

ВИСША АТЕСТАЦИОННА КОМИСИЯ  
СПЕЦИАЛИЗИРАН НАУЧЕН СЪВЕТ  
ПО ЯДРЕНА ФИЗИКА, ЯДРЕНА ЕНЕРГЕТИКА И АСТРОНОМИЯ

Румен Василев Ценов

**Търсене на осцилации и изследване на взаимодействията  
на неутрината в експеримента CHORUS**

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за присъждане на научната степен  
“ДОКТОР НА ФИЗИЧЕСКИТЕ НАУКИ”

София  
2009 г.

Защитата на дисертационната работа ще се състои на заседание на СНС по ЯФЯЕА при ВАК на \_\_\_\_\_ от 15:00.ч. в зала 300 на ИЯИЯЕ –БАН, София, бул.Цариградско шосе, №72.

Материалите по защитата са на разположение на интересуващите се в библиотеката на ИЯИЯЕ-БАН.

ВИСША АТЕСТАЦИОННА КОМИСИЯ  
СПЕЦИАЛИЗИРАН НАУЧЕН СЪВЕТ  
ПО ЯДРЕНА ФИЗИКА, ЯДРЕНА ЕНЕРГЕТИКА И АСТРОНОМИЯ

Румен Василев Ценов

**Търсене на осцилации и изследване на взаимодействията  
на неутрината в експеримента CHORUS**

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за присъждане на научната степен  
“ДОКТОР НА ФИЗИЧЕСКИТЕ НАУКИ”

Научна специалност 01.03.05  
„Физика на елементарните частици и високите енергии”

Рецензенти: 1. acad. проф. дфн Матей Матеев  
2. проф. дфн Сергей Петков  
3. ст.н.с. I ст. дфн Нъшан Ахабабян

София  
2009 г.

Дисертационната работа съдържа 273 страници. Включва 121 фигури и 31 таблици. Номерата на уравненията, фигурите и таблиците в автореферата съвпадат с тези в дисертацията. Библиографията обхваща 308 заглавия.

Дисертантът е доцент в катедрата по Атомна физика на Физическия факултет на Софийския университет „Св. Климент Охридски“.

Изследванията, представени в дисертационния труд, са извършени в Европейския център за ядрени изследвания (CERN) в Женева и във Физическия факултет на Софийския университет.

Дисертационната работа е обсъдена и насочена за защита от Катедрения съвет на катедра Атомна физика на 1 октомври 2009 г.

## Цел на дисертационния труд

Целта на описаните в дисертацията изследвания е търсенето на явлениято *осцилации на неутрината*, изучаването на характеристиките на процесите на взаимодействие на мюонните неутрина с нуклоните, главно такива, при които се раждат късоживеещи очаровани адрони и измерване на важни физически величини, контролиращи тези процеси.

## Структура на дисертацията

Дисертацията описва изследванията на свойствата на неутрината от колаборацията CHORUS [1], проведени в периода 1994 – 2008 г. със същественото участие на автора. Авторът се присъедини към колаборацията през м. март 1994 г., малко преди да започне първият сеанс за набиране на данни. От тогава и до сега той е активен неин участник.

Дисертацията се състои от десет глави.

**Глава 1** е уводна.

В **Глава 2** са разгледани свойствата на неутрината и сеченията им на взаимодействие, като акцент е поставен на онези процеси, които по-нататък са изследвани от CHORUS.

**Глава 3** представя феноменологичното описание на явлениято *неутринни осцилации* и обзор на експерименталните данни, свързани с него.

**Глава 4** представлява описание на експерименталния комплекс CHORUS и набирането на данни от него.

В **Глава 5** са представени процедурите за обработка и анализ на записаните събитията и компютърната реализация на съответните алгоритми.

В **Глава 6** са описани резултатите по търсене на осцилации на неутрината, получени от CHORUS.

Обширните сведения за сеченията за взаимодействие на неутрината с нуклоните, особено с раждането на очаровани частици, получени от колаборацията със същественото участие на автора, са предмет на **Глава 7**.

В **Глава 8** са обобщени научните приноси на автора, които той защитава в тази дисертация.

**Глава 9** представя наукометрични данни към 01.09.2009 г. за публикациите, върху които е написана дисертацията,

**Глава 10** съдържа кратко заключение и благодарности.

След нея следва списък с **литературни** заглавия, разделени в три групи:

**A.** Публикации на автора, включени в дисертацията;

**B.** Вътрешни съобщения и доклади на автора на съвещания на колаборацията CHORUS;

**C.** Цитирана литература.

## Актуалност на изследванията

Неутрината са най-енигматичните квантови обекти измежду многото известни днес елементарни частици. Съществуването на частицата неутрино е предположено от Pauli през 1930 г. с цел „спасяване” на закона за запазване на енергията при  $\beta$ -разпаданията [2]. В сегашната терминология Pauli е предположил съществуването на електронното антинеутрино. Както много други негови хипотези и тази се оказва успешна.

Първото експериментално указание за пряко наблюдаване на взаимодействия на неутрина е получено от Reines и Cowan през 1953 г. чрез регистриране на взаимодействия на неутрина, излъчвани от ядрения реактор в Hanford край Washington [3]. Година по-късно експериментът е повторен с реактора в Savannah River с по-добра защита от космическите лъчи

и по-висока ефективност и е получено еднозначно потвърждение за регистрирането на неутринни взаимодействия. Работата е публикувана в Nature и Science през 1956 г. [4].

По-същото време R. Davis се опитва да регистрира реакция на електронен захват в сноп от неутрина от ядрения реактор в Brookhaven и показва, че сечението ѝ е поне на порядък по-малко от измереното от Reines и Cowan [5]. Оказва се, че съществуват две неутрина, частица и античастица едно спрямо друго, които взаимодействат различно с веществото. Потвърждава се концепцията за наличието на адитивен запазващ се заряд на лептоните  $L$ , подобен на барионния. Той е предложен от Konopinski и Mahmoud [6] и независимо от тях от Зельдович [7] през 1953 г., за да обясни отсъствието на някои слаби разпади, които иначе биха се наблюдавали.

