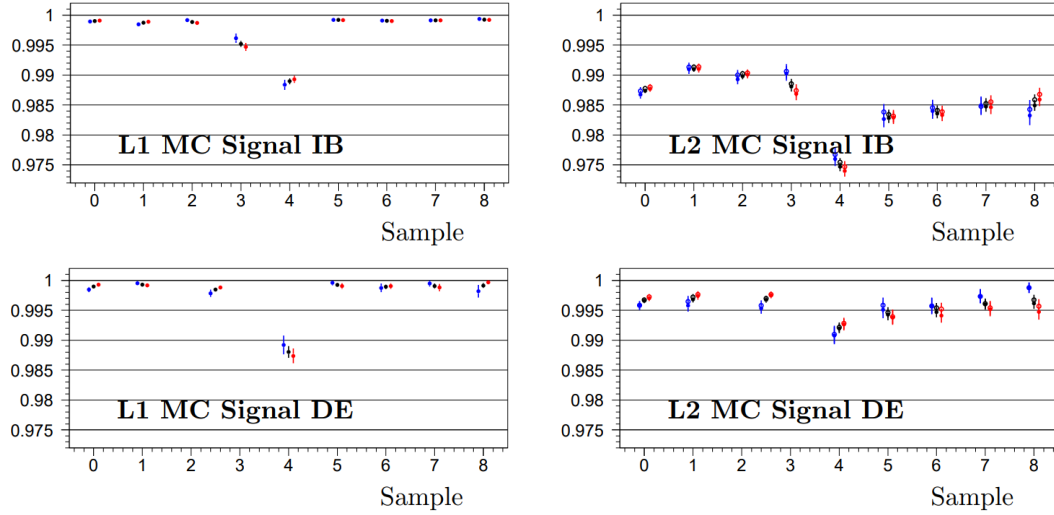
8.2 Измерване на тригерната ефективност



Фигура 8.4: L1 неефективност: Показани са неефективните области за три заредени следи преминаващи през плоскостите на сцинтилационния ходоскоп за: данните на $K_{2\pi_D}$ събитията (най-горния ред), МК симулациите (Prague) (реда по средата) на $K_{2\pi_D}$ и МК симулациите (IB и DE) на сигнала (долен ред). Във фигурите, представени в лявата колона не се забелязва конкретна тенденция, защото данните от SS0-извадката нямат известни проблеми. В SS3-извадката от данни (колоната по средата) и в SS4 данните (колоната най-вдясно) могат да се видят половината от хоризонтални сцинтилаторни ивици, които са неефективни. Различните кинематики на процесите $K_{2\pi_D}$ и на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ се проявяват в различни корелации между неефективността на мястото, където преминава една заредена следа спрямо положението, където са преминавали другите две заредени следи.

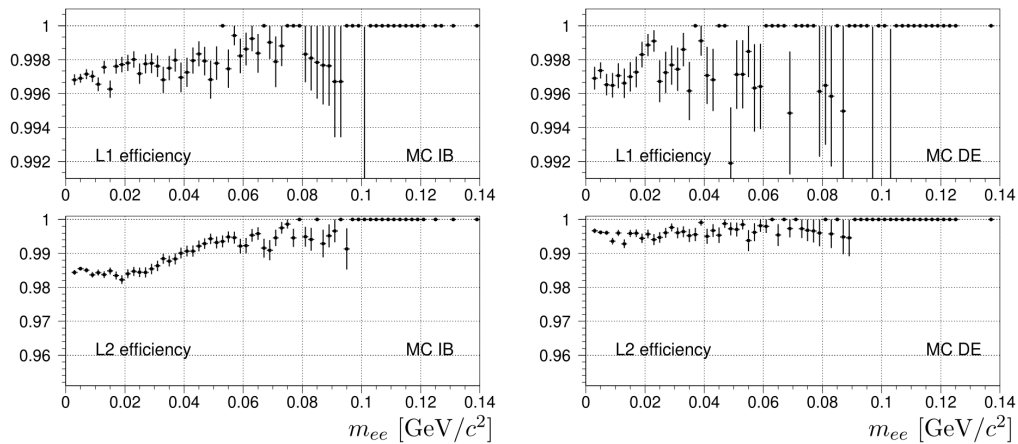
на регистрацията (A_s) на сигнала. На Фиг. 8.6 са показани L1 и L2 тригерните ефективности

8. Източници на фон и тригерна ефективност



Фигура 8.5: L1 и L2 тригерните ефективности за IB, DE и Int приноси в амплитудата на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, пресметнати от съответните МК симулации. По абцисата са изобразени извадките от данните като от 0 до 3 съответстват на данните набрани през 2003 г., а от 4 до 8 са извадките от данни от 2004 г. Представени са три стойности за всяка извадка от данни: само K^+ (с червено), само K^- (със синьо) и $K^\pm$ (с черно, централна стойност).

за IB и DE приносите в амплитудата на разпадане на сигнала като функция на $q^2 = m_{ee}^2$ от МК симулациите.



Фигура 8.6: Тригерните ефективности за L1 и L2 на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ като функция на $(e^+ e^-)$ -инвариантната маса от МК симулациите на IB и DE приносите в амплитудата на разпадане.

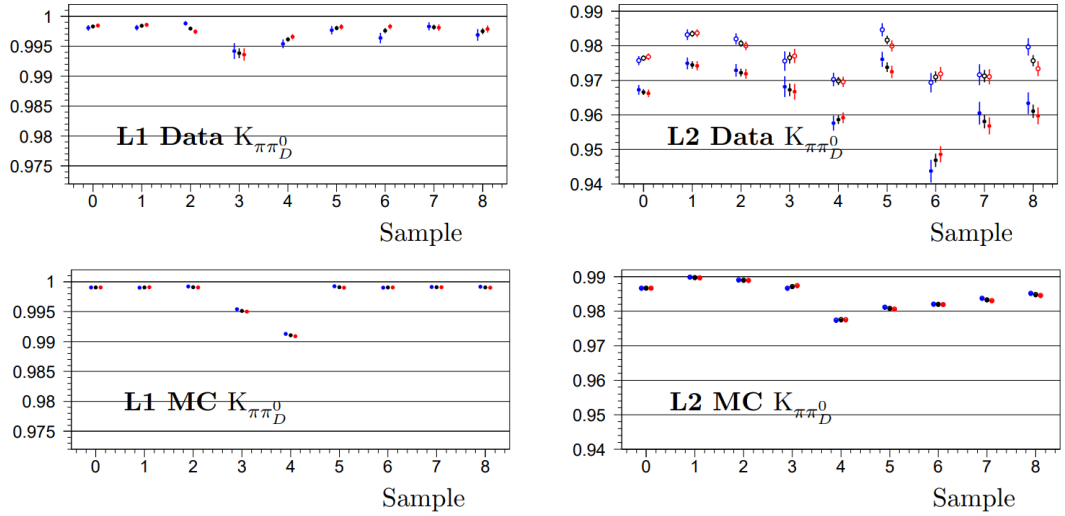
8.2.3 Измерване на тригерна ефективност на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$

За нормировъчния канал всички тригерни ефективности са измерени за всички извадки с експериментални данни от 2003-2004г. като резултатите са представени в Таблица 8.7.

Тригерна ефективност ϵ	2003г.	2004г.	2003-2004г.
данни $\epsilon_n(L1)$	$(99.868 \pm 0.002)\%$	$(99.628 \pm 0.005)\%$	$(99.767 \pm 0.002)\%$
данни $\epsilon_n(L2)$	$(98.796 \pm 0.008)\%$	$(98.079 \pm 0.011)\%$	$(98.495 \pm 0.006)\%$

Таблица 8.7: Тригерна ефективност за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ за L1 и L2 за пълния набор от данни.

Направена е проверка на измерените L1 и L2 тригерни ефективности с аналогични изчисления с МК симулациите (Prague) за всички данни от 2003-2004г., която е използвана и за оценка на систематиката произхождаща от тригерната неефективност: $\epsilon_n(L1) = (99.75 \pm 0.01)\%$ и $\epsilon_n(L2) = (97.66 \pm 0.04)\%$. На Фиг. 8.7 е показано сравнението на резултатите от измерените тригерни ефективности между данните и МК симулациите (Prague) като функция на времето, т.е. за всяка извадка от данни.

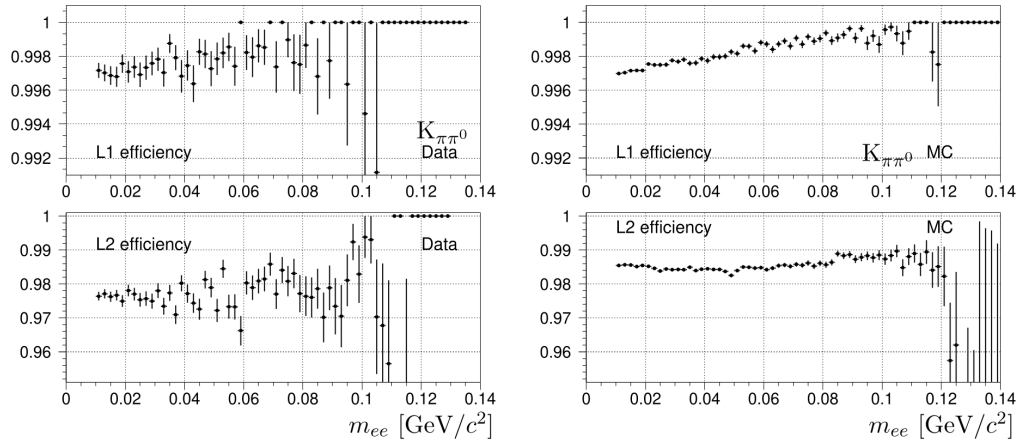


Фигура 8.7: Представени са L1 и L2 тригерни ефективности на нормировъчния канал на разпадане като функция от времето. По абсисата са изобразени съответните извадки от данни като от 0 до 3 се данните записани през 2003г., а от 4 до 8 са данните набрани през 2004г. На графиката на първия ред най-вдясно са изобразени контролните тригери със запълнените символи, а с отворените символи са дадени измерените тригерни ефективности с допълнителни критерии срещу случайни събития и времеви несъответствия. За всяка извадка от данни във всяка графика са дадени три стойности: само K^+ (червена дясна стойност), само K^- (синя лява стойност), $K^\pm$ (черна централна стойност).

На Фиг. 8.8 са показани изчисленияте тригерни ефективности на L1 и L2 като функция

8. Източници на фон и тригерна ефективност

на инвариантната маса $q^2 = m_{ee}^2$ след прилагането на всички критерии на отбор на $K_{2\pi_D}$ процеса получени от данните и от МК симулациите (Prague). И тук се вижда ясно както при сигнала, че тригерната неефективност е най-голяма при малки стойности на инвариантната маса на дилептонната двойка.



Фигура 8.8: Измерените тригерни ефективности за L1 и L2 като функция на инвариантната маса на дилептонната двойка от данните и МК симулациите (Prague) на селектираните $K_{2\pi_D^0}$ кандидат-събития.

Глава 9

Резултати и заключения

9.1 Относителна вероятност на разпадане на процесите

$$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 e^{+} e^{-}$$

В настоящата глава са представени измерената относителна вероятност на разпадане на изследвания сигнал и оценките на източниците на систематика, които биха довели до изменение на $BR(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 e^{+} e^{-})$. Направени са сравнения със всички теоретични пресмятания.

Също така е изложено изучаването на кинематичното пространство на изследвания сигнал даващо възможност за определянето на областите, в които се проявяват отделните IB, DE и Int приноси в амплитудата на разпадане на изследвания процес и измерването на теглата на теглата на относителните приноси DE/IB и Int/IB. Резултатите от анализа на кинематичното пространство са независима проверка за интерферения принос, за който NA48/2 Колаборацията измерва с противоположен знак в сравнение с теоретичните пресмятания [4], и алтернатива за експерименталното определяне на все още неизмерената магнитна част на DE приноса.

Представени са и резултатите от определянето на CP и P асиметриите на процесите $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 e^{+} e^{-}$, които са описани в глава 5.

9.1.1 Оценка на систематичните неопределености

Критериите на отбор за сигнала и за нормировъчния процес са отслабени до такава степен, че да се избегне некоректна промяна на измерените импулси и енергии. Разгледани са и са оценени само тези източници на систематични неопределености, които биха допринесли за промяна на геометричната ефективност на регистрация на анализирания канал и измерването на $BR(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 e^{+} e^{-})$.

Радиационни корекции

9. Резултати и заключения

Няма теоретично пресметнати радиационните корекции за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ разпадите. В анализа на експерименталните данни тази липса на теоретично описание е преодоляна чрез симулиране на допълнителни фотони с помощта на библиотеката Photos. За оценка на систематиката от радиационни корекции бяха генерирани два набора от МК събития:

- МК симулация включваща условията на NA48/2 сноповете и детекторния отклик на събития на сигнала без да са използвани никакви радиационни корекции за 2003г.;
- МК симулация включваща абсолютно всичко като първата за 2003г., но с допълнително генериране на реални фотони, които дават отклик в експерименталната установка чрез използването на пакета Photos.

Отношението на геометричните ефективности на регистрацията (A_s) на двете гореспоменати симулации съответства на ефект от 10% при излъчване на допълнителен γ -квант. Относителната грешка на отношението е взета като систематична неопределеност за радиационни корекции при пресмятането на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$: $\delta BR/BR = 0.49 \times 10^{-2}$.

Пълният израз за изчисляването на относителната вероятност на разпадане на сигнала включва и МК симулацията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ (Prague), разгледано в раздела 7.7, която описва много по-добре радиационните корекции на процеса отколкото генерирането на събития с пакета Photos. Поради липса на каквито и да било неопределености от теоретично пресметнатите радиационни поправки на нормировъчния канал, статистическата грешка от отношението на геометричните ефективности на регистрацията (A_n) между МК симулациите с Photos и с Prague корекциите е присвоена за систематичната грешка от радиационните корекции за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$, а именно $\delta BR/BR = 0.11\%$.

В Таблица 9.1 са обобщени всички систематични неопределености от радиационните корекции и на двата процеса на разпадане, които влизат квадратично при оценката на пълната систематична грешка на измерването на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$.

МК симулация	$A_n [\times 10^{-2}]$	$A_s [\times 10^{-2}]$	$\delta A/A$
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ (Prague)	(3.981 ± 0.002)		$0.11 \cdot 10^{-2}$
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ (Photos)	(4.002 ± 0.004)		
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ (IB, no photon)		(0.6780 ± 0.0014)	
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ (IB, Photos)		(0.6465 ± 0.0015)	$0.49 \cdot 10^{-2}$
Радиационни корекции			$0.50 \cdot 10^{-2}$

Таблица 9.1: Ефектите от радиационни корекции върху геометричните ефективности на регистрацията на нормировъчния канал и на сигнала. Относителните грешки свързани с пресмятането на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ са дадени в последната колона.

Тригерна ефективност

Селектираните събития на нормировъчния процес представляват много голяма статистика, с чиято помощ е много точно измерена ефективността на избраните тригерни условия,

9.1 Относителна вероятност на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

с които са филтрирани и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ събитията. Затова като систематична грешка от тригерните критерии за относителната вероятност на разпадане на сигнала е взета половината разлика между измерените тригерни ефективности на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ от експерименталните данни и от МК симулацията (Prague). Тя е 0.4% както се вижда от Таблица 8.7.

Зависимост от теоретичния модел

Приносите DE и Int в амплитудата на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ зависят от стойностите на $N_E^{(0)}$, $N_E^{(1,2)}$ и $N_M^{(0)}$, които представляват нискоенергетични константи на взаимодействия в ChPT и участват в изразите на форм-факторите на съответните приноси. $N_E^{(0)}$, $N_E^{(1,2)}$ и $N_M^{(0)}$ са измерени от други експериментални изследвания с конкретна неопределеност [12, 13].