Едновременно с това експерименти по определяне на крайната точка на  $\beta$ -спектъра поставят горна граница за масата на (анти)неутриното от порядъка на  $250 \text{ eV}^2/c^2$  [8], много по-малка от масата на електрона. Това измерване подтиква към предположението, че неутрината имат нулева маса на покой. В добавка експериментите на Wu и сътрудници показват 100%-но запазване на пространствената четност в  $\beta$ -разпада на  $^{60}\text{Co}$  [9]. Тези експериментални факти довеждат логично до хипотезата за двукомпонентното Дираково безмасово неутрино, формулирана независимо от Ландау [10], Lee и Yang [11] и Salam [12] през 1957 г.. Малко след това Goldhaber и сътрудници измерват спиралността на неутриното  $\lambda_\nu = -1$  [13]. Така се затвърждава убеждението, че в Природата съществуват само ляво-винтови неутрина и дясно-винтови антинеутрина, между които няма смесване.

През 1959 г. Понтекорво изказва хипотезата, че неутриното, което се излъчва при разпадането на пиона  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  и това, което се излъчва при  $\beta$ -разпадането, са от различен тип, като второто е свързано с електронния зареден слаб ток, а първото – с мюонен зареден слаб ток [14]. Той обсъжда и начини за експериментална проверка, като за пръв път предлага използването на неутрина, получени от ускорител<sup>1</sup>. Хипотезата е потвърдена през 1962 г. от Lederman и сътрудници, които провеждат първия неутринен експеримент на ускорител и показват, че неутрината от пионния разпад произвеждат мюони при взаимодействието си с веществото и никакви електрони [16]. Резултатите са потвърдени след 2 години и от експерименти в CERN с използването на мехурчести и искрови камери [17].

Теоретичната интерпретация на горните наблюдения се оформя в постулирането на закон за запазване на електронно  $L_e$  и мюонно  $L_\mu$  лептонни числа и съществуването на две поколения лептони: електронно и мюонно, при което имаме т.нар.  $\mu$ - $e$  универсалност, т.е. слабите взаимодействия и на двете поколения се описват с едни и същи константи.

През 1975 г. е открит трети лептон –  $\tau$ -лептонът [18] и веднага е предположено съществуването на съответното неутрино –  $\nu_\tau$ . Пряко наблюдаване на негови взаимодействия е осъществено едва в 2001 г. от експеримента DONUT [19]. Схемата се допълва с още едно поколение, а лептонните числа – с числото  $L_\tau$ .

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Съществуването на три поколения лептони изглежда естествено, след като имаме и три поколения кварки:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

<sup>1</sup> Няколко месеца по-късно и независимо от него Schwartz предлага метод за получаване на неутринен сноп от високо енергетичен ( $\sim 10 \text{ GeV}$ ) ускорител чрез използване на разпадите на фокусирани вторични пиони и прави приблизителни пресметания за броя взаимодействия в единица време, които биха се наблюдавали [15].

Броят на неутрината с маса, по-малка от половината от масата на  $Z^0$  – бозона, може да се извлече от експериментално измерената „невидима” ширина на разпадане на този бозон [20]:

$$N_\nu (m_\nu < 45 \text{ GeV}/c^2) = 2.984 \pm 0.008, \quad (1.4)$$

което потвърждава схемата (1.2).

Трите неутрина в (1.2) (и съответните антинеутрина) изглеждат безмасови<sup>2</sup>. Експериментите до сега за измерване на масата им дават само горни граници (90%  $CL^3$ ) [21]:

$$\begin{aligned} m(\nu_e) &\leq 3.0 \text{ eV}/c^2, \\ m(\nu_\mu) &\leq 0.19 \text{ MeV}/c^2, \\ m(\nu_\tau) &\leq 18.2 \text{ MeV}/c^2. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Тези факти са причината Стандартният модел на фундаменталните частици и взаимодействия да включва само три безмасови ляво-винтови неутрина и съответно дясно-винтови антинеутрина и глобална симетрия, която запазва трите лептонни числа поотделно. Подобна представа се съгласуваше много добре с експерименталните наблюдения<sup>4</sup> почти до края на XX век.

През 1957 г. Понтекорво изказва предположението, че квантово-механичното състояние на неутрино, родено в слабо взаимодействие, е суперпозиция от състоянията на две Майоранови неутрина [23] с определени маси и стига до идеята за осцилации на неутрината [24,25] по аналогия с наблюдаваните малко преди това осцилации на неутралните каони. По това време е известен само един тип неутрино. През 1962 г., след като е потвърдено съществуването на мюонното неутрино, Maki, Nakagawa и Sakata разглеждат възможността за смесване на  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  [26]. Всички възможни типове осцилации в случая на две неутрина са разгледани от Понтекорво в 1967 г. [27].

Както се вижда, идеята за квантово-механично смесване на неутринните състояния съпътства развитието на физиката на елементарните частици от половин век, въпреки липсата на експериментални указания. Причината е, според автора, че не съществуват теоретични доказателства за нулева маса на покой на неутрината, както и откритият въпрос относно фермионната им природа – дали са Диракови или Майоранови фермиони.

Нещо повече – съществуват сериозни теоретични аргументи в полза на предположението, че неутрината са масивни<sup>5</sup> частици и тогава те могат да се смесват. Повечето съвременни теоретични конструкции, излизащи извън рамките на Стандартния модел, групират кварките, заредените лептони и неутрината в общи мултиплетни, при което механизмът на Хигс генерира маси както за кварките и лептоните, така и за неутрината (виж напр. [28]).

В началото на 90-те години на XX век започнаха да се появяват указания, че може би неутрината действително се смесват, т.е. осцилират. Най-напред, това е една от възможните интерпретации на „недостига” на слънчевите неутрина (за подробно описание на проблема виж, напр. [29]). Освен това експериментът KamioKaNDE, създаден за търсене на разпад на протона и регистриращ като фон взаимодействията на слънчевите и атмосферни неутрина, съобщи за аномалии в броя на тези взаимодействия, които могат да се интерпретират като резултат от неутринни осцилации [30,31].

Ако неутрината се смесват квантово-механично, то те трябва да имат макар и малки, но отлични от нула маси на покой. Тогава те биха могли да се разглеждат като кандидат за т.нар.

<sup>2</sup> Тук и по-нататък ще използваме това малко „жаргонно” определение за частици с нулева маса на покой.

<sup>3</sup> С буквената комбинация  $CL$  (*Confidence Level*) ще означаваме статистическите доверителни нива и интервали.

<sup>4</sup> С едно единствено изключение – експериментът на Davis и сътрудници по измерване на потока неутрина от Слънцето [22].

<sup>5</sup> т.е., с маса на покой, отлична от нула.

„тъмна материя”, която по това време започна да присъства в космологичните модели (съвременен обзор може да се намери напр. в [32,33]). Някои интерпретации на първите спътникови измервания на космическото фоново микровълново лъчение от спътника COBE [34] включват значителен принос към тъмната материя на  $\tau$ -неутрина с маса  $\sim 10 \text{ eV}/c^2$  [35]. Осцилации на неутрина с подобни масови разлики биха били достижими за наблюдаване в експерименти с относително високо енергетични неутринни снопове, получени от ускорител, при прелетни разстояния  $\sim 1 \text{ km}$ .

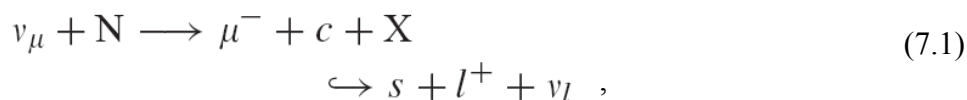
Тези и подобни аргументи мотивират две групи от изследователи да предложат в началото на 90-те години експериментална програма за търсене на неутринни осцилации от типа  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  в неутринния сноп от ускорителя SPS в CERN. Колаборацията CHORUS [1] предлага използването на хибриден детектор [36,37], докато колаборацията NOMAD [38] се ориентира към чисто електронна методика [39]. Експерименталната програма на CHORUS е утвърдена от Научния комитет за експерименти на ускорителите SPS и LEP през 1991 г. и след това започва нейната реализация.

В следващите години, паралелно с построяването на детектора и реализирането на експерименталната програма на CHORUS, се развиваше както теоретичното описание на неутринните осцилации, така и експерименталното им изучаване.

Изследването на раждането на очаровани адрони в  $\nu_\mu$  и  $\tilde{\nu}_\mu$  CC-взаимодействия е интересно от физическа гледна точка по няколко причини, по-важните от които са следните:

- възможността да се проучи механизмът за раждането на очарован кварк в дълбоко-нееластично лептон-нуклонно разсейване и неговата теоретична интерпретация чрез премащабиране на безразмерната променлива на Bjorken  $x_B$ ;
- възможността да се измери масата на очарования кварк;
- възможността да се получат сведения за непертурбативните процеси на фрагментация на очарованите кварки в адрони;
- уникалната възможност да се оцени елементът  $|V_{cd}|$  от СКМ матрицата;
- възможността за оценка на разпределенията по импулси на глюоните в нуклоните чрез изследване на дифракционни процеси;
- измерване на нуклонните структурни функции, в частност функцията  $F_3$ , и съдържанието на страни кварки в нуклоните.

Раждането на очаровани адрони при неутринни взаимодействия е изследвано в редица експерименти главно чрез анализирането на събития с два (или повече) мюона в крайно състояние (сравнително пълен обзор може да се намери в [40]). С такъв метод за пръв път е наблюдавано раждането на очаровани частици в неутринни взаимодействия от експеримента HPWF [41]. Елементарният процес е



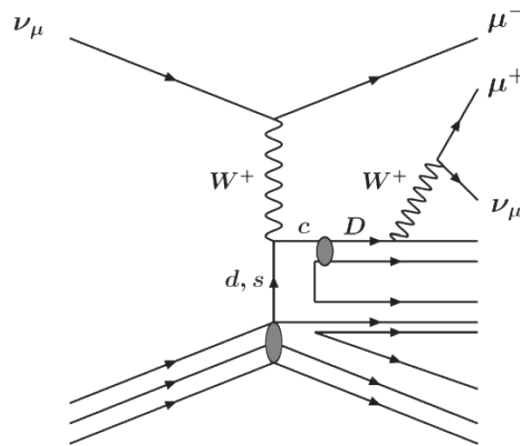
при който очарованият кварк фрагментира в очарован адрон, който се разпада с раждането на лептонна двойка ( $l^+ \nu_l$ ). Ако  $l^+ = \mu^+$ , то в детектора се наблюдават два противоположно заредени мюона, което е сигнал за раждането на очарован кварк. При разсейване на  $\nu_\mu$  се излъчва  $W^+$ , който взаимодейства с  $d^-$  или  $s^-$ -кварк от мишената (CC-взаимодействие). При разсейване на  $\tilde{\nu}_\mu$  взаимодействието е съответно с  $\tilde{d}^-$  или  $\tilde{s}^-$ -кварк. Диаграмата на процеса е показана на Фиг. 7.1.

В електронните експерименти се прави предположение, че по-високо енергетичният мюон е резултат от CC взаимодействието (първичен мюон<sup>6</sup>), а другият – с противоположен знак, е резултат от разпадане на родения във взаимодействието очарован адрон (вторичен

<sup>6</sup> Тази дефиниция в някои анализи се заменя с изискването първичният мюон да е с най-голям напречен импулс измежду регистрираните в събитието мюони, виж напр. [A13, A26, 42]



мюон). Анализ, базиран на такова предположение обаче, трябва да се „бори“ със значителен фон от разпади на родени във взаимодействието пиони и каони. Това става като се налага ограничение на импулса на вторичния мюон отдолу, което води до наблюдаването само на



**Фигура 7.1** Раждане на  $\mu^+\mu^-$  двойка при  $\nu_\mu N$  взаимодействие. Разсейването е от  $d$ - или  $s$ -кварк, при което се ражда  $c$ -кварк, който фрагментира в очарован адрон (в случая е показан  $D$ -мезон). Последният се разпада полулептонно с излъчването на  $\mu^+$ .

високо-енергетичната част от мюонния спектър. Освен това е необходимо да са известни както съотношенията между сеченията за раждане на различни очаровани адрони, така и техните парциални вероятности за разпадане с излъчване на мюон.