От авторите на [12] е известно, че DE принос е пропорционален на $(N_M^{(0)})^2$ и неговата неопределеност е съответно $\delta DE = 2\delta N_M^{(0)} = 2\delta X_M$. От друга страна е известна стойността на $X_M = (254 \pm 6_{stat} \pm 6_{syst}) GeV^{-4}$, която също е нискоенергетична константа на взаимодействие в ChPT получена от измерването на DE и Int приносите на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ процеса [4]. Следователно като се сумират линейно грешките на X_M се получава 5% неопределеност водеща до промяна от 10% на DE принос. Промяната на DE с $\pm 10\%$ от своя страна означава промяна на отношението на приносите IB/DE = 1/71 до 1/64 и 1/78 съответно. Оттук следва, че пълният вид на ефективността на регистрация на сигнала A_s от израза (5.3) ще се промени на +0.24% и -0.24% съответно, като члена на Int се запазва непроменен.

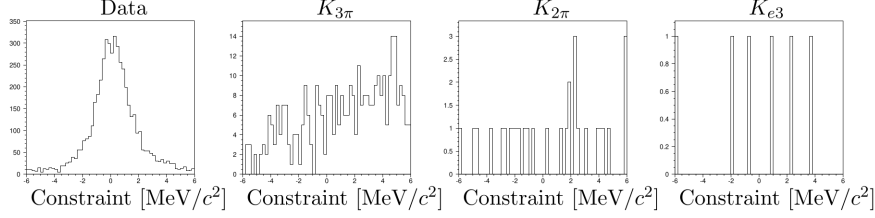
По аналогичен начин се разглежда и Int принос в амплитудата на разпадане, който зависи от параметри $N_E^{(0)}$ и $N_E^{(1,2)}$. Неопределеността на интерферентния член зависи от неопределеностите на $N_E^{(1,2)}$, които са малки от порядъка на 1-2%, и от неопределеността на $N_E^{(0)}$, която е $\pm 30\%$. Грешката на $N_E^{(0)}$ означава промяна с +48% и -24% на Int принос и следователно промяна на отношението IB/Int от 1/128 до 1/189 и 1/97 съответно. Стойността на X_E , получена от [4], е $X_E = (-24 \pm 4_{stat} \pm 4_{syst}) GeV^{-4}$. Сумирайки линейно неопределеностите на X_E се получава относителна неопределеност от порядъка на 30%. Пълният вид на ефективността на регистрация на сигнала A_s се променя на +0.06% и -0.06% съответно като члена на DE се запазва непроменен.

Неопределеността, присвоена като систематична оценка на зависимостта от модела, е 0.25% и е получена от квадратичното сумиране само на най-големите промени на A_s от приносите DE и Int.

Систематика от контролирането на фонове събития в сигнала

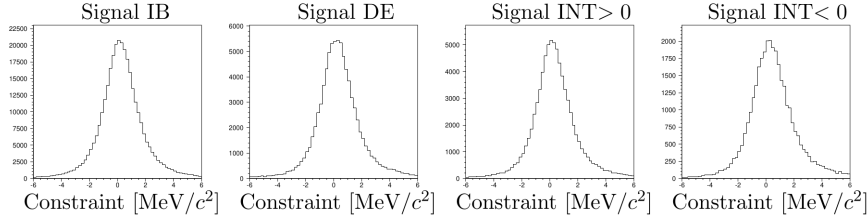
Избраните граници на условието (6.9), ограничаващо масите на реконструирани π^0 и $K^\pm$ мезони в критериите за селекция на сигнала и на нормировъчния процес, могат да бъдат променяни с по-малки стойности, което би довело до намаляване на броя на фоневите събития.

9. Резултати и заключения



Фигура 9.1: Представено е разпределението на условието ограничаващо масите на реконструирани π^0 и $K^\pm$ мезони след прилагане на всички критерии на отбор за експерименталните данни (най-вляво) и за МК симулациите на процесите, които са източници на фон.

На фиг. 9.1 е показан ограничаващия критерий за реконструирани маси на неутралния пион и заредения каон за експерименталните данни и съответните симулации на фоновите процеси на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. На фиг. 9.3 е илюстриран същия критерий, но само за МК симулациите генерирани за различните приноси към процеса на сигнала. Ако се нама-

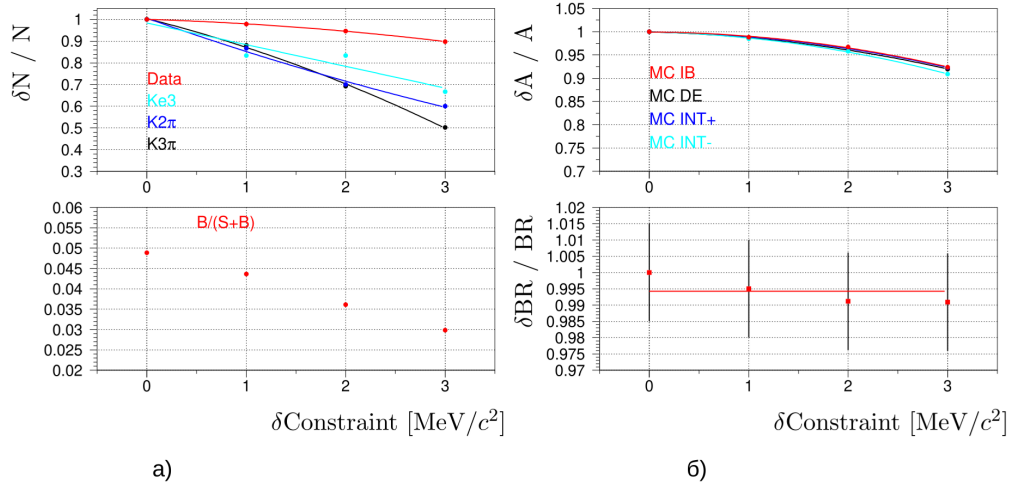


Фигура 9.2: Показано е разпределението на условието ограничаващо масите на реконструирани π^0 и $K^\pm$ мезони за всеки от генерирани приноси (IB, DE, Int > 0 и Int < 0) на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ след пълната селекция на кандидат-събитията на сигнала.

ли (затегне) ограничаващото условие за масите на реконструирани π^0 и $K^\pm$ мезоните от $6\text{MeV}/c^2$ на по-малка стойност, то тогава броят на кандидат-събитията за сигнала и фоновите приноси ще намалят в различни пропорции (на горния ред на Фиг. 9.3:a) и следователно до по-малка стойност на отношението фон към фон и сигнал ($B/(S+B)$). На втория ред на Фиг. 9.3:a) е показано отношението $B/(S+B)$ за използваната в селекцията стойност на критерия (6.9), $6\text{MeV}/c^2$ (разрез 0) намаляващ съответно до 5, 4 и 3 MeV/c^2 съответстващи на разрезите 1, 2 и 3. По аналогичен начин на първия ред на Фиг. 9.3:b) е представена зависимостта на симулациите на различните приноси към $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ с намаляване на стойността на критерия (6.9) от $6\text{MeV}/c^2$ (разрез 0) до 5, 4 и 3 MeV/c^2 (разрези 1, 2 и 3). Зависимостите на Фиг. 9.3: а) и б) имат едно и също поведение при затягане на ограничаващото условие на реконструирани маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните. Това предполага, че геометричната ефективност на регистрация на сигнала ще намалее по същия начин както намаляват отделните приноси на сигнала. Запазвайки критериите на отбор на селекцията за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ непроменени, отношението $(N_s - N_{bs})/A_s$ описано в глава 5, ще отразява вариацията на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ като функция на условието (6.9)

9.1 Относителна вероятност на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

(на втория ред на Фиг. 9.3: б). Половината от максималната разлика (0.0025) до средната стойност е използвана като систематична неопределеност за оценката за контролиране на фоновите събития в сигнала.



Фигура 9.3: (а) Вариацията на кандидат-събитията за отношението между данни и данни и фон като функция от вариацията на критерия ограничаващ реконструиранияте маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните на сигнала. (б) Вариацията на геометричната ефективност на регистрация на всеки принос към сигнала и вариацията на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ като функция на вариацията на условието (6.9).

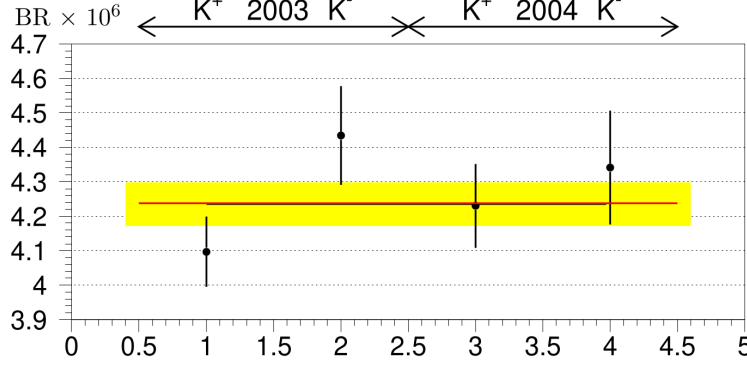
Зависимостта на геометричната ефективност на регистрация от периода на набора на данни

Определянето на количествената зависимост на симулираните събития на сигнала и нормировъчния процес от времето е направено чрез пресмятане на разликата между измерените четири независими относителни вероятности на разпадане (2003 и 2004, K^+ и K^-) и получената обща относителна вероятност на разпадане на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ от една извадка на данните за положителните и отрицателните каони ($BR_{comb} = (4.235 \pm 0.063) \times 10^{-6}$). Резултатът е илюстриран на Фиг. 9.4. Сравнявайки крайният общ резултат $BR = (4.238 \pm 0.063) \times 10^{-6}$ за $K^\pm$ и за пълния набор от данни през 2003-2004г. с BR_{comb} , се получава относителна разлика от 0.071×10^{-2} , която е присвоена като систематична неопределеност на разглежданата зависимост.

Неопределености, които не са свързани пряко с анализа

В Таблица 9.2 са представени всички грешки на величините, които участват в израза

9. Резултати и заключения



Фигура 9.4: Статистическа комбинация от четири независими измервания на относителната вероятност на разпадане на сигнала за K^+ , K^- , 2003г. и 2004г. поотделно. Оцветеният сектор представлява $\pm 1\sigma$ от $BR_{comb} = (4.235 \pm 0.063) \times 10^{-6}$ за една извадка от данни (червената линия). Показаните грешки са само статистически.

5.2 за измерването на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$.

В крайния израз за пресмятане на относителната вероятност на разпадане на сигнала има два множителя, които не зависят по никакъв начин от описания анализ в настоящата работа: един за $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)$ и втори за отношението между относителните вероятности на разпадане на неутралния пион на Далиц канал на разпадане и на два γ -кванта. Относителната грешка от 0.387% на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)$ и относителната грешка от 2.95% на отношението $BR(\pi_D^0)/BR(\pi_{\gamma\gamma}^0)$ се добавят квадратично при изчисляването на неопределеността на относителната вероятност на изследвания сигнал и се цитират като външни неопределености в Таблица 9.2.

9.1.2 Измерване на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$

За пълния набор на данни каонните разпадания в разпадния обем на експеримента са $(1.717 \pm 0.007_{stat} \pm 0.052_{ext}) \times 10^{11}$, изчислени с помощта на израза (8.2) като за 2003г. са $(0.985 \pm 0.006_{stat} \pm 0.030_{ext}) \times 10^{11}$, а за 2004г. са $(0.732 \pm 0.005_{stat} \pm 0.022_{ext}) \times 10^{11}$. В глава 5 е описан методът на измерване на относителната вероятност на разпадане на процесите $K \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и крайния му израз за пресмятане. В Таблица 9.3 са събрани стойностите на всички параметри от израза (5.2), чието получаване е подробно описано в главите 6, 7 и 8 от настоящата работа.

Като се вземе предвид и стойността на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) \times BR(\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma)$ от [25], то се получава следния резултат за относителната вероятност на разпадане на сигнала:

$$BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) = (4.238 \pm 0.063_{stat} \pm 0.032_{syst} \pm 0.126_{ext}) \times 10^{-6}, \quad (9.1)$$

където всички неопределености са представени в Таблица 9.2. Статистическата грешка е доминирана от статистиката на сигнала, а най-голям принос към систематичната греш-

9.1 Относителна вероятност на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$

Източник на неопределеността	$\delta BR/BR \times 10^{-2}$
N_s	1.426
N_{bs}	0.416
N_n	0.025
N_{bn}	пренебрежимо малко
Цялата статистика	1.486
A_s (МК статистика)	0.170
A_n (МК статистика)	0.051
$\epsilon_s(L1 \times L2)$ (МК статистика)	0.023
$\epsilon_n(L1 \times L2)$ (МК статистика)	0.007
Радиационни корекции	0.502
Тригерна ефективност	0.400
Зависимост от теоретичния модел	0.247
Зависимост от контрол на фона	0.250
Зависимост на МК от времето	0.071
Цялата систематика	0.757
$BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)$	0.387
$BR(\pi_D^0)/BR(\pi_{\gamma\gamma}^0)$	2.946
Външни неопределености	2.971

Таблица 9.2: Представени са всички приноси към различните видове неопределености: статистическа, систематична и външна.

ка се дължи на неопределеността на радиационните корекции. Най-голям принос към стойността на външната неопределеност идва от неопределеността на относителната вероятност на разпадане на π^0 -мезона на Далиц канал на разпадане.

Теоретичните пресмятания на авторите от [12] за $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ са следните:

$$BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) = 4.183 \times 10^{-6} \text{ отчитайки само IB приноса,} \quad (9.2)$$

$$BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) = 4.295 \times 10^{-6} \text{ отчитайки IB, DE и Int приноси.} \quad (9.3)$$

Ако се вземе предвид само доминиращият IB принос и корекциите за нарушаване на изоспина, то за относителната вероятност на разпадане на изследвания сигнал се получава:

$$BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) = 4.210 \times 10^{-6}. \quad (9.4)$$

Това изчисление е предоставено благодарение на частна комуникация с О. Cata и Giancarlo D'Ambrosio, които са съавтори на статията [12].

Получената експериментална стойност за $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ е в съгласие с всички теоретични пресмятания на авторите от статията [12] в рамките на експерименталните неопределености.

9. Резултати и заключения

	данни от 2003г.	данни от 2004г.	данни от 2003-2004г.
N_s	2839 ± 53	2080 ± 46	4919 ± 70
N_n	9442232 ± 3073	6874458 ± 2622	16316690 ± 4039
N_{bs}	152 ± 12	89 ± 9	241 ± 16
N_{bn}	9964 ± 100	7328 ± 86	17292 ± 132
A_s [%]	0.6628 ± 0.0015	0.6598 ± 0.0017	0.6615 ± 0.0011
A_n [%]	3.999 ± 0.003	3.958 ± 0.003	3.981 ± 0.002
$\epsilon L1_s$ [%]	99.855 ± 0.009	99.557 ± 0.018	99.729 ± 0.009
$\epsilon L1_n$ [%]	99.868 ± 0.002	99.628 ± 0.005	99.767 ± 0.002
$\epsilon L2_s$ [%]	98.939 ± 0.024	98.161 ± 0.037	98.610 ± 0.021
$\epsilon L2_n$ [%]	98.796 ± 0.008	98.079 ± 0.011	98.495 ± 0.006
$BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)$	$(20.67 \pm 0.08)\%$		
$BR(\pi_{e^+e^-}^0)/BR(\pi_{\gamma\gamma}^0)$	$(1.188 \pm 0.035)\%$		
$BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) \times 10^{-6}$	$4.215 \pm 0.083_{stat}$ $\pm 0.128_{ext}$	$4.269 \pm 0.098_{stat}$ $\pm 0.0130_{ext}$	$4.238 \pm 0.063_{stat}$ $\pm 0.129_{ext}$

Таблица 9.3: Представени са стойностите на всички параметри необходими за измерването на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ за набора на данни както за всяка година по отделно, така и за пълния набор на данни и от двете години.

Теоретичното предсказание на Pichl от [11] включващо всички приноси към изследвания сигнал без отчитане на нарушаването на изоспина е:

$$BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) = 3.84 \times 10^{-6}. \quad (9.5)$$

Нито едно теоретично предсказание за относителната вероятност на разпадане на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ разпадите не включва радиационни корекции в пресмятанията си.

9.2 Анализ на кинематичното пространство на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. Определяне на теглата на относителните приноси DE/IB и Int/IB.