Хибридният характер на експерименталната установка на CHORUS предлага чудесни възможности за изучаването на ражданията и разпаданията на кратко живеещите очаровани адрони, родени при взаимодействията на неутрината от снопа с атомните ядра от емулсионната мишена. По-малкият брой регистрирани събития в сравнение с чисто електронните експерименти се компенсира от практически пълното възстановяване на топологията на събитията, получаването на много по-чиста извадка от събития и възможността да се изучават инклузивни характеристики на процесите. Използвайки това предимство колаборацията CHORUS реализира интересна експериментална програма за изследване на раждането и разпадането на адрони с открито очарование в емулсионната мишена, такива като  $D^0$ ,  $D^{*+}$ ,  $D_S^{*+}$ ,  $\Lambda_C^+$ . Единственият експеримент, реализирал подобна програма, но в много по-ограничен мащаб и с около 20 пъти по-малък брой регистрирани събития, е експериментът E531 във Fermilab [43].

### Експериментът CHORUS и неговото програмно осигуряване

Основната идея за търсене на неутринни осцилации от типа  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  в експеримента CHORUS е следната. Най-напред се формира интензивен и максимално еднороден сноп от мюонни неутрина. Те прелитат известно разстояние до попадането си в детектора, при което част от тях биха могли да осцилират в  $\tau$ -неутрина. При взаимодействие с вещество посредством зареден ток тези  $\nu_\tau$  раждат  $\tau$ -лептони.

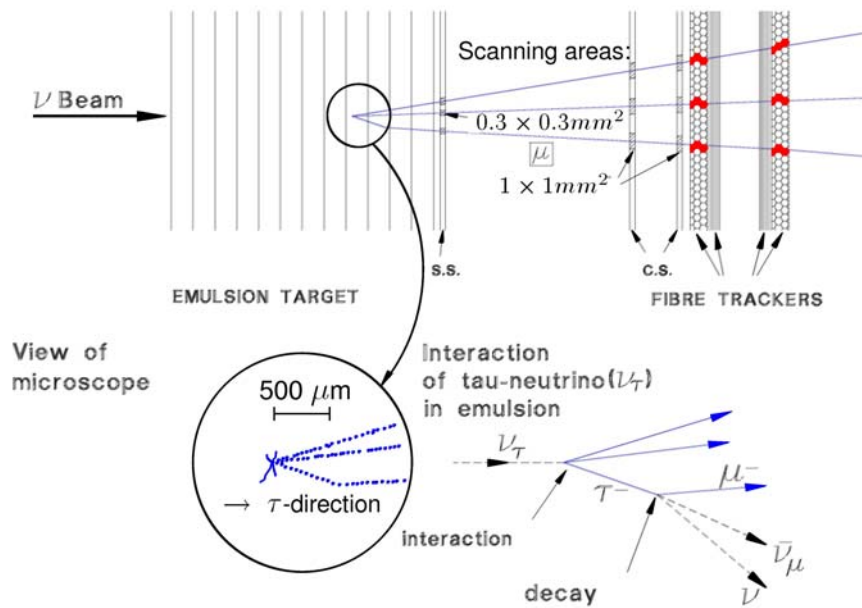
$$\nu_\mu + N \rightarrow \tau^- + X \quad (4.1)$$

В детектора CHORUS се регистрира и визуализира мястото на взаимодействието на  $\nu_\tau$ , раждането на  $\tau$ -лептон и последващият разпад на  $\tau$ -лептона по един от следните канали:

	<i>парциална вероятност</i>	
$\tau^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + \nu_\tau$	18%	(4.2a)
$\tau^- \rightarrow h^- + n\pi^0 + \nu_\tau$	50%	(4.2б)
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- + n\pi^0 + \nu_\tau$	14%	(4.2в)
$\tau^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_\mu + \nu_\tau$	18%	(4.2г)

При средно време на живот на  $\tau$ -лептона  $2.9 \times 10^{-13}$  s [44] и типичните енергии на неутрината от снопа средният пробег на  $\tau$ -лептона преди разпадането му е от порядъка на 1 mm. В случаите (4.2a,б,г) имаме следа на заредена частица след точката на взаимодействие, която търпи „счупване” (kink) при разпадането на  $\tau$ , докато в случая (4.2в) имаме „звезда” от 3 следи. Случаят (4.2a) е илюстриран на Фиг. 6.1.

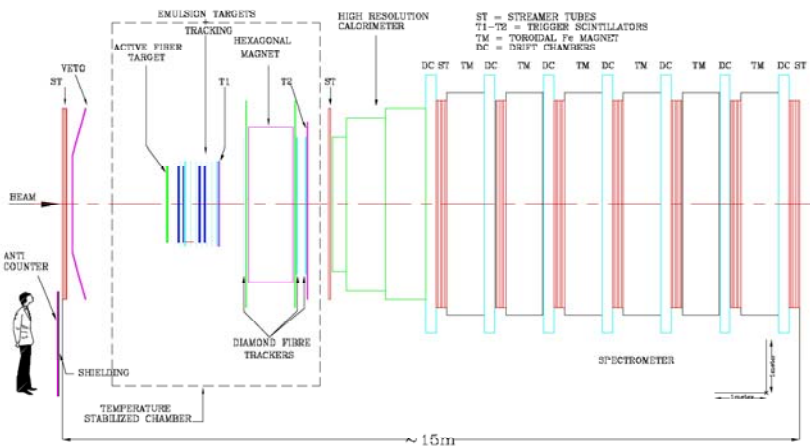
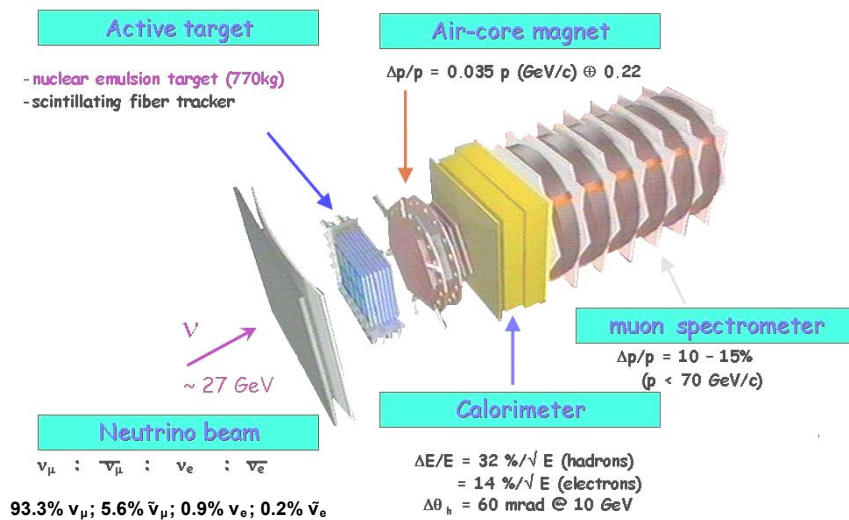
За да се осъществи надеждно регистриране и идентифициране на раждане и разпадане на  $\tau$ -лептон е възприета „хибридна” конфигурация, в която се комбинират детекторни системи от различен тип: ядрена фотоемулсия и електронни детектори<sup>7</sup>. Схематично експерименталният комплекс е показан на Фиг. 4.1.



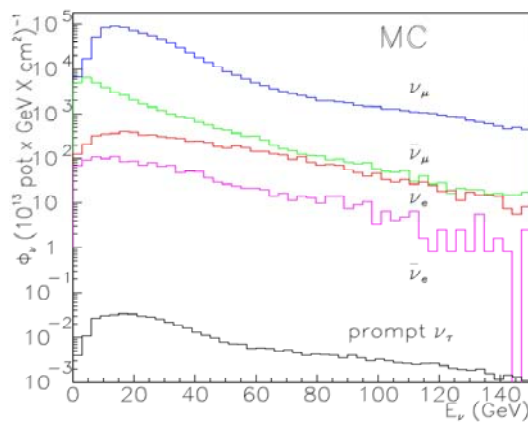
Фигура 6.1. Схематично изображение на СС- взаимодействие на  $\nu_\tau$  в емулсионната мишена с раждане и последващо разпадане на  $\tau$ -лептон и принцип на локализиране на върха на взаимодействието чрез екстраполиране на възстановените в мишенния координатен детектор траектории на заредените частици към емулсионните листа.

<sup>7</sup> Тук и по-нататък под „електронни детектори” ще разбираме детекторни системи, които формират в реално време електрически сигнали в резултат на преминаването на частици с високи енергии и тези сигнали се записват на постоянни носители по подходящ начин.

## CHORUS detector



**Фигура 4.1.** Експерименталният комплекс CHORUS: общ изглед (горе) и схема на разположението на отделните детектори (долу).



**Фигура 4.4.** Енергетични спектри на различните типове неутрина, присъстващи в снопа на WANF, получени посредством пълно Монте-Карло симулиране на комплекса. Съставът на снопа е 93.3%  $\nu_\mu$ ; 5.6%  $\bar{\nu}_\mu$ ; 0.9%  $\nu_e$ ; 0.2%  $\bar{\nu}_e$

Той се състои от мишена, композирана от листовے фотоемулсия, система от плоскости от сцинтилационни влакна, разположени в областта на мишената (мишенен координатен детектор), сцинтилационни тригерни ходоскопи, адронен магнитен спектрометър, електромагнитен и адронен калориметър и мюонен спектрометър. Апаратурата се облъчва с неутринен сноп, произведен от комплекса WANF<sup>8</sup> [45] в CERN. Съставът на снопа и спектърът на неутрината по енергии е показан на Фиг.4.4.

Основният материал на **мишената** е ядрена фотоемулсия с обща маса 770 kg. В нея се регистрират взаимодействията на неутрината от снопа за времето на експониране. Ядрената фотоемулсия дава възможност да се получи тримерна пространствена картина на района на взаимодействието и последващите разпадания на късоживеещите частици с разделителна способност от порядъка на 1  $\mu\text{m}$  и висока плътност на почерняване на следите от заредени частици – около 300 зърна/mm. Ето защо тя е идеален инструмент за увереното регистриране на  $\tau$ -лептони. Това нейно качество е много важно за експеримента CHORUS, където фоновите взаимодействия на неутрината от снопа са от порядъка на  $10^6$ .

Реконструкцията и анализът на записаните в емулсията следи се извършва с автоматизирани оптически микроскопски системи за сканиране и последващо оцифроване и филтриране на образите. Тези системи позволяват тримерно възстановяване и визуализиране на следите на частиците, което е съществено за идентифицирането на  $\tau$ -лептонните разпади. Главен проблем е продължителното време на сканиране на следите в емулсията, което в случая на CHORUS достига години. Ето защо от изключително значение са електронните детектори, които са тригеруеми и записват информация само за интересуващи ни събития. Тази информация подлежи на последващо филтриране, при което остават действително интересните събития. След това електронно възстановените траектории на заредените частици се използват за целеуказване на интересните за сканиране участъци от емулсията и се „съшиват“ с намерените там следи. Така получаваме много детайлен образ на мястото на взаимодействието и пространствените характеристики на траекториите на напускащите го частици заедно с кинематичните характеристики и идентификацията на същите тези частици, получени от електронните детектори.

Електронните детектори са разположени след мишената от фотоемулсия. **Мишенният координатен детектор** възстановява траекториите на заредените частици в областта на мишената. Добрата му пространствена разделителна способност е съществена за успешното реконструиране на събитията. **Адронният магнитен спектрометър** реконструира траекторията и импулса на заредените адрони, напускащи мишената. **Калориметърът** измерва енергията и посоката на електромагнитните и адронни лавини (каскади), развили се в него и подпомага също така измерването на траекториите на заредените частици, които са преминали през него без да инициират лавини. **Мюонният спектрометър** измерва заряда и импулса на мюоните, попаднали в него. Характеристиките на детекторните системи на CHORUS, както и на неутринния сноп, са описани подробно в Глава 4 на дисертацията.

Набирането на данни от експеримента CHORUS започна през май 1994 г. и продължи до октомври 1998 г. След набирането на данни през 1994 г. един от емулсионните пакети (около 200 kg емулсия) беше заменен с друг и проявен за да се получат предварителни физически резултати. След завършване на цикъла на работа на SPS през октомври 1995 г. всичките емулсионни пакети бяха проявени. Обещаващите физически резултати и развитието на техниката за автоматично сканиране на емулсиите дадоха основание на колаборацията да поиска удължаване на срока на работа на експеримента с още две години [46].