Авторите на [12] изтъкват интересно свойство на различните приноси IB, DE и Int в амплитудата на изследвания процес, а именно че всеки принос заселява 3D кинематичното пространство или Далиц плота (E_γ^*, T_π^*) в различни области по отношение на нарастване на стойностите на q^2 . Това свойство е проверено на ниво генератор и е оценено чрез геометричната ефективност на регистрацията след всички критерии на отбор. На Фигурите 9.5 и 9.6 са показани еволюцията на Далиц плота (E_γ^*, T_π^*) за всеки принос по отделно на ниво генератор и след селекцията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ разпаданията за три последователни интервала на q^2 : $\sqrt{q^2} < 0.010 GeV/c^2$, $0.010 GeV/c^2 < \sqrt{q^2} < 0.038 GeV/c^2$ и

9.2 Анализ на кинематичното пространство на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. Определяне на теглата на относителните приноси DE/IB и Int/IB.

$\sqrt{q^2} > 0.038 \text{ GeV}/c^2$. От Фигурите се вижда ясно, че свойството за заселеност на различни райони е специфично за всеки един от приносите и се запазва за IB, DE, Int > 0 при нарастването на q^2 :

- IB приносът в амплитудата на разпадане на сигнала заселява предимно една и съща област в 2D-равнината и се движи към по-малки T_π^* и по-големи стойности на E_γ^* с увеличаване на q^2 стойностите;
- DE приносът в амплитудата на разпадане на сигнала поддържа заселване на събития в централния район на (E_γ^*, T_π^*) -равнината;
- Int приносът е подобен на IB за неговата положителна компонента (Int > 0), а за отрицателната компонента (Int < 0) се появява само с увеличаване на стойностите q^2 и в различни области според съответния q^2 -интервал.

За изследването и анализирането на кинематичното 3D-пространство е използван метод базиран на еднакво заселване 3D-кутии. Данните от 3D-пространство $(q^2, E_\gamma^*, T_\pi^*)$ първо се разделят на N1 части по q^2 така, че да са с почти еднаква заселеност и след това всяка част се разделя на N2 части по T_π^* и после се разделя на N3 части по E_γ^* . Резултатът е набор от $(N1 \times N2 \times N3)$ 3D-кутии с променлив размер, но с почти еднаква заселеност. Приносите от фоновите събития и различните приноси на сигнала се разпределят според дефиницията на гореописаните $(N1 \times N2 \times N3)$ 3D-кутии за данните. Размерът на симулираните събития (Таблица 7.1) за различните приноси не е еднакъв: за IB са 48.866×10^6 , за DE са 4.888×10^6 и за Int са 5.287×10^6 . Определени са следните фактори $\rho_{DE} = 9.9970$ и $\rho_{Int} = 9.2426$ за оеднаквяването на мащабите като са използвани отношенията на симулирани събития между IB и DE, и IB и Int.

За намирането на теглата DE/IB и Int/IB възпроизвеждайки данните е използван метод за минимизиране по χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N1 \times N2 \times N3} \frac{(N_i - M_i)^2}{(\delta N_i^2 + \delta M_i^2)}, \quad (9.6)$$

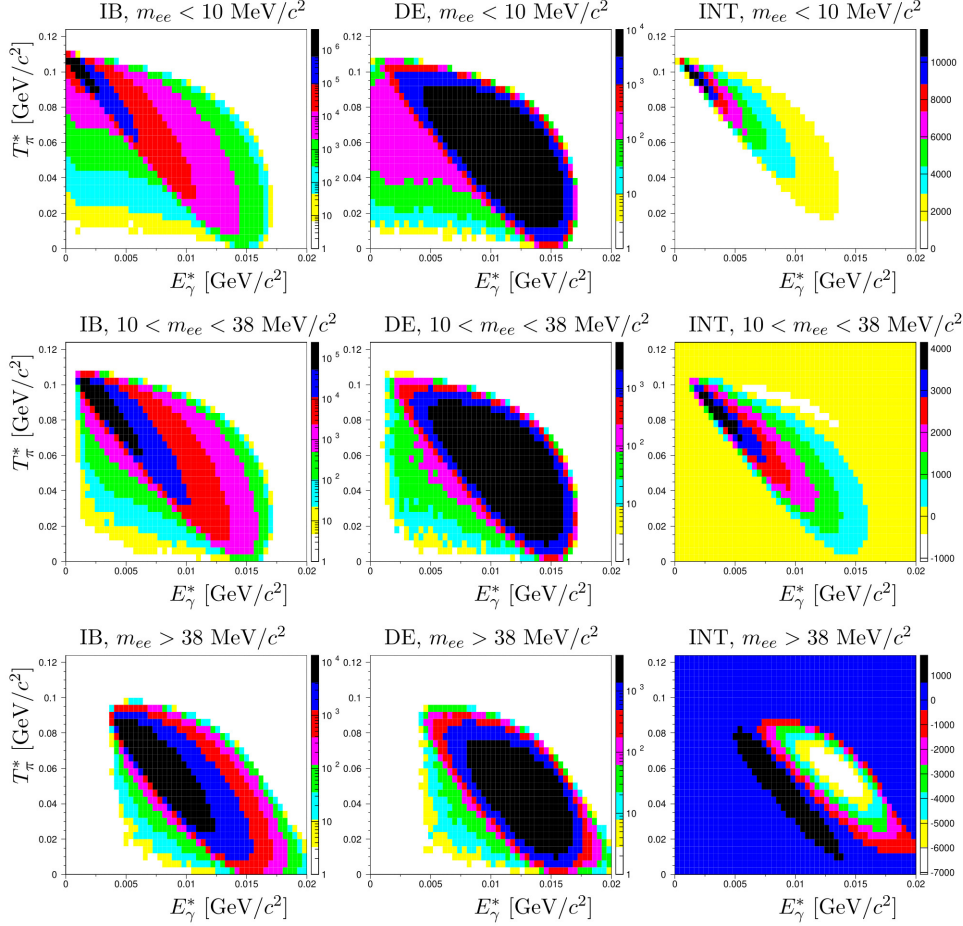
където N_i (δN_i) е заселеността на данните (грешката на заселеността) и M_i (δM_i) очакваната заселеност със събития (грешката на очакваната заселеност) в съответната (i) 3D-кутия. Знаменателят се ръководи от броя на събитията от данни $\delta N_i^2 = N_i$, който е един същ във всяка 3D-кутия. Очакваният брой събития в i-кутията се изчислява по следния начин:

$$M_i = N \times (N_i^{IB} + a \cdot N_i^{DE} + b \cdot N_i^{Int}) + N_i^{Bkg}, \quad (9.7)$$

където N е глобален мащабиращ фактор гарантиращ, че сумата от симулираните и фоновите събития е нормиран към броя на събитията от данните. От резултата на апроксимирането се определят стойностите на a и b, които са свързани с теглата на относителните приноси DE/IB и Int/IB като:

$$DE/IB = \frac{(a \pm \delta a)}{\rho_{DE}}, \quad Int/IB = \frac{(b \pm \delta b)}{\rho_{Int}}. \quad (9.8)$$

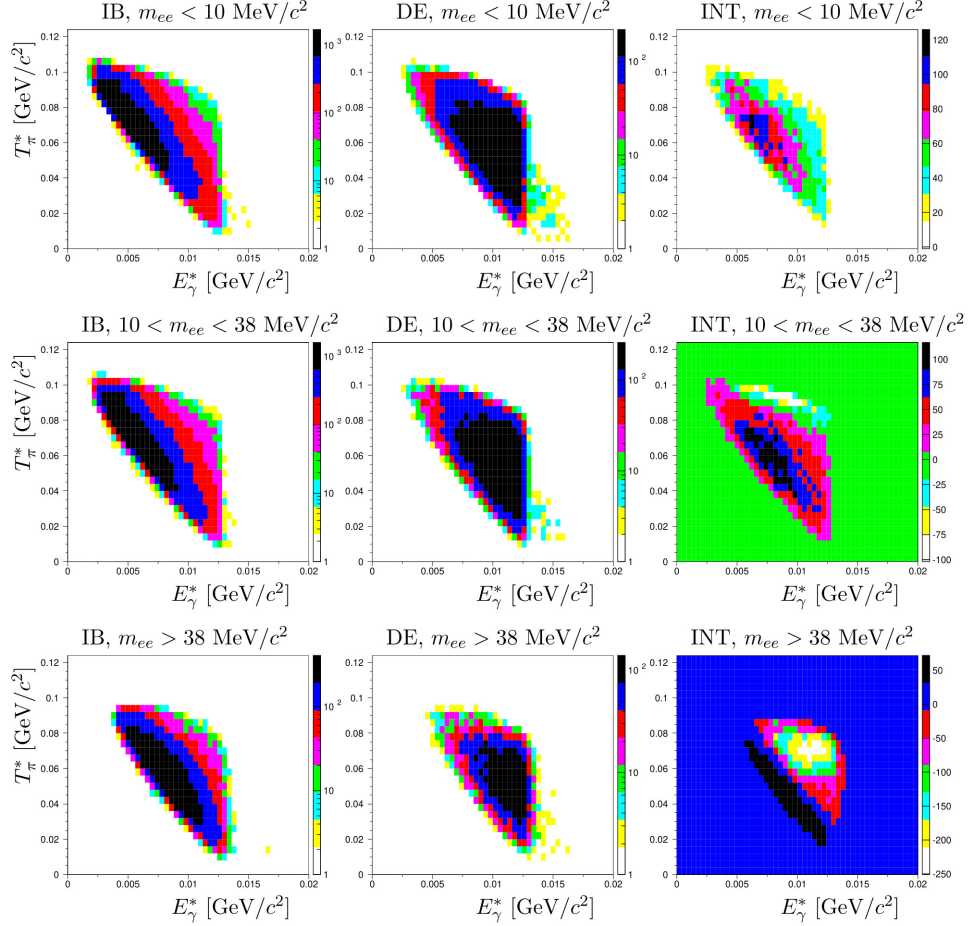
9. Резултати и заключения



Фигура 9.5: Показани са генерираните разпределения за IB (лява колона), DE (средна колона) и Int (дясна колона) в (E_γ^*, T_π^*) -равнината за три последователни интервала на $\sqrt{q^2} = m_{ee}$. За IB и DE приносите цветната скала е в логаритмичен мащаб, а за Int принос цветната скала е в линеен мащаб за по-добро визуализиране на отрицателната му компонента.

Разгледани са различни 3D-кутии, за да се провери стабилността на резултата от апроксимирането и да се избере тази конфигурация, която води до оптимално възпроизвеждане на данните, т.е. намирането на голяма вероятност с добра стойност на χ^2 и малка корелация между а и b параметрите. В Таблица 9.4 са обобщени изпробваните конфигурации съответстващи на 3D-кутиите. Вижда се, че всички резултати от апроксимирането са съвместими помежду си в рамките на статистическата си грешка и корелацията си, но също така се забелязва, че вероятността е голяма и с добра стойност на χ^2 за $q^2 = 3$, а не на 2, 4 или 5, докато по другите две променливи T_π^* и E_γ^* вероятността е максимална при 5 или 6, а не при 3, 4 или 7. С други думи, конфигурацията 355 е оптималния избор – с голяма вероятност, добър χ^2 и неголяма корелация, т.е. еднакво разделяне за N2 и N3 и най-голям

9.2 Анализ на кинематичното пространство на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. Определяне на теглата на относителните приноси DE/IB и Int/IB.



Фигура 9.6: Представени са разпределения на IB (лява колона), DE (средна колона) и Int (дясна колона) в (E_γ^*, T_π^*) -равнината за три последователни интервала на $\sqrt{q^2} = m_{ee}$ след селекцията за сигнала от МК симулациите. За IB и DE приносите цветната скала е в логаритмичен мащаб, а за Int принос цветната скала е в линеен мащаб за по-добро визуализиране на отрицателната му компонента.

брой данни в кутията. Обръщането на DE/IB за оптималната конфигурация дава IB/DE $= 1/(73^{+37}_{-18})$, което е в съгласие с теоретично предсказаната стойност $1/71$ от [12], получена с помощта на $N_M^{(0)} = 2.85 \times 10^{-2}$. По аналогичен начин обръщането на Int/IB дава IB/Int $= -1/(101^{+75}_{-30})$, което е различно от теоретично предсказаната стойност $+1/128$ получена чрез използване на $N_E^{(0)} = -2.22 \times 10^{-3}$. По-важното е, че се получава отрицателна стойност за относителния IB/Int принос, което противоречи на стойността, която е извлечена от аналогично измерване с анализа на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ [4]. Чувствителността на апроксимирането към Int принос е проверена чрез фиксирането му към нула и втори път чрез фиксирането му към стойност $+1/128$ получена от измерването в [4]. Последните

9. Резултати и заключения

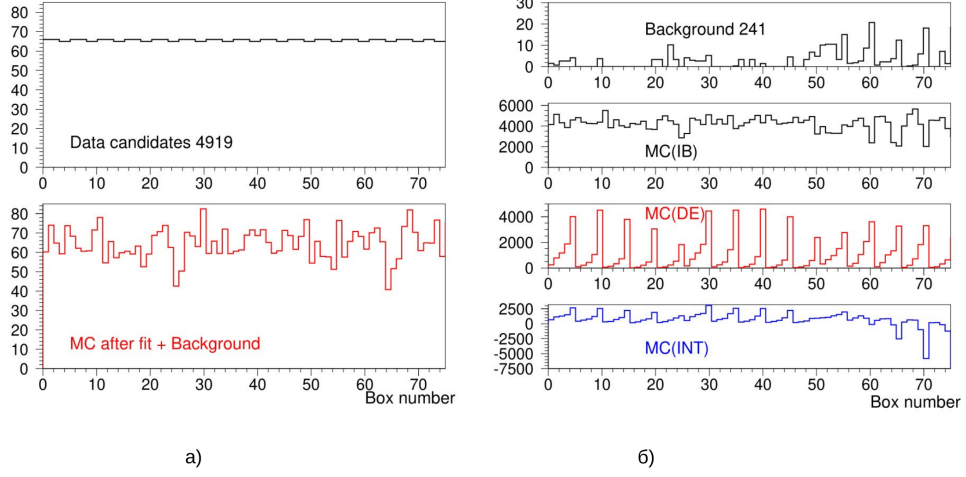
3D кутия	събития/ кутия	DE/IB	Int/IB	χ^2/ndf	Вероятност	$C(a, b)$
255	98	0.0155 ± 0.0046	-0.0129 ± 0.0054	75.7/47	0.5%	-0.015
266	68	0.0167 ± 0.0045	-0.0155 ± 0.0052	93.0/69	2.9%	-0.006
333	182	0.0187 ± 0.0056	-0.0066 ± 0.0051	32.7/24	11.1%	-0.076
344	102	0.0133 ± 0.0048	-0.0105 ± 0.0045	58.2/45	8.9%	-0.060
345	82	0.0141 ± 0.0046	-0.0087 ± 0.0043	66.6/57	17.9%	-0.029
354	82	0.0154 ± 0.0048	-0.0110 ± 0.0045	69.8/57	11.9%	-0.063
355	66	0.0136 ± 0.0046	-0.0099 ± 0.0042	80.2/72	23.7%	-0.045
356	55	0.0119 ± 0.0044	-0.0098 ± 0.0041	92.8/87	31.6%	-0.033
365	55	0.0154 ± 0.0046	-0.0104 ± 0.0043	96.7/87	22.3%	-0.053
366	45	0.0113 ± 0.0043	-0.0101 ± 0.0041	116.7/105	20.4%	-0.049
377	33	0.0136 ± 0.0043	-0.0089 ± 0.0040	175.5/144	3.8%	-0.037
433	137	0.0180 ± 0.0055	-0.0063 ± 0.0045	44.7/33	8.4%	-0.69
434	102	0.0159 ± 0.0050	-0.0044 ± 0.0042	70.5/45	0.9%	-0.030
443	137	0.0147 ± 0.0053	-0.0129 ± 0.0044	68.7/45	1.3%	-0.110
444	77	0.0123 ± 0.0048	-0.0113 ± 0.0041	89.1/61	1.1%	-0.086
445	61	0.0121 ± 0.0046	-0.0141 ± 0.0041	102.7/77	2.7%	-0.103
454	61	0.0148 ± 0.0049	-0.0149 ± 0.0041	110.0/77	0.8%	-0.099
455	49	0.0114 ± 0.0045	-0.0124 ± 0.0039	125.2/97	2.8%	-0.077
544	61	0.0192 ± 0.0050	-0.0151 ± 0.0041	100.5/77	3.7%	-0.119
545	49	0.0158 ± 0.0047	-0.0148 ± 0.0040	114.4/97	10.9%	-0.121
554	49	0.0161 ± 0.0049	-0.0133 ± 0.0039	116.2/97	9.0%	-0.106
555	39	0.0132 ± 0.0046	-0.0147 ± 0.0039	139.3/122	13.5%	-0.122
355	66	0.0134 ± 0.0046	fixed to 0	85.6/73	14.8%	–
355	66	0.0137 ± 0.0047	fixed to +1/128	97.1/73	3.1%	–

Таблица 9.4: Представени са всички резултати от апроксимирането за различни конфигурации на 3D-кутиите ($N_1 \times N_2 \times N_3$). Във втората колона са дадени броя на събитията във всяка кутия от данните. За всяка апроксимация е използвана една и съща обща норма $N \sim 0.0143 \pm 0.0003$ (малко по-малка от 0.0141 и 0.0139 ± 0.0003 съответно за последните два реда от Таблицата с един параметър по-малко). Последната колона дава корелацията между параметрите a и b , когато това е приложимо.

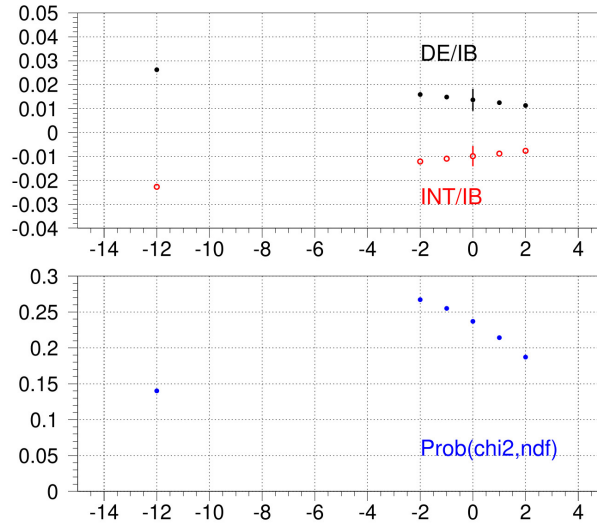
два реда от Таблица 9.4 показват, че подобна стойност се получава за DE приноса, докато вероятността с добро χ^2 намалява при фиксиране на $\text{Int}/\text{IB} = 0$ и дори по-лошо за $\text{Int}/\text{IB} = +1/128$. За изясняване на Int/IB е необходима по-голяма статистика отколкото са селектираните $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ събития от NA48/2 експеримента.

На Фигура 9.7 е показана заселеността на 3D-кутиите съответно за експерименталните данни, фона, симулираните IB, DE и Int приноси в амплитудата на разпадане на изследвания процес, които са използвани за процедурата по апроксимирането и получаването на

9.2 Анализ на кинематичното пространство на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. Определяне на теглата на относителните приноси DE/IB и Int/IB.



Фигура 9.7: (а) Заселеността със събития за всяка 3D-кутия за всички експериментални данни на сигнала и сумата от фона и симулираните приноси в амплитудата на разпадане след апроксимирането. (б) Заселването за всяка 3D-кутия съответно за фона (нормиран до съответния мащаб) и трите МК симулации за IB, DE и Int приносите в амплитудата на разпадане на сигнала, които са използвани за апроксимирането.



Фигура 9.8: Вариация на DE/IB и Int/IB с промяната на фона спрямо референтното апроксимиране в единици σ е представена на първия ред. На вторият ред е показана вариацията на вероятността за апроксимиране с χ^2 едновременно с варирането на фона.

най-добрия възможен резултат за получаване на теглата на относителните приноси DE/IB и Int/IB. Всичките селектирани 4919 $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ кандидат-събития от данните са

9. Резултати и заключения

разпределени в три еднакво заселени 3D-кутии спрямо q^2 по следния начин: 1640 събития с $\sqrt{q^2} < 7.75 \text{ MeV}/c^2$ (с барицентър $\sim 5 \text{ MeV}/c^2$); 1640 събития с $7.75 \text{ MeV}/c^2 < \sqrt{q^2} < 21.11 \text{ MeV}/c^2$ (с барицентър $\sim 13 \text{ MeV}/c^2$); 1639 събития с $\sqrt{q^2} > 21.11 \text{ MeV}/c^2$ (с барицентър $\sim 43 \text{ MeV}/c^2$). Както се вижда от Фигура 9.7 фонът предимно заселява 3D-кутиите с голямо q^2 (кутиите > 50), където влиза и интерферечния принос с отрицателни стойности. Изследвани са възможни отклонения поради фона чрез вариране на фоновия принос съответно с $+1\sigma, +2\sigma, -1\sigma, -2\sigma$ използвайки пълната оценка от (241 ± 20) събития и също така задаване на фона да бъде 0 (-12σ). Нито една от тези вариации не дава положителен принос на Int/IB (Фигура 9.8).

9.3 Определяне на CP- и P-асиметрии

За определянето на зарядовата асиметрия, определена с израза (5.4), са използвани независими измервания за относителната вероятност на разпадане за K^+ и K^- на изследвания сигнал:

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 e^+ e^-) = (4.153 \pm 0.078_{stat} \pm 0.126_{ext}) \times 10^{-6} \text{ и} \quad (9.9)$$

$$BR(K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 e^+ e^-) = (4.395 \pm 0.108_{stat} \pm 0.134_{ext}) \times 10^{-6}. \quad (9.10)$$

В Таблица 9.5 са дадени конкретните стойности използвани за пресмятането $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ за пълния набор от данни през 2003-2004г.

	$K \rightarrow \pi \pi_D^0$		$K \rightarrow \pi \pi^0 ee$	
	K^+	K^-	K^+	K^-
кандидат-събития	10479694 ± 3237	5836996 ± 2416	3117 ± 56	1802 ± 42
фонови събития	11108 ± 105	6187 ± 79	163 ± 13	77 ± 9
геометрична ефективност на регистрация, A [%]	3.9851(26)	3.9750(31)	0.6643(14)	0.6566(19)
L1 ефективност, $\epsilon L1$ [%]	99.763(3)	99.775(4)	99.731(11)	99.726(15)
L2 ефективност, $\epsilon L2$ [%]	98.491(8)	98.501(11)	98.604(26)	98.621(35)

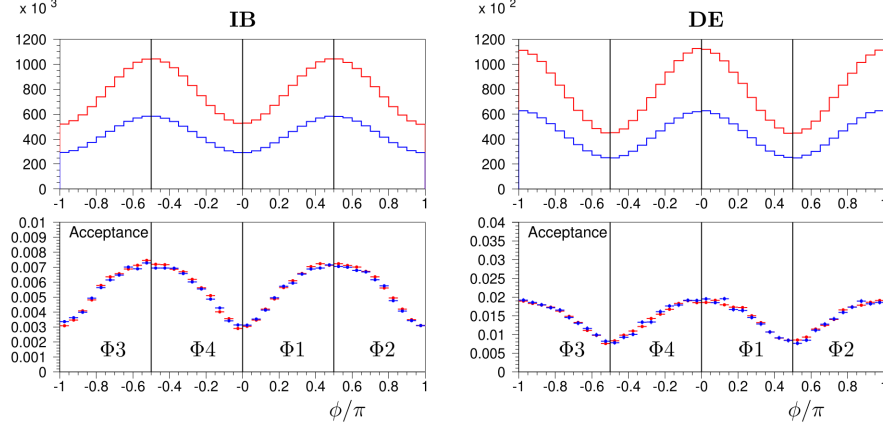
Таблица 9.5: Всички стойности на параметрите за получаването на A_{CP} сигнала. Отношението фон към сигнал е изчислено за всеки знак на заряда поотделно.

Получената стойност на A_{CP} е съвместима с нулата:

$$A_{CP} = -0.0284 \pm 0.0154, \quad (9.11)$$

където грешката е само статистическа, защото систематичната и външната са съкращават при заместването в отношението (5.4). Резултатът (9.11) е 1.8σ отдалечен от нулевата стойност, поради което A_{CP} може да бъде представен в граници, при които е отчетена само неопределеността:

$$|A_{CP}| < 1.97 \times 10^{-2} \text{ при } 90\%CL. \quad (9.12)$$



Фигура 9.9: На горният ред са показани генерираните ϕ разпределения за K^+ (червено) и K^- (синьо) за IB и DE приносите в амплитудата на изследвания сигнал. Отношението на генерираните K^+ и K^- спектрите отразява експерименталното отношение $K^+/K^- \sim 1.8$. На долния ред са представени съответно вариацията на геометричната ефективност на регистрацията според половинките на ϕ пространството за K^+ (червено) и K^- (синьо).

$A_{CP}^{\phi*}$ и $A_{CP}^{\tilde{\phi}}$, изразени съответно с (5.5), (5.7) и (5.6), (5.8), са получени чрез комбиниране на относителните вероятности на разпадане на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, които са измерени в различни половини на ϕ -пространството между 0 и 2π . Дефинирайки $\Phi 1(0, \pi/2)$, $\Phi 2(\pi/2, \pi)$, $\Phi 3(\pi, 3\pi/2)$ и $\Phi 4$ като $(3\pi/2, 2\pi)$, то CP-нарушаващите наблюдаеми могат да се изразят чрез съответните комбинации на следните статистически независими суми ($\Phi 13, \Phi 24$) и ($\Phi 12, \Phi 34$):

$$\begin{aligned} A_{CP}^{\phi*} &= \frac{(\Gamma_+(\Phi 13) - \Gamma_+(\Phi 24)) - (\Gamma_-(\Phi 13) - \Gamma_-(\Phi 24))}{\Gamma_{tot}(K^+ + K^-)} \\ &= \frac{(\Gamma_+(\Phi 13) + \Gamma_-(\Phi 24)) - (\Gamma_+(\Phi 24) + \Gamma_-(\Phi 13))}{(\Gamma_+(\Phi 13) + \Gamma_-(\Phi 24)) + (\Gamma_+(\Phi 24) + \Gamma_-(\Phi 13))} \end{aligned} \quad (9.13)$$

и

$$\begin{aligned} A_{CP}^{\tilde{\phi}} &= \frac{(\Gamma_+(\Phi 12) - \Gamma_+(\Phi 34)) - (\Gamma_-(\Phi 12) - \Gamma_-(\Phi 34))}{\Gamma_{tot}(K^+ + K^-)} \\ &= \frac{(\Gamma_+(\Phi 12) + \Gamma_-(\Phi 34)) - (\Gamma_+(\Phi 34) + \Gamma_-(\Phi 12))}{(\Gamma_+(\Phi 12) + \Gamma_-(\Phi 34)) + (\Gamma_+(\Phi 34) + \Gamma_-(\Phi 12))}. \end{aligned} \quad (9.14)$$

В (9.13) и (9.14) индексът “+” или “-” се отнася до знака на заряда на K-мезона и е използвана формата на израза да бъде $A = (x - y)/(x + y)$, където x и y са статистически независими величини. Разпределенията в различните половини на ϕ -пространството на IB и DE приносите са показани на Фигура 9.9 заедно със съответните нехомогенни геометрични ефективности на регистрацията (A_s). За всяка ϕ половина е изчислена A_s използвайки уравнението (5.3). Броят на кандидат-събитията на сигнала и пресметнатата A_s за $\Phi 13, \Phi 24, \Phi 12$ и $\Phi 34$ са представени в Таблица 9.6 за K^+ и K^- отделно и комбинирано. След пресмятането на изразите (9.13) и (9.14) се получава краен резултат съвместим с

9. Резултати и заключения

	кандидат събития	фонови събития	A_s	$A_s(IB)$	$A_s(DE)$	A_s (Int>0)	A_s (Int<0)
K^+							
Φ13	1567	81	0.6642(20)	0.6479(20)	1.728(10)	1.990(12)	2.316(22)
Φ24	1550	81	0.6644(20)	0.6485(20)	1.711(10)	1.972(12)	2.337(22)
Φ12	1574	81	0.6647(20)	0.6484(20)	1.729(10)	1.981(12)	2.318(22)
Φ34	1543	81	0.6640(20)	0.6480(20)	1.710(10)	1.982(12)	2.334(22)
$K_{2\pi D}^+$	10479694	11106	$A_n = 3.9851(26)$				
K^-							
Φ13	889	39	0.6588(26)	0.6423(26)	1.736(14)	1.982(17)	2.313(30)
Φ24	913	39	0.6543(26)	0.6381(26)	1.709(14)	1.982(17)	2.316(30)
Φ12	899	39	0.6562(26)	0.6397(26)	1.722(14)	1.991(17)	2.297(30)
Φ34	903	39	0.6569(26)	0.6406(26)	1.722(14)	1.973(17)	2.332(30)
$K_{2\pi D}^-$	5836996	6186	$A_n = 3.9750(31)$				
$K^\pm$							
Φ13	2456	120	0.6623(16)	0.6459(16)	1.731(8)	1.987(10)	2.315(18)
Φ24	2463	120	0.6608(16)	0.6447(16)	1.710(8)	1.976(10)	2.329(18)
Φ1234	4919	241	0.6615(11)	0.6453(11)	1.721(6)	1.982(7)	2.322(13)
$K_{2\pi D}^\pm$	16316690	17292	$A_n = 3.9815(20)$				

Таблица 9.6: Всички стойности на параметрите за изчисляване на съотношението на относителната вероятност на разпадане на изследвания сигнал за различните заряди на каоните и различните половини в ϕ пространството.

нулата:

$$A_{CP}^{\phi^*} = 0.0118 \pm 0.0150 \text{ и} \quad (9.15)$$

$$A_{CP}^{\phi} = 0.0058 \pm 0.0150 \quad (9.16)$$

като трябва да се има предвид ограничената прецизност, поради неголемият брой сигнални събития. Комбинираната CP-нарушаваща асиметрия сведена до вид на горна граница е:

$$|A_{CP}| < 1.9 \times 10^{-2} \text{ при } 90\%CL. \quad (9.17)$$

Използвайки израза (5.10) за асиметрията нарушаваща четността и експерименталните резултати от Таблица 9.6 за Φ13 и Φ24 се получава:

$$A_P^{(L)}(K^+) = 0.0056 \pm 0.0180 \text{ и} \quad (9.18)$$

$$A_P^{(L)}(K^-) = -0.0168 \pm 0.0237, \quad (9.19)$$

където и двете стойности са съвместими с нула. Комбинираната стойност за $K^\pm$ дава $A_P^{(L)} = -0.0025 \pm 0.0144$ като грешките са само статистически, защото систематичните и външните неопределености се съкращават в отношението. Резултатът от комбинираната стойност сведен до вид на горна граница е: $|A_P^{(L)}| < 1.8 \times 10^{-2}$ при 90%CL.

9.4 Заключение

Извършен е анализ на всички набрани данни от NA48/2 експеримента през 2003-2004г. в търсене на ненаблюдаван до преди това $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ канал на разпадане. Селектирани са около 5000 кандидат-събития на сигнала с по-малко от 5% фон, което е и първото експериментално наблюдение на този процес. Относителната вероятност на разпадане е $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) = (4.238 \pm 0.063_{stat} \pm 0.032_{syst} \pm 0.126_{ext}) \times 10^{-6}$ и е в съответствие с теоретичните предсказания.

Извършено е изследване на кинематичното пространство за определяне на теглата на DE и Int приноси по отношение на IB в рамките на наличната ограничена статистика. Ако измереният относителен DE принос спрямо IB ($DE/IB = 0.014 \pm 0.005_{stat}$) е в съответствие с теоретичното очакване от 0.014(= 1/71), то измереният относителен принос на Int спрямо IB е с противоположен знак: $Int/IB = -0.010 \pm 0.004_{stat}$ за разлика от теоретичните очаквания +0.008(= 1/128) въз основа на резултата от предишното му изучаване с $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ процеси. И двете стойности за DE/IB и Int/IB са получени с ограничена точност, поради недостатъчната статистика на сигнала.

Резултатите от определянето на CP асиметрията и на P асиметрия на взаимодействия на “дълги” разстояния са съвместими с нула, което дава възможност единствено за поставяне на горни граници $|A_{CP}| < 1.9 \times 10^{-2}$ и $|A_P^{(L)}| < 1.8 \times 10^{-2}$ при 90% CL.