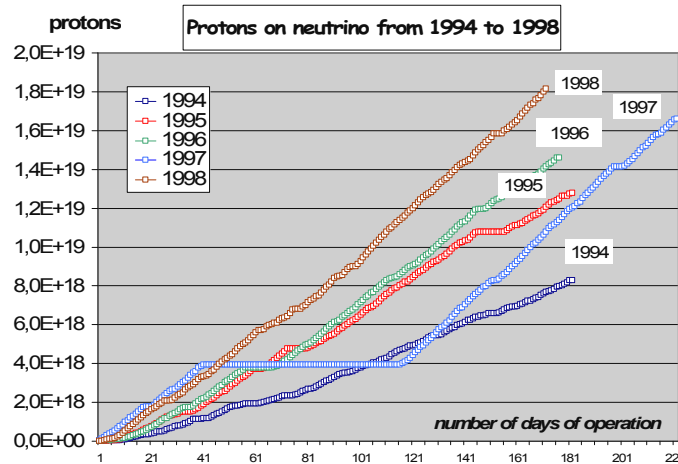
След полученото одобрение колаборацията предприе редица усъвършенствания на апаратурата и продължи набирането на данни през 1996 и 1997 г. с нов комплект от емулсионни пакети. След това и тези пакети бяха проявени, а CHORUS продължи да набира данни и през 1998 г. без емулсионна мишена, реализирайки интересна физическа програма (виж §7.10 от дисертацията). Сумарната информация за процеса на набиране на данни е дадена в Табл. 4.3 и е графично представена на Фиг. 4.27

---

<sup>8</sup> Wide Area Neutrino Facility

Таблица 4.3. Обобщена информация за процеса на набиране на данни от експеримента CHORUS

	1994	1995	1996	1997	1998 <sup>9</sup>
Протони върху мишената (p.o.t.)/ 10 <sup>19</sup>	0.81	1.20	1.38	1.66	1.82
Ефективност на набирането на данни	77%	88%	94%	94%	
Мъртво време на DAQ	10%	10%	13%	12%	11% ( $\nu_\mu$ ) 6% ( $\bar{\nu}_\mu$ )
Брой генерирани „неутринни“ тригери/10 <sup>13</sup> p.o.t.	0.68	0.52	0.48	0.46	
Общ брой записани събития с „неутринен“ тригер	422 000	547 000	620 000	720 000	5 391 000 ( $\nu_\mu$ ) 1 201 000 ( $\bar{\nu}_\mu$ )



Фигура 4.27. Акумулиран брой протони, насочени към берилиевата мишена на WANF, за отделните години на работа на CHORUS като функция на броя дни на работа на експеримента.

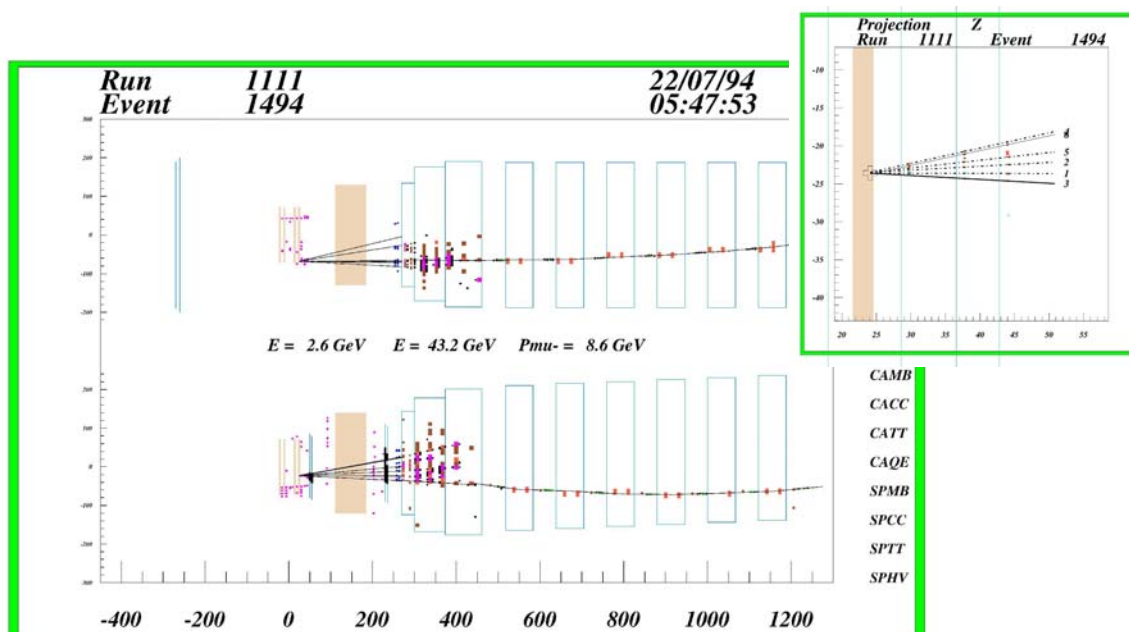
По време на работата на експеримента CHORUS са записани около 9 млн. събития от електронните детектори и са облъчени и проявени около 2 тона ядрена фотоемулсия. Обработката на това много голямо количество информация се извършва на няколко етапа, съдържанието на които зависи от поставената физическа задача. Най-общо обработката започва от информацията, записана от електронните детектори и продължава със сканирането на емулсионните листа, в които се е случило взаимодействието, като етапите са следните:

- преглед на записаната от електронните детектори информация и отбор на събитията, в които детекторите са функционирали съгласно очакваните характеристики;
- възстановяване на топологията и кинематиката на регистрираните събития;
- отбор на интересните за изучаване събития;

<sup>9</sup> През 1998 г. CHORUS набираше данни както със сноп от неутрина, така и със сноп от антинеутрина, но без емулсионна мишена, като се отбираха взаимодействия в калориметъра или в специалната мишена от 4 различни материала, разположена на мястото на емулсията.

- формиране на файлове със специално структурирана информация за насочване на сканиращите устройства към областите от емулсионните листа, където са се случили интересните взаимодействия;
- сканиране от автоматизирани системи на определен брой емулсионни листа в определени области и оцифроване на информацията;
- възстановяване на топологията на събитията от данните от сканирането;
- съпоставяне на резултатите от сканирането и електронните детектори;
- преглед от оператор на особено интересни или специфични събития и измерване отново на топологията им;
- пълно възстановяване на изучаваните събития и уточняване на характеристиките им;
- физически анализ на възстановените събития.