Необходимо е съществено увеличаване на статистиката на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ събитията, за да се извършат по-подробни проучвания на 3D-Далиц плота и съответно да се потвърди или не знакът на Int принос в амплитудата на разпадане; да се определят отново CP и P асиметриите като от $A_P^{(L)}$ може да се извлече информация за фазата на силното взаимодействие участваща в крайното състояние на двата пиона.

Научни приноси

Научните приноси на автора, представени в настоящата дисертация, включват:

1. Теоретично е изчислена амплитудата на разпадане за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ като е отчетено нарушението на изоспиновата симетрия за всеки от приносите: спирально излъчване (IB), директно излъчване (DE) и интерференчен член (Int).
2. Изведена е диференциалната вероятност за разпад $d\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ както в системата на покой на каона, така и в системата на покой на дилептонната двойка. Използвани са променливите на Кабибо-Максимович ($s_\pi, q^2, \theta_\pi, \theta_e$ и ϕ) за описание на кинематиката.
3. Разработени са съответни генератори за Монте Карло симулации на приносите IB, DE и Int в амплитудата на разпадане $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^-$. Проведени са симулации, съобразени с характеристиките на експеримента NA48/2, за описание на експерименталните данни.
4. Извършен е анализ на данни, събрани от експеримента NA48/2 на ускорителя SPS. За първи път са наблюдавани разпаданията $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^-$ (4919 събития), като е измерена тяхната относителна вероятност:

$$BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-) = (4.238 \pm 0.063_{stat} \pm 0.032_{syst} \pm 0.126_{ext}) \times 10^{-6},$$

използвайки като нормировъчен канал разпадането $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, последван от Далиц-разпадане $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$.

5. Изследвано е кинематичното пространство на разпада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ и са определени относителните приноси на DE и Int компонентите спрямо IB. Определените стойности са:
 - $DE/IB = 0.014 \pm 0.005_{stat}$, в добро съгласие с теоретичните предсказания;
 - $Int/IB = -0.010 \pm 0.004_{stat}$, с противоположен знак спрямо очакванията.
6. Изследвани са CP и P асиметриите в разпада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. Поставени са горни граници за техните стойности при 90% доверителен интервал:

$$\begin{aligned} |A_{CP}| &< 1.97 \times 10^{-2} \text{ при } 90\%CL \\ |A_{CP}^{\phi^*, \tilde{\phi}}| &< 1.9 \times 10^{-2} \text{ при } 90\%CL \\ |A_P^{(L)}| &< 1.8 \times 10^{-2} \text{ при } 90\%CL \end{aligned}$$

Статии и доклади свързани с дисертацията

Статии свързани с дисертацията

1. S. R. Gevorkyan and M. H. Misheva, Different approaches to calculate the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ decay width, Eur.Phys. J. C 74, 2860 (2014)
2. S. R. Gevorkyan and M. H. Misheva, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ decay width calculation in the lepton center-of-mass system, EPJ Web of Conferences 81, 05014 (2014)
3. NA48/2 Collaboration: J.R. Batley,..., M. Misheva* et al., First observation and study of the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ decay, Phys. Lett. B 788, 552pp (2019)

Доклади свързани с дисертацията

1. M. Misheva on behalf of NA48/2 Collaboration, First observation of the very rare decay $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ by the NA48/2 experiment, Proceedings of the 50th RENCONTRES DE MORIOND QCD and High Energy Interactions, La Thuile, Aosta Valley Italy March 21-28 (2015)
2. M. Misheva on behalf of NA48/2 Collaboration, First Observation and Study of $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ Decay at the NA48/2 Experiment, XIX International Conference of Young Scientists and Specialists (Dedicated to the 100th Anniversary of F. L. Shapiro), Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia (стр. 246) (2015)
3. Milena Misheva on behalf of the NA48/2 Collaboration, Recent Results from the NA48/2 Experiment, Lomonosov 2017: International Conference for Students and Young Scientists "Lomonosov", Particle Physics at the Year of Light, pp. 393-396 (2017)
4. M. Misheva on behalf of NA62 Collaboration, The NA62 experiment - Results from 2014 Pilot Run, The XXII International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP), Samara, Russia [<https://qfthep.sinp.msu.ru/qfthep2015/proceedings>]

Благодарности

Бих искала да изразя своята благодарност и признателност към научния си ръководител, проф. дфн Леандър Литов, който ме въведе във физиката на елементарните частици. Без неговите напътствия и възможности, които ми даде през годините нямаше да успея да се справя с предизвикателствата, за да осъществя работата описана в настоящата дисертация. Проф. Литов ме прие в групата си по високи енергии, където се запознах с прекрасни колеги и приятели и ме въведе в един от най-големите научни центрове в света, ЦЕРН. Благодарение на разностранните му контакти в ЦЕРН участвах на експеримента NA48/2, запознах се с много чуждестранни физици и инженери, с които имах радостта да работя много години.

Голяма благодарност към научните ми консултанти от ОИЯИ-Дубна, проф. дфн В. Кекелидзе и проф. дфн Д. Мадигожин. Те ми дадоха шанс да работя в тяхния международен колектив в ЛФЧ, където ми предложиха да се включа като втори анализ в търсене на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ каналите на разпадане за независимо обезпечаване на коректността на измерването на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$. Проф. Кекелидзе и проф. Мадигожин винаги са ме подкрепяли и помагали да имам подходящи условия по време на престоя си в ОИЯИ. Бих искала да изразя и голяма благодарност към д-р Ю. К. Потребеников, който се грижеше за всички административни аспекти.

Специални благодарности на колегата ми Mauro Raggi от NA48/2 Колаборацията, който пръв беше започнал анализа за търсенето на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ разпаданията. Той е и един от главните инициатори заедно с други колеги от NA48/2 експеримента, Augusto Cacciari, Marco Sozzi и Sergio Giudici, които убеждават Giancarlo D'Ambrosio да се заеме с теоретичните пресмятания на изследвания сигнал по времето, когато все още публикацията на Pichl беше единствената статия предлагаща пълно теоретично описание на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процеса. Без любопитството, усърдна работа и професионален опит на Mauro от анализа му за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$, откриването на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ кандидат-събития и измерването на относителната вероятност на разпадане не би се реализирал през 2014г. Благодарна съм на Mauro за неговото търпение по времето на общите ни дискусии, в които въпреки, че не винаги сме били на едно мнение, е помогнало и на двамата ни при намирането на обяснения на неясните аспекти при моделирането на сигнала и анализирането на данните. Mauro много помогна с директния си контакт с Giancarlo в началото, когато бяха забелязани разминавания с теоретичните изчисления между статията на Pichl и вече публикуваната

работа на L. Cappiello, O. Cata, G. D. Ambrosio and Dao-Neng Gao. Тук бих искала да изразя и специалните си благодарности на моя колега от ОИЯИ-Дубна, Сергей Геворкян, с когото заедно работехме по моделирането на всички процеси-приноси необходими за пълното описание на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, залегнало в МК симулациите служещи като основна база за намирането на сигнала. Сергей направи преизчисление на матричния елемент като отчете нарушаването на изоспиновата симетрия за IB, DE и Int приноси, с което се постигна най-пълния израз за амплитудата на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ процесите. Благодарение на настояването на Сергей през цялото време да разглеждаме не само инвариантната маса на дилептонната двойка, но и на дипионната система помогна много впоследствие да намеря фоновите събития, които бяха точно в пика на сигнала. Дискусиите с него бяха винаги интересни и полезни. Голяма признателност на Oscar Cata, който винаги беше отзивчив на всичките ни емейли с въпроси!

Brigitte Bloch-Devaux е не само прекрасна личност, но и с дългогодишен опит в различни анализи на NA48 експериментите. Възхитителното е, че тя обръща внимание на всеки детайл независимо колко незначителен би могъл да изглежда. Големи благодарности на Brigitte за това, че се реши да оптимизира селекцията като направи впоследствие някои промени в критериите на отбор, с които успя да увеличи статистическия брой на наблюдаваните $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ събития запазвайки малък фоновия принос. Тя също така корегира пролуките, които бяха свързани най-вече с технически детайли по генерирането на МК симулациите. Brigitte намери начин да отчете получените отрицателни стойности от МК генератора на Int принос и да довърши анализа по начина, по който беше замислен от самото начало от теоретиците L. Cappiello, O. Cata, G. D. Ambrosio and Dao-Neng Gao. Без помощта на Brigitte резултатите от измерването на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ с експерименталните данни на NA48/2 нямаше да са публикувани.

В групата по високи енергии във Физическия Факултет срещнах много прекрасни хора - Венелин, Стоян, Ева, Марто, Пейчо, Боби, Тони и други. От всеки един от тях винаги може да се научи много. Благодаря!

Запознах се много интересни и умни колеги в ОИЯИ-Дубна, с които имах радостта да работя известно време. Всеки един от тях ме е подкрепял по свой си начин. Благодаря на Ира, Наташа, Сергей Шкаровски, Иван Глonti, Темур за тяхния топъл прием в групата им и търпението им да работят с мен!

Бих искала да благодаря най-искрено на колегите, които срещнах в NA48/2 Колаборацията - Augusto Ceccuci, Luigi Di Lella, Silvia, Rainer, Mauro Picini, Tomasso и още много други. Благодаря ви за изключително заразителния ентусиазъм, с който работите винаги; за съветите и предложенията, които ми давахте при съвместната ни работа, а също така и за доверието към мен.

Бих искала да изразя признателност на моите родители и семейство, които винаги са ме подкрепяли. На вас дължа голяма, голяма благодарност!

Литература

- [1] E949 Collaboration: A.V. Artamonov et al., *New measurement of the $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ branching ratio*, Phys. Rev. Lett. 101 191802 (2008); arXiv:0808.2459 [hep-ex] 1
- [2] NA62 Collaboration: G. E. Cortina et al., *Measurement of the very rare $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$ decay* Journal of High Energy Physics 6 093 (2021) 1, 17
- [3] G. Buchalla, G. D'Ambrosio, G. Isidori, *Extracting short-distance physics from $K_{L,S} \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ decays*. Nucl. Phys. B 672 387 (2003); arXiv:hep-ph/0308008 1
- [4] NA48/2 Collaboration: J. R. Batley et al., *Measurement of the direct emission and interference terms and search for CP violation in the decay $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$* , Eur. Phys. J C68 75 (2010) 1, 2, 13, 54, 99, 101, 109
- [5] F. E. Low, *Bremsstrahlung of Very Low-Energy Quanta in Elementary Particle Collisions*, Phys. Rev. 110, 974 (1958); 1, 5, 8
- [6] G. Ecker, A. Pich, E. De Rafael, *Radiative Kaon decays and CP violation in chiral perturbation theory*, Nucl. Phys. B 303, 665 (1988); 1
- [7] G. Ecker, H. Neufeld, A. Pich, *Non-leptonic kaon decays and the chiral anomaly*, Nucl. Phys. B 413, 321 (1994); 1
- [8] N. Christ, *Possible CP Violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$* , Phys. Rev. 159 1292 (1967) 1
- [9] G. D'Ambrosio, D.N. Gao, *A phenomenological description of $K \rightarrow \pi \pi \gamma$ magnetic transitions*, J. High Energy Phys. 043 0010, (2000); arXiv:hep-ph/0010122 1
- [10] L. Cappiello, G. D'Ambrosio, *Form factor in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$: interference versus direct emission*, Phys. Rev. D 75 094014 (2007); arXiv:hep-ph/0702292 1
- [11] H. Pichl, *$K \rightarrow \pi \pi e^+ e^-$ decays and chiral low energy constants*, Eur. Phys. J. C20, 371-388 (2001) 2, 4, 8, 9, 10, 106
- [12] L. Cappiello, O. Cata, G. D. Ambrosio and Dao-Neng Gao, *$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$: a novel short-distance probe*, Eur. Phys. J. C72, 1872 (2012); Erratum Eur. Phys. J. C72, 2208 (2012) 2, 3, 4, 8, 9, 10, 13, 54, 55, 81, 82, 101, 105, 106, 109

- [13] L. Cappiello, O. Cata and G. D. Ambrosio, *Closing in on the radiative weak chiral couplings*, Eur. Phys. J. C78, 265 (2018) 2, 9, 54, 101
- [14] S. R. Gevorkyan, M. H. Misheva, *Different approaches to calculate the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ decay width*, EPJ Web Conferences Conf. 81, 05014 (2014) 3, 4, 12
- [15] M. Misheva on behalf of NA48/2 Collaboration, *First observation of the very rare decay $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ by the NA48/2 experiment*, Proceedings of the 50th RENCONTRES DE MORIOND QCD and High Energy Interactions, La Thuile, Aosta Valley Italy March 21-28 (2015) [<https://moriond.in2p3.fr/QCD/2015/MorQCD15Prog.html>]; [[https://moriond.in2p3.fr/Proceedings/2015/Moriond QCD 2015.pdf](https://moriond.in2p3.fr/Proceedings/2015/Moriond%20QCD%202015.pdf)] 3
- [16] M. Misheva on behalf of NA48/2 Collaboration, *First Observation and Study of $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ Decay at the NA48/2 Experiment*, XIX International Conference of Young Scientists and Specialists (Dedicated to the 100th Anniversary of F. L. Shapiro), Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia 246 (2015) [booklet] 3
- [17] Milena Misheva on behalf of the NA48/2 Collaboration *Recent Results from the NA48/2 Experiment* International Conference for Students and Young Scientists "Lomonosov Particle Physics at the Year of Light 393-396 (2017) [https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789813224568_0065; DOI:10.1142/9789813224568_0065] 3
- [18] M. Misheva on behalf of NA62 Collaboration, *The NA62 experiment - Results from 2014 Pilot Run*, The XXII International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP), Samara, Russia [<https://qfthep.sinp.msu.ru/qfthep2015/proceedings>] 3
- [19] S. R. Gevorkyan, M. H. Misheva, *Different approaches to calculate the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ decay width*, Eur. Phys. J. C74, 2860 (2014) 3, 4, 8, 12
- [20] NA48/2 Collaboration: J.R. Batley,..., M. Misheva* et al., *First observation and study of the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ decay*, Phys. Lett. B 788, 552 (2019) 3
- [21] M. MacGuigan and A. I. Sanda, *$K \rightarrow \pi\pi\gamma$ in the six-quark model*, Phys. Rev. D36, 1413 (1987); 5, 6
- [22] N. Cabibbo and A. Maksymowicz, *Angular Correlations in K_{e4} Decays and Determination of Low-Energy $\pi - \pi$ Phase Shifts*. Phys. Rev. 137 438 (1965) 10, 55
- [23] A. Pais and S. B. Treiman, *Pion Phase-Shift Information from K_{l4} Decays*. Phys. Rev. 168 1858 (1968) 10
- [24] J. Bijnens, G. Colangelo, G. Ecker and J. Gasser, *Semileptonic Kaon Decays*. arXiv:hep-ph/9411311 and references there (1994)
- [25] C. Patrignani et al., *Particle Data Group*. Chin. Phys. C 40 10001 (2016) 10

ЛИТЕРАТУРА

- [26] F. James, *Routine GENBOD: N-BODY Monte Carlo Event Generator*, CERN Program Library Short Writeup W515 (1975) 10, 54, 61, 63, 65, 68, 69, 70, 71, 76, 87, 91, 104, 135, 140
- [27] NA48 Collaboration: A. Lai et al., *A precise measurement of the direct CP violation parameter $Re(\epsilon'/\epsilon)$* . Eur. Phys. J. C 22 231 (2001) 13, 77
- [28] NA48 Collaboration: J. R. Batley et al., *Observation of the rare decay $K_S \rightarrow \pi^0 e^\pm e^\mp$* . Phys. Lett. B 576 43 (2003) 15
- [29] NA48/2 Collaboration: J. R. Batley et al., *Search for direct CP violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ Decays*. Phys. Lett. B 634 474 (2006) 15
- [30] NA48/2 Collaboration: J. R. Batley et al., *Search for CP violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ Decays*. Phys. Lett. B 638 22 (2003) 15
- [31] NA48/2 Collaboration: J. R. Batley et al., *Measurements of charged kaon semileptonic decay branching fractions $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$ and $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$ and their ratio*. Eur.Phys. J C50 329 (2007); Erratum-ibid.C52 (2007) 1021-1023;[arxiv:hep-ex/0702015] 15
- [32] NA48/2 Collaboration: J. R. Batley et al., *New high statistics measurement of K_{e4} decay form factors and scattering phase shifts*. Eur. Phys. J. C54 411 (2008) 16, 40
- [33] NA48/2 Collaboration: J. R. Batley et al., *Observation of a cusp-like structure in the $\pi^0 \pi^0$ invariant mass distribution from $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decay and determination of the $\pi\pi$ scattering lengths*. Phys. Lett. B 633 173 (2006) 16
- [34] N. Cabibbo, G. Isidori, *$\pi\pi$ scattering and the $K_{3\pi}$ decay amplitudes*. JHEP 03 (2005) 021; [arxiv:hep-ph/0502130] 411 (2008) 16
- [35] P. Kitching et al., *Observation of the Decay $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma \gamma$* . Phys. Rev. Lett. 79 4079 (1997) 16
- [36] NA48/2 Collaboration: J. R. Batley et al., *A new measurement of the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma \gamma$ decay at the NA48/2 experiment*. Phys. Lett. B 730 141 (2014) 16
- [37] NA48/2 Collaboration: J. R. Batley et al., *First Observation and Measurement of the Decay $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- \gamma$* . Phys. Lett. B659 493 (2008) 16
- [38] G. Anelli et al., *Proposal to Measure the Rare Decay $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$ at the CERN SPS*. CERN-SPSC 2005-013 SPSC-P-326 (2005) 17
- [39] NA62 Collaboration: C. Lazzeroni et al., *Precision measurement of the ratio of the charged kaon leptonic decay rates*. Phys. Lett. B 719 326 (2013) 17, 40
- [40] V. Fanti et al., *The beam and detector for the NA48 neutral kaon CP violation experiment at CERN*. Nucl. Instr. Meth. A 574 433 (2007) 17, 24, 30

- [41] NA48/2 Collaboration, *Status Report on the Experiment NA48/2*. CERN/SPSC-2004-30; SPSC-M-724 (2004) 19
- [42] B. Peyaud, *KABES: a novel beam spectrometer for NA48*. Nucl. Instr. Math. A 535 247 (2004) 20
- [43] G. Charpak, J. Derre, Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, *Micromegas, a multipurpose gaseous detector*. Nucl. Instr. Math. A 478 26 (2002) 20
- [44] M. Mota et al., *A Flexible Multy-Channel High Resolution Time to Digital Converter ASIC*. IEEE Transactions on Nuclear Science 47 (2001) 21
- [45] E. Griesmayer et al., *Comparison of field calculations and measurements of spectrometer magnet*. Nucl. Instr. Math. A 361 466 (1995) 26
- [46] D. Bederde et al., *High resolution drift chambers for the NA48 experiment at CERN*. Nucl. Instr. Math. A 367 88 (1995) 28
- [47] I. Augustin et al., *The drift chamber electronics and readout for the NA48 experiment at the CERN SPS*. Nucl. Instr. Math. A 403 472 (1998) 29
- [48] R. Arcidiacono et al., *The Drift Chamber Electronics for the NA48 Experiment*. IEE Trans. Nucl. Sci 51 1470 (2004) 29
- [49] A.Lai and L.Musa, *Pipeline Memory Boards Specs*. NA48 note 95-05 (1995) 30
- [50] S. Palestini et al., *The liquid krypton calorimeter for experiment CERN-NA48*. Nucl. Instr. Math. A 367 263 (1995) 31
- [51] J. Ocariz, *The NA48 liquid calorimeter description and performances*. arXiv:hep-ex/9901013 (1999) 31
- [52] A. Gianoli et al., *The NA48 LKR Calorimeter Readout Electronics*. IEEE Trans. Nucl. Sci. 47 136 (2000) 33
- [53] Z. Guzik, A. Chlopik, F. Formenti, A. Gianoli, O. Vossnack, *Control and synchronization of the krypton calorimeter pipeline digitizer in NA48 experiment at CERN*. Nucl. Instr. Math. A 427 574 (1999)
- [54] NA48/2 Collaboration: J. R. Batley et al., *Search for direct CP-violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decays*. Phys. Lett. B 638 22 (2006) 33
40
- [55] M. Jeitler et al., *The Clock and Control Signal Distribution System for the NA48 experiment*. Nucl. Instr. Meth. A 400 101 (1997) 41
- [56] G. Ficsher et al., *A 40 MHz-pipelined trigger for $K^0 \rightarrow 2p^0$ decays for the CERN NA48 experiment*. Nucl. Instr. Meth. A 419 695 (1998) 43

ЛИТЕРАТУРА

- [57] S. Avanzini et al., *The PeakSum Processing System for the NA48 Experiment: a VLSI Based Processor*. IEEE Trans. Nuclear Sci 43 1789 (1996) 44
- [58] G. D. Barr et al., *A Fully Software-Programmable Pipelined Trigger-Processing Module*, IEEE Trans. Nucl. Sci 43 1689 (1996) 44
- [59] S. Anvar et al., *The charged trigger system of NA48 at CERN*, Nucl. Instr. Meth. A 419 686 (1998) 45
- [60] R. Arcidiacono et al., *The trigger supervisor of the NA48 experiment at CERN SPS*. Nucl. Instr. and Meth. A 443 20 (2000) 47
- [61] M. Sozzi, *Triggers for NA48/2*, NA48 Note 03-05 (2003) 48
- [62] F. Bal et al., *The NA48 Data Acquisition System*, IEE Trans. Nucl. Sci. 45 1889 (1998) 50
- [63] M. Wittgen et al., *The NA48 event building PC farm*, IEE Trans. Nucl. Sci. 47 348 (2000) 50
- [64] J. P. Baud et al., *Castor status and evolution*, eConf, C 0303241 TUDT007 (2003) 51
- [65] C. Biino et al., *Compact 7.2 User Guide*, NA48 Documentation (2005)
- [66] R. Fruehwirth, *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*, Nucl.Instr.and Meth. A262 (1987) 444 51
- [67] J. B. Cheze, *NA48 Drift Chamber Reconstruction Users Guide*, NA48 Documentation (1999) 59
- [68] J. B. Cheze, *NA48 Spectrometer: Vertex Calculation*, NA48 Note 02-02 (2002) 59
- [69] G. Unal, *Reconstruction Program for the LKr*, NA48-98-02 (1997) 59
- [70] B. Bloch-Devaux, *Alpha and beta corrections for NA48/2 simulated events*, NA48 Note 05-05 (2005) 59
- [71] M. De Beer and F. Derue, *NASIM User's Guide*, NA48 Internal Note NA48-00-23 (2000) 63, 79
- [72] Application Software Group, R. Brun et al., *GEANT3 User's Guide*, CERN-DD-EE-84-01 CERN program library long writeup W5013 (1987) 75
- [73] D. C. Carey, *TURTLE (Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements): A computer program for simulating charged particles beam transport systems*, FERMILAB-NAL-064 (1971) 75
76
- [74] P. Calafiura and C. Talamonti, *The new NA48 shower library Users guide*, NA48 Internal Note NA48-94-26 (1994) 78

- [75] E. Barberio and Z. Was, *PHOTOS a universal Monte Carlo for QED radiative corrections, version 2.0*, Comput. Phys. Commun. 79 291 (1994) 80
- [76] C. Gatti, *Monte Carlo simulation for radiative kaon decays*, Eur. Phys. J. C 45 417 (2006) 83
- [77] T. Husek, K. Kampf and J. Novotny, *Radiative corrections to the Dalitz decay $\pi^0 \rightarrow^+ e^- \gamma$ revisited*, Phys. Rev. D 92 054027 (2015) 83
- [78] NA62 Collaboration: J. R. Batley et al., *Search for the dark photon in π^0 decays*, Phys. Lett. B 746 178 (2015) 86

Приложение

Програма за изчисляване на пълния матричен елемент
на $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 e^+ e^-$ процеса


```

SUBROUTINE KPICHP0EE(JKAON)
implicit none

INTEGER JKAON
INTEGER iok
REAL RANF,FTOTAL
INTEGER NP,KGENEV
REAL TECM,AMASS
COMMON/GENIN /NP,TECM,AMASS(18),KGENEV
REAL PCM,WT
COMMON/GENOUT/PCM(5,18),WT
LOGICAL CAMA
REAL WDMX
DATA WDMX2/1000./
REAL WMAX
SAVE WMAX
DATA WMAX/0.0/

NP = 4
tecm = 0.493677 ! k+- mass
amass(1) = .13957 ! 0.13957 pi+ mass
amass(2) = .13498 !
amass(3) = .511E-3 ! e mass
amass(4) = .511E-3 ! e mass-
KGENEV = 1

101 continue

CALL GENBOD_fix(iok)
if(iok.eq.0) go to 101

if(cama())goto 101

c the phase space weight (wt) is corrected by using
c the computed matrix element ftotal()

WT=WT*FTOTAL() ! comment to remove the matrix element effect

if(WT.GT.WMAX)then
  WMAX=WT
  print *, "WMAX=", WMAX
  if(WMAX.gt.WDMX2)stop 'LOW WDMX2'
endif

IF(WDMX2*ranf().GT.WT)GOTO 101
call to_mc(JKAON) ! boost to lab system and transfer the decay products to GEANT

RETURN
END

```

ЛИТЕРАТУРА

```

REAL*4 MAT,MATELCAP
REAL*4 MK2PIEXP,MPICAP
REAL PINUM,G8,G27,FFERMI,FPIDECAY,DELTAPH,MK2PI
REAL*4 FPID3DEG,PI4DEG,NMO,L9,NEO,MK2PISQR,COSPI18
Parameter (PINUM = 3.1415927d+00)
DATA MPICAP/0.137293/
DATA PI4DEG/97.4090968d+00/
DATA G8/9.0E-6/
DATA G27/51.3e-08/
DATA FFERMI/0.093/
DATA FPIDECAY/0.093/
DATA NMO/2.85E-02/
DATA NEO/-2.2164E-03/
DATA L9/6.9E-03/
DATA DELTAPH/0.1745/
DATA MK2PI/1.8111E-08/
DATA MK2PISQR/3.28E-16/
DATA COSPI18/0.984807753/
Parameter (FPID3DEG=7.89E-04)

```

```

INTEGER j
REAL*8 MAGTCAP, JJ1, JJ2
REAL*8 CON1, F3DE, F3SQR, MAGT, KQ_4MOMD, QELSUM(4), QELDIFF(4)
REAL*8 PK(4), PPISUM(4), PPIDIFF(4), QSUMP, QSUMP1, QDIFFP1
REAL*8 QSUMP2, QDIFFP2, P1P2, PPISUMSQR, PPIDIFFSQR
REAL*8 QELSUMPPISUM, QELSUMPPIDIFF, QELDIFFPPISUM, QELDIFFPPIDIFF
REAL*8 LAMBDAMK, LAMBDAMPI, BETAPI, BETAEL, QP_X, QQ_X, KQ_X, KP_X
REAL*8 F1BR, F2BR, F1BR2, F2BR2, F1SG, F2SG, DELMPI
REAL*8 F1DE, F2DE, F1DEF2DEC, F1, F2, F1SQR, F2SQR, F1F2CC
REAL*8 QELSUMQELDIFF, INTAEM, DETERM

```

CCC

```

INTEGER NP, KGENEV
REAL TECM, AMASS
COMMON/GENIN /NP, TECM, AMASS(18), KGENEV
REAL PCM, WT
COMMON/GENOUT/PCM(5,18), WT

```

```

REAL*4 SPPM2, SENM2, Q
REAL*8 SPITH, STHPI, SETH, STHLEP, SPHI, SAPHI, SX, SY, SAPHIF
COMMON/CABMAX/SPPM2, SENM2,
* SPITH, STHPI, SETH, STHLEP, SPHI, SAPHI, SX, SY, SAPHIF, Q

```

```

do j=1,4
  QELSUM(j)=PCM(j,3)+PCM(j,4)
  QELDIFF(j)=PCM(j,3)-PCM(j,4)
  PK(j)=PCM(j,1)+PCM(j,2)+QELSUM(j)
  PPISUM(j)=PCM(j,1)+PCM(j,2)
  PPIDIFF(j)=PCM(j,1)-PCM(j,2)
enddo

```

```

PK(1)=0.
PK(2)=0.
PK(3)=0.
PK(4)=TECM
1  QSUMP=QELSUM(4)*PK(4)-QELSUM(1)*PK(1)
   -QELSUM(2)*PK(2)-QELSUM(3)*PK(3)
1  QSUMP1=QELSUM(4)*PCM(4,1)-QELSUM(1)*PCM(1,1)
   -QELSUM(2)*PCM(2,1)-QELSUM(3)*PCM(3,1)
1  QDIFFP1=QELDIFF(4)*PCM(4,1)-QELDIFF(1)*PCM(1,1)
   -QELDIFF(2)*PCM(2,1)-QELDIFF(3)*PCM(3,1)

```

```

      QSUMP2=QELSUM(4)*PCM(4,2)-QELSUM(1)*PCM(1,2)
1      -QELSUM(2)*PCM(2,2)-QELSUM(3)*PCM(3,2)
      QDIFFP2=QELDIFF(4)*PCM(4,2)-QELDIFF(1)*PCM(1,2)
1      -QELDIFF(2)*PCM(2,2)-QELDIFF(3)*PCM(3,2)

      P1P2=PCM(4,1)*PCM(4,2)-PCM(1,1)*PCM(1,2)-PCM(2,1)*PCM(2,2)
1      -PCM(3,1)*PCM(3,2)

      if((2.*QSUMP1+SENM2)*(2.*QSUMP1-SENM2)).gt.0.)then
        F1=4.*QSUMP2/((2.*QSUMP1+SENM2)*(2.*QSUMP1-SENM2))
      else
        F1=0.
      endif

      if((2.*QSUMP1-SENM2).gt.0.)then
        F2=-2./((2.*QSUMP1-SENM2))
      else
        F2=0.
      endif

      QELSUMPPISUM=QELSUM(4)*PPISUM(4)-QELSUM(1)*PPISUM(1)
1      -QELSUM(2)*PPISUM(2)-QELSUM(3)*PPISUM(3)
      QELSUMPPIDIFF=QELSUM(4)*PPIDIFF(4)-QELSUM(1)*PPIDIFF(1)
1      -QELSUM(2)*PPIDIFF(2)-QELSUM(3)*PPIDIFF(3)
      QELDIFFPPISUM=QELDIFF(4)*PPISUM(4)-QELDIFF(1)*PPISUM(1)
1      -QELDIFF(2)*PPISUM(2)-QELDIFF(3)*PPISUM(3)
      QELDIFFPPIDIFF=QELDIFF(4)*PPIDIFF(4)-QELDIFF(1)*PPIDIFF(1)
1      -QELDIFF(2)*PPIDIFF(2)-QELDIFF(3)*PPIDIFF(3)
      PPISUMSQR=PPISUM(4)**2-PPISUM(1)**2
1      -PPISUM(2)**2-PPISUM(3)**2
      PPIDIFFSQR=PPIDIFF(4)**2-PPIDIFF(1)**2
1      -PPIDIFF(2)**2-PPIDIFF(3)**2

      QELSUMQELDIFF=QELSUM(4)*QELDIFF(4)-QELSUM(1)*QELDIFF(1)-
1      -QELSUM(2)*QELDIFF(2)-QELSUM(3)*QELDIFF(3)

      MK2PIEXP=(5./3.)*G27*(TECM**2-AMASS(1)**2)-
1      -FPIDECAY*(AMASS(1)**2-AMASS(2)**2)*(G8+3.*0.5*G27)

      if((SENM2+QELSUMPPIDIFF+QELSUMPPISUM)*(2.*QELSUMPPISUM
1      +SENM2)).gt.0.)then
        F1SG=(2.*MK2PIEXP)*(QELSUMPPISUM-QELSUMPPIDIFF)/
1      (SENM2+QELSUMPPIDIFF+QELSUMPPISUM)/
1      (2.*QELSUMPPISUM+SENM2)
      else
        F1SG=0
      endif

      if((2.*QELSUMPPISUM+SENM2).gt.0.)then
        F2SG=-(2.*MK2PIEXP)/(2.*QELSUMPPISUM+SENM2)
      else
        F2SG=0
      endif

      F1DE=(-G8/FPIDECAY)*((QELSUMPPISUM-
1      QELSUMPPIDIFF)*NEO+4.*SENM2*L9)
      F2DE=(G8/FPIDECAY)*(QELSUMPPISUM+QELSUMPPIDIFF)*NEO