На Фиг. 5.1 е показано едно събитие в CHORUS, така както е възстановено от програмата за *on-line* мониториране на набирането на данни. Взаимодействието е протекло в мишената, където са се родили отрицателен мюон и няколко адрона. Мюонът е достигнал



**Фигура 5.1.** Едно събитие в детектора CHORUS, както е възстановено от програмата за *on-line* реконструкция

до мюонния спектрометър. Адроните са преминали през безжелезния магнит на адронния магнитен спектрометър и са предизвикали каскади в калориметъра. Има предварителни оценки за импулса на мюона, енергиите на адроните и енергията на неутриното, предизвикало взаимодействието.

Първоначално разработеният пакет за обработка на данните от CHORUS се нарича **CHORAL**, от (**CHorus Offline Reconstruction and Analysis Library**) [47]. Той представлява единен компютърен код (една програма), написан на FORTRAN77<sup>10</sup>, който се занимава с четенето и разпаковането на първичните данни, реконструкция на събитието в:

- тригерните елементи,
- мишенния координатен детектор,
- адронния магнитен спектрометър (без емулсионните листа),
- калориметъра,
- мюонния спектрометър

<sup>10</sup> [http://en.wikipedia.org/wiki/Fortran#FORTRAN\\_77](http://en.wikipedia.org/wiki/Fortran#FORTRAN_77)

и записването на резултатите от обработката във файлове с обобщените данни ( **Data Summary Tape, DST**). В рамките на този пакет бяха разработени базовите алгоритми за реконструкция на събитията в различните подсистеми на CHORUS и беше извършена настройката и калибровката на апаратурата [48,49,50,51,52], както и получаването на първите физически резултати [A2,A3,A4]. Авторът има съществен принос в създаването на програмите за търсене на траектории на частици в мюонния спектрометър, фитирането им и определянето на импулса на мюоните.

След приключването на набирането на данни от CHORUS в края на 1998 г. беше взето решение за реорганизиране на програмния пакет **CHORAL** в библиотека с модулна структура, която лесно да може да се допълва и видоизменя съгласно нуждите на конкретните физически задачи. Основните алгоритми и програмен код за реконструкция в отделните подсистеми бяха запазени и включени в новата модулна конструкция. Така се роди програмният пакет **CHANT** (**CHorus ANALysis Tool**) [B19].

Основните функционални характеристики на новата програмна структура са следните:

- унифицира достъпа до записаните експериментални данни от CHORUS и симулационните данни, произведени от програмата за симулации **EFICASS**, а така също и до информацията за геометрията и калибровъчните константи за отделните подсистеми, съхранявани в специална база от данни;
- изпълнява функциите на базова програма за четене на първичните данни, тяхната обработка и реконструкция на събитията и записването на DST с оглед следващия физически анализ;
- служи като обща схема, в рамките на която се разработват нови алгоритми за реконструкция и анализ – както за отделните подсистеми, така и за целия експеримент.

**CHANT** е написан на FORTRAN77 и използва широко стандартни библиотеки от библиотеката програми на CERN CERMLIB<sup>11</sup>, такива като:

- ZEBRA<sup>12</sup> – пакет за динамично създаване, управление и четене/записване от/на постоянен носител на взаимосвързани структури от данни;
- FFREAD<sup>13</sup> – пакет за въвеждане на данни в свободен формат;
- HEPDB<sup>14</sup> – система за управление на разпределени бази от данни;
- CASTOR<sup>15</sup> – йерархична система за съхраняване и управление на файлове от данни;
- HBOOK<sup>16</sup> – пакет за хистограмиране и графично изобразяване на данни.

а също така и разработени в рамките на колаборацията програмни пакети като библиотеката за управление на входно-изходните операции ChIO и базата данни ChorusDB [B16].

Схемата на управление и контрол на изчислителния процес, реализирана в **CHANT**, е представена на Фиг. 5.2. Главната програма **CHANT** извиква инициализиращата програма **PROCIN**. След инициализацията контролът се прехвърля върху подпрограмата **PROCES**, която фактически управлява четенето, обработването и записването на данните събитие по събитие. От нея се извиква подпрограмата **ALLMOD**, където потребителят може да включи свой код и да организира извикването на различни модули, които се занимават с обработката на данните от отделните подсистеми, сглобяването на цялото събитие и т.н. Основните обработващи модули на **CHANT** са изброени на следващата страница.

Основното предимство на **CHANT** пред **CHORAL** е, че тук отделните модули, които извършват фактическата обработка и реконструкция, не зависят от схемата за управление и контрол и обратно, стига, разбира се, да са написани съгласно приетите в колаборацията конвенции. Обменът на данни между отделните модули се извършва единствено чрез ZEBRA

<sup>11</sup> <http://cernlib.web.cern.ch/cernlib/>

<sup>12</sup> [http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/zebra\\_html3/zebramain.html](http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/zebra_html3/zebramain.html)

<sup>13</sup> <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/WWW/ffread/ffmain/ffmain.html>

<sup>14</sup> <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/hepdb/HEPDBMAIN.html>

<sup>15</sup> <http://castor.web.cern.ch/castor/>

<sup>16</sup> <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/hbook/HBOOKMAIN.html>



банки, а тяхното управление – чрез управляващи входни данни, които също се разполагат в ZEBRA банки от главната програма. По този начин се осигурява гъвкавост и надеждност на процеса на обработка и възможност за създаване на нови модули и усъвършенстване на старите, без за това да са необходими изменения на общата структура. И нещо, което е особено важно при разработването на програмни пакети от много хора – модулната структура улеснява в много голяма степен откриването на грешките в кода, поддържането на работоспособността му и неговото развитие. Авторът има определена заслуга за развитието на тази модулна концепция. Той участва в преработването на няколко основни реконструиращи алгоритъма в модули на **CHANT** [B8] и създава шаблон и комплект от инструкции (Глава 6 от [B19]), които се използват от колегите в CHORUS за преработването на останалите части от **CHORAL** в модулна форма.

```

CHANT main routine (dummy)
  PROCIN  main  initialization subroutine
    INIPAC  initialize ZEBRA, HBOOK
    GLOCON  zero global counters, reset flags etc.
    INITIO
    INICOM  read frame related steering cards
    HEADER
    INIFIL
      CHSLOG  set chIO log level
      MWOPEN, CHOPEN  open input/output stream(s)
    INIDBS  initialize data base
    INUSER
    ALLMOD  all modules for global initialisation
    INISUM  print summary of initial conditions
    READIN  initialize read module
    QNEXT
      ? PROCES  main processing routine
        READIN  next event readout
          QEPCAT  read event catalogue
          QUEPIN  read event
            CHRDEV
            ? EVHEAD
            ? SPHEAD
            ? RNHEAD
          IMODUL
            ALLMOD  call reconstruction modules
            USROUT  define user output stream
            PUTOUT  write the output data onto files
            QEPOUT
              CHWRSE
            ? TERMIN  job termination routine
      ? TERMIN  job termination routine