```

ЛИТЕРАТУРА

```

C MAG term+INT(electric+magnetic): F1SQR=(F1SG**2)+
(F1DE**2)+F1SG*F1DE*2.*COSPI18
c Electric DE: F1SQR=F1DE*F1DE
C Electric interference B/BE
F1SQR=F1SG*F1DE*2.*COSPI18

C MAG term+INT(electric+magnetic): F2SQR=(F2SG**2)+
(F2DE**2)+F2SG*F2DE*2.*COSPI18

CCCC Electric interference B/BE
F2SQR=F2SG*F2DE*2.*COSPI18

c Electric DE F2SQR=F2DE*F2DE
C F1F2CC=F1SG*F2SG

ccc MAG term+INT(electric+magnetic):
F1F2CC=F1SG*F2SG+F1DE*F2DE+COSPI18*(F2SG*F1DE+F1SG*F2DE)

CCCC Electric interference B/BE

F1F2CC=(F1SG*F2DE*COSPI18+F1DE*F2SG*COSPI18)

c MAG term+INT(electric+magnetic):
F1F2CC=2.*(F1SG*F2DE*COSPI18+F1DE*F2SG*COSPI18)
C F1F2CC=2.*(F1SG*F2SG+F1DE*F2DE+
C 1 F1SG*F2DE*COSPI18+F1DE*F2SG*COSPI18)
c Electric DE F1F2CC=F1DE*F2DE

F3DE=(-2.*G8*NM0)/FPIDECAY
F3SQR=F3DE*F3DE

JJ1=(AMASS(3)**2)*( (16.*(MPICAP**2)*(MPICAP**2)-
1 (PPISUMSQR-PPIDIFFSQR)**2)*SENM2-
1 8.*(MPICAP**2)*((QELSUMPPISUM)**2+
1 (QELSUMPPIDIFF)**2)+2.*(PPISUMSQR-PPIDIFFSQR)*
1 ((QELSUMPPISUM)**2-(QELSUMPPIDIFF)**2) )

JJ2=(QELDIFFPPISUM+QELDIFFPPIDIFF)**2*((QELSUMPPISUM-
1 QELSUMPPIDIFF)**2-4.*(MPICAP**2)*SENM2)+
1 (QELDIFFPPISUM-QELDIFFPPIDIFF)**2*((QELSUMPPISUM+
1 QELSUMPPIDIFF)**2-4.*(MPICAP**2)*SENM2)+
1 2.*((QELDIFFPPISUM)**2-(QELDIFFPPIDIFF)**2)*
1 (SENM2*PPISUMSQR-SENM2*PPIDIFFSQR-(QELSUMPPISUM)**2
1 +(QELSUMPPIDIFF)**2)

MAGTCAP=F3SQR*(JJ1+0.25*JJ2)

MAGT=F3SQR*((SENM2-4.*AMASS(3)**2)*((AMASS(1)**2)*
1 (QELSUMPPISUM-QELSUMPPIDIFF)**2+
1 (AMASS(2)**2)*(QELSUMPPISUM+QELSUMPPIDIFF)**2+
1 0.25*SENM2*SENM2*(PPISUMSQR-PPIDIFFSQR)**2)-
1 4.*AMASS(1)**2*AMASS(2)**2*SENM2-0.5*(PPISUMSQR-
1 PPIDIFFSQR)*(QELSUMPPISUM**2-QELSUMPPIDIFF**2))+
1 (SENM2*SENM2-QELSUMQELDIFF**2)*(4.*AMASS(1)**2*AMASS(2)**2
1 -(PPISUMSQR-PPIDIFFSQR)**2)+
1 ((QELSUMPPISUM+QELSUMPPIDIFF)**2-
1 (QELDIFFPPISUM+QELDIFFPPIDIFF)**2)*(AMASS(1)**2*SENM2-
1 0.25*(QELSUMPPISUM-QELSUMPPIDIFF)**2)
1 +((QELSUMPPISUM-QELSUMPPIDIFF)**2-
1 (QELDIFFPPISUM-QELDIFFPPIDIFF)**2)*(AMASS(2)**2*SENM2-
1 0.25*(QELSUMPPISUM-QELSUMPPIDIFF)**2) )

```

```

C      1      +0.5*((QELSUMPPISUM**2-QELSUMPPIDIFF**2)-SEN2*(PPISUMSQR-
C      1      PPIDIFFSQR))*(QELSUMPPISUM**2+QELDIFFPPIDIFF**2-
C      1      QELDIFFPPISUM**2-QELSUMPPIDIFF**2)+
C      1      0.5*((PPISUMSQR-PPIDIFFSQR)*(QELSUMPPISUM-QELSUMPPIDIFF)-
C      1      4.*AMASS(2)**2*(QELSUMPPISUM+QELSUMPPIDIFF))*(SEN2*
C      1      (QELSUMPPISUM+QELSUMPPIDIFF)-QELSUMQELDIFF*(QELDIFFPPIDIFF+
C      1      QELDIFFPPISUM))+
C      1      0.5*((PPISUMSQR-PPIDIFFSQR)*(QELSUMPPISUM+QELSUMPPIDIFF)-
C      1      -4.*AMASS(1)**2*(QELSUMPPISUM-QELSUMPPIDIFF))*(SEN2*
C      1      (QELSUMPPISUM-QELSUMPPIDIFF)+QELSUMQELDIFF*
C      1      (QELDIFFPPIDIFF-QELDIFFPPISUM)) )

C      Interference T13 and T23 from Capiello notations and A_EM=Gevorkyan's
      DETERM=PPIDIFF(1)*(QELSUM(2)*QELDIFF(3)-QELSUM(3)*QELDIFF(2))+
1      PPIDIFF(2)*(QELSUM(1)*QELDIFF(3)-QELSUM(3)*QELDIFF(1))+
1      PPIDIFF(3)*(QELSUM(1)*QELDIFF(2)-QELSUM(2)*QELDIFF(1))

      INTAEM=2.*TECM*COSPI18*((F1DE+F2DE)*QELDIFFPPISUM+
1      (F1DE-F2DE)*QELDIFFPPIDIFF)*F3DE*F3DE*DETERM

c end interference T13 and T23 from Capiello notations and A_EM=Gevorkyan's

C      FOR BREM AND DE+DM NEED TO BE F1F2CC*2 AND FOR EL INT ONLY F1F2CC

C      MAT=MAGTCAP    only magnetic term

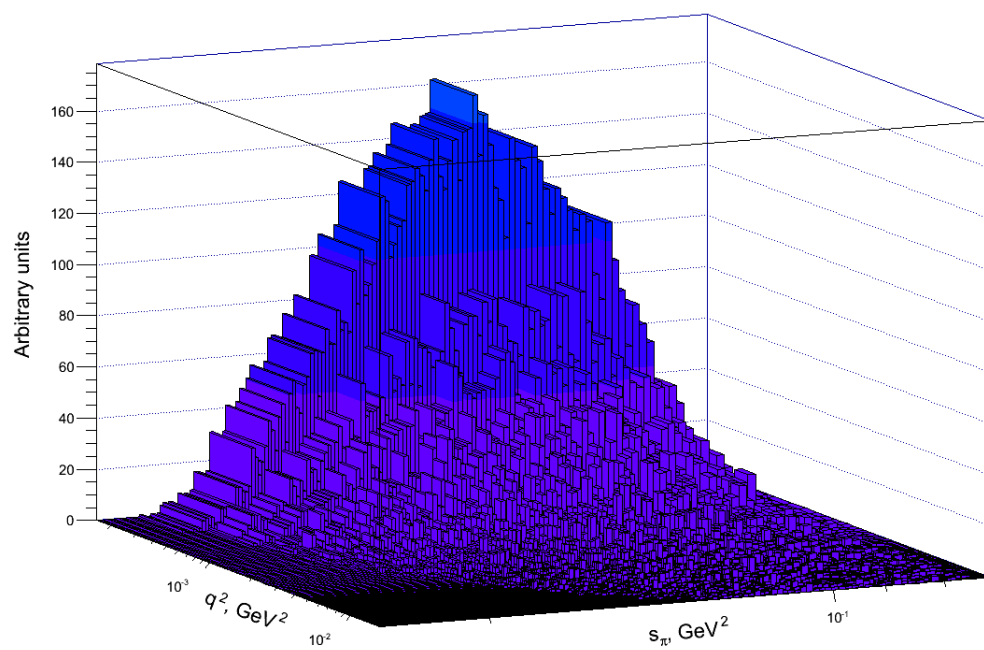
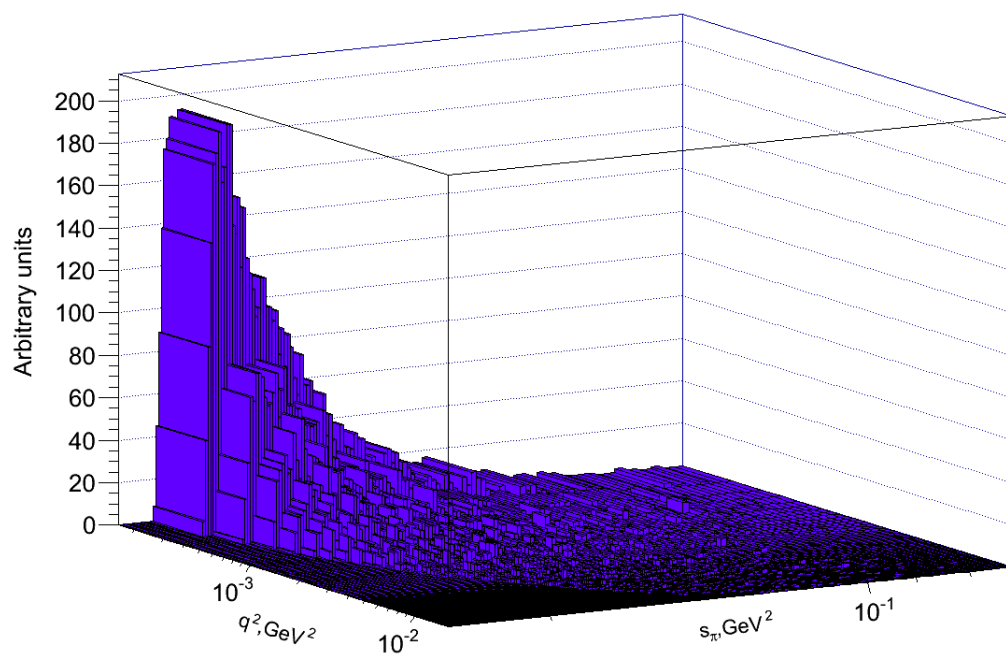
      MAT=(( -4)*(AMASS(1)**2)*SEN2+(QELSUMPPISUM
1      +QELSUMPPIDIFF)**2-(QELDIFFPPISUM
1      +QELDIFFPPIDIFF)**2)*F1SQR
1      +(-4.*AMASS(2)**2)*SEN2
1      +(QELSUMPPISUM-QELSUMPPIDIFF)**2
1      -(QELDIFFPPISUM-QELDIFFPPIDIFF)**2)*F2SQR
1      +(2.*F1F2CC)*((-1.)*SEN2*(PPISUMSQR-PPIDIFFSQR)
1      +(QELSUMPPISUM)**2+(QELDIFFPPIDIFF)**2
1      -(QELSUMPPIDIFF)**2-(QELDIFFPPISUM)**2)
C      1      +MAGT
C MAG term+INT(electric+magnetic)      1      +MAGTCAP+INTAEM

      MATELCAP=F1SQR*(QSUMP1**2-QDIFFP1**2-SEN2*AMASS(1)**2)
1      +F2SQR*(QSUMP2**2-QDIFFP2**2-SEN2*AMASS(2)**2)+
1      2.*F1F2CC*(-SEN2*P1P2+
1      QSUMP1*QSUMP2-QDIFFP1*QDIFFP2)

      FTOTAL=MAT/(SEN2**2)

      return
      end

```



Списък на фигурите

2.1	Файнманови диаграми, които описват процесите на вътрешно спирачнолъчение (а и б) и механизма на директно излъчване (в) в каналите на разпадане $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0 e^+ e^-$.	5
2.2	Определение на ъгловите променливи на Кабибо-Максимович за процесите $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0 e^+ e^-$.	10
2.3	Сравнение на зависимостта на пълната диференциална ширина на разпадане на процесите $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0 e^+ e^-$ като функция на инвариантните величини q^2 (а) и s_{π} (б), където с плътна крива е представен резултата от теоретичните пресмятания в системата на покой на електронната двойка и с точки със съответните статистически грешки е изобразен резултата в системата на покой на $K^{\pm}$ -мезона.	14
2.4	Сравнение между ширината на разпадане дължаща се на IB приноса (плътна линия) и пълната ширина на разпадане (пунктирна линия) като функция на инвариантните маси на дилептонната (а) и дипионната (б) системи.	14
3.1	Ускорителен комплекс на ЦЕРН. Експериментът NA48/2 е разположен в северната част на SPS ускорителя.	16
3.2	Схематично представяне на вертикален разрез на формирането на едновременни K^+ и K^- снопове.	18
3.3	Положението на сноповете като функция на импулса (X-координата на снопа, реконструирана в първата дрейфова камера) за 2003 г. и 2004 г.	19
3.4	Принцип на работа на една KABES станция на сноповия спектрометър, като x- и y-координатите са разменени на схемата спрямо тези на NA48/2 установката.	20
3.5	(а) Двумерен спектър на $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^+\pi^-$ събития по реконструирани импулси на трите пиона с помощта на магнитния спектрометър, състоящ се от дрейфови камери и диполен магнит, и измерения импулс на заредените каони в KABES. (б и в) Разделителни способности по импулси и измерване на времето на регистрация на частици в KABES-станциите.	22
3.6	Карти на напречните компоненти на остатъчното магнитно поле (B_x -горе, B_y -долу) по продължение на вакуумната тръба, където разстоянието е измерено от кевларовия прозорец в сантиметри. Различните цветове съответстват на различни x и y координати, при които е измерено магнитното поле.	23

СПИСЪК НА ФИГУРИТЕ

3.7	NA48/2 централна детекторна система – двуизмерен (а) и триизмерен (б) схематичен вид.	24
3.8	Разположение на сцинтилационните вето детектори означени с ANTI (а) и структурата на една станция (б).	25
3.9	Схематично представяне на магнитния спектрометър, където са изобразени реалните размери на разстоянията между дрейфовите детектори и диполния магнит и между самите многонишкове камери в хелиевия резервоар.	26
3.10	(а) Спектрометричния магнит (MNP33) с външни размери $4.40\text{m} \times 4.00\text{m} \times 1.30\text{m}$. Вертикалното и хоризонталното разстояние между двата полюса определят апертурата на магнита, която е 2.40m и 3.20m . (б) Ориентацията на нишките в различните плоскости на една дрейфова камера.	27
3.11	(а) Геометричното разположение на нишките в една вдвоена дрейфова плоскост. Изгледът е перпендикулярен на посоката на снопа. (б) Изображение как U- и V-ориентациите на нишките помагат за еднозначното определяне на координатите на регистрираните сигнали при реконструкция на събитията.	28
3.12	Схема на разположението на сцинтилаторите в двете равнини на ходоскопа.	30
3.13	Схема на дизайна един на един четящ PMB модул.	31
3.14	Вляво е показан квадрант от електромагнитния калориметър, а вдясно е илюстрирана схематично една LKг клетка.	32
3.15	Схематично представяне на влакната на неутралния ходоскоп.	35
3.16	Схема на адронният калориметър.	36
3.17	Геометрично разположение на сцинтилаторите в трите плоскости на мюонния детектор.	37
3.18	Сноп от заредени частици видян през детектора за мониторинг на снопа (а) и движението на отрицателно и положително заредени снопове съответно за един цикъл на SPS ускорителя (б и в).	38
4.1	Опростена схема на пълната тригерна система на NA48/2 експеримента. Тя се състои от две подсистеми: заредена (L2C) и неутрална (L2N), съответстващи на филтрирането на събития за заредени и неутрални каонни разпадания. L2C и L2N заедно с тригерния супервайзър обработват първичните данни като редуцират тяхния обем чрез селектирането само на интересни събития за времеви интервал от $200\mu\text{s}$	42
4.2	Логическа схема на неутралния тригер (L2N), състояща се от: филтриращ модул (FM), система за изчисляване на пиковите (PSS) и LUT система. Използвана е PMB система за мониторинг на неутралните тригерни сигнали.	43
4.3	Схема на логическата структура на заредения тригер от второ ниво (L2C).	46
4.4	Блокова схема на тригерния супервайзор на експеримента NA48/2.	48
4.5	Тригерни думи на NA48/2 експеримента.	49
4.6	Схема за връзките между NA48 детектора, компютърна ферма и Централната система за събиране на данните.	50

6.1	Пример за следи, пресичащи и непресичащи виртуалния цилиндър, при определяне на ниво реконструкция дали произхождат от разпадния обем на експеримента.	58
6.2	Малка корекция на напречната координата, измерена в калориметъра при известно положение на референтната равнина (X_P), е необходима за процеси на разпадане, които произлизат далеч от проективната точка (например T.D), като се вземе предвид проективната структура на електромагнитния калориметър и фактът, че сърцевината на лавината е на дълбочина d_{SW} в LKг.	65
6.3	Корелация между реконструираните маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните в равнината ($M_{\pi^0}, M_{K^\pm}$) и разпределение на взетите граници от номиналните им стойности [25] за селекцията на нормировъчния разпад (MC: МК симулирани събития; Data: данни).	69
6.4	Корелация между реконструираните маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните в равнината ($M_{\pi^0}, M_{K^\pm}$) и разпределение на взетите граници от номиналните им стойности [25] за селекцията на сигнала (MC: МК симулирани събития; Data: данни).	70
6.5	(а) Реконструираната инвариантна маса на електрически неутралните пиони от $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ процесите. (б) Реконструираната инвариантна маса на каонните от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$ разпада. И двете разпределения са от МК симулацията на сигнала след селекцията.	71
6.6	(а) Радиалното разпределение на гравитационния център на събитието до номиналното положение на заредените снопове. (б) Разпределението на измерения импулс на реконстрираните каони. И двете разпределения са от МК симулацията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$ събитията след селекцията.	72
6.7	Показани са основните разпади, които са източници на фон за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^- e^+$ преди да бъдат наложени изискванията за изчистване на фоновите събития и граници на реконструираните маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните.	73
6.8	(а) Реконструираната инвариантна маса на електрически неутралните пиони от $\pi_D^0 \rightarrow e^- e^+ \gamma$ процесите. (б) Реконструираната инвариантна маса на каонните за нормировъчния канал. И двете разпределения са от МК симулацията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ след селекцията.	73
6.9	(а) Радиалното разпределение на гравитационния център на събитието до номиналното положение на заредените снопове. (б) Разпределението на измерения импулс на реконстрираните $K^\pm$ -мезони. И двете разпределения са от МК симулацията на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ след селекцията.	74
7.1	Показани са геометричните ефективности на регистрация за всеки от приносите на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$: спирачно излъчване (IB), пряко излъчване (DE) и тяхната интерференция (Int) в зависимост от времето на набраните данни. По абсцисата са изобразени извадките от данните (Samples) като от 0 до 3 съответстват на данните записани през 2003 г., а от 4 до 8 съответстват на данните записани през 2004 г. Представени са три стойности за всяка извадка от данни: само K^+ (с червено), само K^- (със синьо) и $K^\pm$ (с черно, централна стойност).	81

7.2	A_s на отделните приноси на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ като функция на $m_{ee} = \sqrt{q^2}$, T_π^* , E_γ^* и Z_{vertex}	82
7.3	Показани са геометричните ефективности на регистрацията за всеки от приносите на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ в три различни двуизмерни равнини, които са построени от комбинации на трите различни кинематичните променливи ($m_{ee} = \sqrt{q^2}$, T_π^* , E_γ^*). На най-горния ред са дадени A_s за всеки от варианти на 2D-равнините за IB процеса; на следващия ред е показана A_s в различните 2D-равнини за DE принос; на последния ред – A_s в същите равнини съответно за Int принос. Цветовата скала на стойностите на геометричните ефективностите на регистрацията за IB и DE приносите е в логаритмичен мащаб, а за Int принос е в линеен вид, поради отрицателните стойности, които ясно се виждат в определени области на кинематичното пространство.	83
7.4	Отляво са показани енергията на първия генериран фотон, $E_{\gamma 1}$, с МК симулацията (Prague) на първия ред и с МК симулацията (Photos) на втория ред. На последния ред е илюстрирано отношението на $E_{\gamma 1}$ от двете симулации. В аналогичен ред вдясно е показана енергията и на втория генериран фотон ($E_{\gamma 2}$) с двете симулации.	84
7.5	Отляво е показано m_{ee} разпределението при генериран един фотон с МК симулацията (Prague) на първия ред) и с МК симулацията (Photos) на втория ред. На последния ред е илюстрирано отношението между двете симулации. В аналогичен ред вдясно е показано m_{ee} разпределението с двете симулации с генериран втори фотон.	85
7.6	Разделителна способност на реконструираната m_{ee} маса като функция на m_{ee} за сигнала. Използвана е МК симулацията на доминиращия IB принос към амплитудата на разпадане. Данните са апроксимирани с линейна функция описваща разделителната способност.	86
8.1	На първия ред са показани реконструираните инвариантни маси на неутралния пион и заредения K-мезон на сигнала заедно с фоновите събития от $K_{3\pi D}$, $K_{2\pi D}$ и K_{e3D} , а на втория ред е представено разпределението на инвариантната маса на дилептонната двойка в логаритмичен мащаб.	90
8.2	На първия ред са показани реконструираните инвариантни маси на неутралния пион и заредения K-мезон на нормировъчния канал на разпадане от данните сравнени с МК симулацията (Prague) и със симулираните фоновите събития от K_{l3D} и $K_{3\pi D}$ разпадите като последните са умножени с коефициент от 50. На втория ред е представено разпределението на инвариантната маса на електрон-позитронната двойка на процеса $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ в логаритмичен мащаб заедно с фоновите събития.	92
8.3	(а) Втората равнина на сцинтилационния ходоскоп с верикално подредени сцинтилатори и приетите по дефиниция четири квадранта. (б) Първата равнина на CHOD с хоризонтално наредени сцинтилатори и четири квадранта по определение. (в) Вертикални сцинтилаторни "стрипове" с логически определени под-квадранти.	93

- 8.4 L1 неефективност: Показани са неефективните области за три заредени следи преминаващи през плоскостите на сцинтилационния ходоскоп за: данните на $K_{2\pi_D}$ събитията (най-горния ред), МК симулациите (Prague) (реда по средата) на $K_{2\pi_D}$ и МК симулациите (IB и DE) на сигнала (долен ред). Във фигурите, представени в лявата колона не се забелязва конкретна тенденция, защото данните от SS0-извадката нямат известни проблеми. В SS3-извадката от данни (колоната по средата) и в SS4 данните (колоната най-вдясно) могат да се видят половината от хоризонтални сцинтилаторни ивици, които са неефективни. Различните кинематики на процесите $K_{2\pi_D}$ и на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ се проявяват в различни корелации между неефективността на мястото, където преминава една заредена следа спрямо положенията, където са преминали другите две заредени следи. 95
- 8.5 L1 и L2 тригерните ефективности за IB, DE и Int приноси в амплитудата на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, пресметнати от съответните МК симулации. По абцисата са изобразени извадките от данните като от 0 до 3 съответстват на данните набрани през 2003 г., а от 4 до 8 са извадките от данни от 2004 г. Представени са три стойности за всяка извадка от данни: само K^+ (с червено), само K^- (със синьо) и $K^\pm$ (с черно, централна стойност). 96
- 8.6 Тригерните ефективности за L1 и L2 на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ като функция на $(e^+ e^-)$ -инвариантната маса от МК симулациите на IB и DE приносите в амплитудата на разпадане. 96
- 8.7 Представени са L1 и L2 тригерни ефективности на нормировъчния канал на разпадане като функция от времето. По абцисата са изобразени съответните извадки от данни като от 0 до 3 се данните записани през 2003г., а от 4 до 8 са данните набрани през 2004г. На графиката на първия ред най-вдясно са изобразени контролните тригери със запълнените символи, а с отворените символи са дадени измерените тригерни ефективности с допълнителни критерии срещу случайни събития и времеви несъответствия. За всяка извадка от данни във всяка графика са дадени три стойности: само K^+ (червена дясна стойност), само K^- (синя лява стойност), $K^\pm$ (черна централна стойност). 97
- 8.8 Измерените тригерни ефективности за L1 и L2 като функция на инвариантната маса на дилептонната двойка от данните и МК симулациите (Prague) на селективните $K_{2\pi\pi_D^0}$ кандидат-събития. 98
- 9.1 Представено е разпределението на условието ограничаващо масите на реконструираните π^0 и $K^\pm$ мезони след прилагане на всички критерии на отбор за експерименталните данни (най-вляво) и за МК симулациите на процесите, които са източници на фон. 102
- 9.2 Показано е разпределението на условието ограничаващо масите на реконструираните π^0 и $K^\pm$ мезони за всеки от генерираните приноси (IB, DE, Int > 0 и Int < 0) на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ след пълната селекция на кандидат-събитията на сигнала. 102

СПИСЪК НА ФИГУРИТЕ

9.3	(а) Вариацията на кандидат-събитията за отношението между данни и данни и фон като функция от вариацията на критерия ограничаващ реконструирания маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните на сигнала. (б) Вариацията на геометричната ефективност на регистрация на всеки принос към сигнала и вариацията на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ като функция на вариацията на условието (6.9).	103
9.4	Статистическа комбинация от четири независими измервания на относителната вероятност на разпадане на сигнала за K^+ , K^- , 2003г. и 2004г. поотделно. Оцветеният сектор представлява $\pm 1\sigma$ от $BR_{comb} = (4.235 \pm 0.063) \times 10^{-6}$ за една извадка от данни (червената линия). Показаните грешки са само статистически.	104
9.5	Показани са генерираните разпределения за IB (лява колона), DE (средна колона) и Int (дясна колона) в (E_γ^*, T_π^*) -равнината за три последователни интервала на $\sqrt{q^2} = m_{ee}$. За IB и DE приносите цветната скала е в логаритмичен мащаб, а за Int принос цветната скала е в линеен мащаб за по-добро визуализиране на отрицателната му компонента.	108
9.6	Представени са разпределения на IB (лява колона), DE (средна колона) и Int (дясна колона) в (E_γ^*, T_π^*) -равнината за три последователни интервала на $\sqrt{q^2} = m_{ee}$ след селекцията за сигнала от МК симулациите. За IB и DE приносите цветната скала е в логаритмичен мащаб, а за Int принос цветната скала е в линеен мащаб за по-добро визуализиране на отрицателната му компонента.	109
9.7	(а) Заселеността със събития за всяка 3D-кутия за всички експериментални данни на сигнала и сумата от фона и симулираните приноси в амплитудата на разпадане след апроксимирането. (б) Заселването за всяка 3D-кутия съответно за фона (нормиран до съответния мащаб) и трите МК симулации за IB, DE и Int приносите в амплитудата на разпадане на сигнала, които са използвани за апроксимирането.	111
9.8	Вариация на DE/IB и Int/IB с промяната на фона спрямо референтното апроксимиране в единици σ е представена на първия ред. На вторият ред е показана вариацията на вероятността за апроксимиране с χ^2 едновременно с варирането на фона.	111
9.9	На горният ред са показани генерираните ϕ разпределения за K^+ (червено) и K^- (синьо) за IB и DE приносите в амплитудата на изследвания сигнал. Отношението на генерираните K^+ и K^- спектрите отразява експерименталното отношение $K^+/K^- \sim 1.8$. На долния ред са представени съответно вариацията на геометричната ефективност на регистрация според половинките на ϕ пространството за K^+ (червено) и K^- (синьо).	113

Списък на таблиците

3.1	Потоци от заредени частици след крайните колиматори за един цикъл на ускорителя.	19
4.1	Характеристики на контролните тригери за набраните данни през 2003-2004г.	49
6.1	Представен е броя на извадките от данни (общо 9) и за всяка от тях е даден съответния брой на периодите, които са набрани при стабилни условия през 2003-2004г. Полярностите на диполния магнит са се сменяли по-често през 2004г., което се отразява на по-голям брой и по-къси по време периоди на събиране на данни при стабилни условия (718 Runs и 354268 на брой пакети от записани данни).	62
6.2	Списък на приложените корекции за търсене на кандидат-събитията при анализирането на данните/МК симулациите за сигнала и нормировъчния процес.	62
7.1	Представени са геометричните ефективности на регистрация (A_s) за IB, DE и Int приноси на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, които са получени от съответните МК симулации генерирани за всички периоди на данни от 2003-2004г. при стабилни условия. . . .	80
7.2	Представени са геометричните ефективности на регистрация (A_n) на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ и за двете МК симулации, които са генерирани за всички периоди от набрани данни през 2003-2004г. с възпроизведено отношение $K^+/K^- \sim 1.8$	85
7.3	Представени са разделителните способности за реконструирания маси на π^0 и $K^\pm$ мезоните на нормировъчния процес и сигнала в MeV/c^2 , които са оценени от съответните разпределения от данните и МК симулациите. За процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ е използвана МК симулацията (Prague), а за $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$ разпадите е използвана МК симулацията за доминиращия IB принос към амплитудата на разпадане.	86
8.1	Представени са изчислените геометрични ефективности на регистрация (A), относителните им вероятности на разпадане (BR) и броя на събития на симулираните фонові процеси на сигнала след селекцията на процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$	88

СПИСЪК НА ТАБЛИЦИТЕ

8.2	Представени са пресметнатите грешки от всички приноси за оценката за фон на процеса $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$. Използвани са изразите (8.3) и (8.4) за изчисляване на фоновите събития за нормировъчния канал.	89
8.3	Представени са изчислените геометрични ефективности на регистрацията (A) и броя на оцелелите събития след критериите за селектиране на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ кандидат-събитията получени от МК симулациите на фонове процеси. Относителните вероятности на разпадане (BR) са пресметнати от [25].	91
8.4	Представени са пресметнатите грешки от всички приноси за оценката за фон на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ процеса. Използвани са изразите (8.5) и (8.6) за изчисляване на фоновите събития за нормировъчния канал на разпадане.	91
8.5	Филтриращи условия за измерването на тригерната ефективност на сигнала и нормировъчния канал.	94
8.6	L1 и L2 тригерни ефективности за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-$, получени от МК симулациите за IB и DE приносите в амплитудата на разпадане.	94
8.7	Тригерна ефективност за процесите $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ за L1 и L2 за пълния набор от данни.	97
9.1	Ефектите от радиационни корекции върху геометричните ефективности на регистрацията на нормировъчния канал и на сигнала. Относителните грешки свързани с пресмятането на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ са дадени в последната колона.	100
9.2	Представени са всички приноси към различните видове неопределености: статистическа, систематична и външна.	105
9.3	Представени са стойностите на всички параметри необходими за измерването на $BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^+ e^-)$ за набора на данни както за всяка година поотделно, така и за пълния набор на данни и от двете години.	106
9.4	Представени са всички резултати от апроксимирането за различни конфигурации на 3D-кутиите ($N1 \times N2 \times N3$). Във втората колона са дадени броя на събитията във всяка кутия от данните. За всяка апроксимация е използвана една и съща обща норма $N \sim 0.0143 \pm 0.0003$ (малко по-малка от 0.0141 и 0.0139 ± 0.0003 съответно за последните два реда от Таблицата с един параметър по-малко). Последната колона дава корелацията между параметрите a и b, когато това е приложимо.	110
9.5	Всички стойности на параметрите за получаването на A_{CP} сигнала. Отношението фон към сигнал е изчислено за всеки знак на заряда поотделно. . .	112
9.6	Всички стойности на параметрите за изчисляване на съотношението на относителната вероятност на разпадане на изследвания сигнал за различните заряди на каоните и различните половини в ϕ пространството.	114