```

### Фигура 5.2.. Управление и контрол на изчислителния процес в **CHANT**.

Основните модули за реконструкция на събитията в **CHANT** са:

- **TRIGGER**: обработва информацията от тригерните детектори и логическите устройства, потвърждава или отхвърля типа на записаното събитие;
- **FULL**: извършва групиране на сигналите от сцинтилационните влакна в мишенния координатен детектор и адронния магнитен спектрометър в клъстери и изчислява местоположението им в пространството;
- **FTRACK**: реконструира траекториите на частиците в мишенния координатен детектор и върха на взаимодействието;
- **HEXTRA**: реконструира траекториите на частиците в адронния магнитен спектрометър и измерва импулсите им. Използва и информация от мишенния координатен детектор и стримерните камери или дрейфовите камери от тип „пчелна пита“ преди калориметъра;
- **CALOR**: реконструира отдадената в калориметъра енергия;



- *CATRAS*: реконструира траекториите на мюоните, преминаващи през калориметъра;
- *KRENIC*: реконструира кинематиката на неутринно взаимодействие, протекло в калориметъра;
- *SPECT*: реконструира следите на мюоните в мюонния спектрометър и измерва импулсите им, а също така реконструира енергията на адронни каскади, „изтекли” от калориметъра и завършили развитието си в мюонния спектрометър;
- *MIDIEM*: идентифицира траекториите на мюоните в целия детектор и систематизира наличната информация за тях;
- *PREDRE*: подбира траекториите на частиците, чиито следи ще се сканират в емулсионните листа и организира по определен начин информацията за тях.

Задачата на обработката на събитията в електронните детектори е да даде възможно най-голям обем информация за частиците - продукти на неутринните взаимодействия и въз основа на нея да се изработят указания кои емулсионни листа и къде да се сканират. Отборът на интересните за сканиране събития зависи силно от физическата задача, която си поставяме. По-долу ще илюстрираме схемата за търсене и отбор на събития на  $\bar{\nu}_\tau$ -взаимодействие на  $\nu_\tau$  в емулсионната мишена с оглед наблюдаване на  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилации.

Реконструкцията на събитията започва независимо в мюонния спектрометър и в мишенния координатен детектор. В последния търсенето на тримерни праволинейни отсечки от траектории започва от участъците между втория и третия модул от емулсии и след четвъртия модул, където са разположени по 12 плоскости от сцинтилационни влакна. Намерените траектории се екстраполират в посока, обратна на неутринния сноп, до „пресичането” им в област с линейни размери от порядъка на няколко милиметра, която се обявява за точка (връх) на неутринно взаимодействие или разпадане на късоживееща частица. В посока по неутринния сноп екстраполацията е до пресичането на траекторията с координатните детектори на адронния магнитен спектрометър. В адронния магнитен спектрометър тези траектории евентуално се потвърждават и се измерва знака и импулса на частиците, ако последният не превишава  $\sim 10 \text{ GeV}/c$ .

Реконструираните в мюонния спектрометър траектории се екстраполират обратно към калориметъра и се проследяват в него. На входната повърхност на калориметъра двата типа траектории се „съшиват”. Успешното „съшиване” на траектория на мюон от мюонния спектрометър с траектория на частица, тръгнала от точката на взаимодействие, дава възможност да се твърди с голяма вероятност, че в това събитие имаме мюон, роден в точката на взаимодействие или близо до нея. По-нататък реконструкцията продължава с добавянето на информация за енергията и посоката на каскадите, възникнали в калориметъра. Ако каскад е започнал развитието си още в мишената и/или е навлязъл в мюонния спектрометър, се правят необходимите корекции и след това се изчислява пълната му енергия.

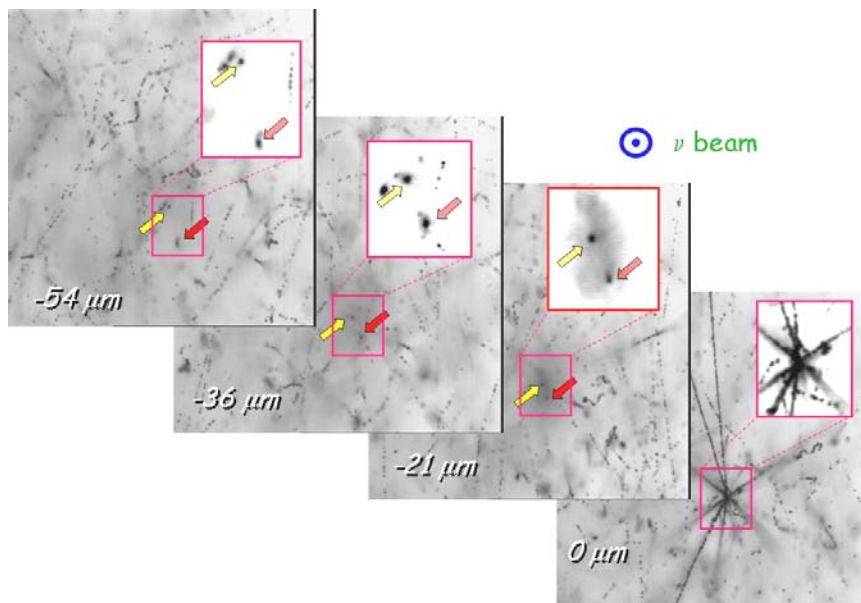
На този етап се предприема отбор на събитията, за да се редуцира времето за сканиране на емулсионните листа. Най-напред се отбират събития, в които е възстановен връхът на взаимодействието от мишенния координатен детектор и той се намира в областта на емулсионните пакети. От тук нататък събитията се разделят на две групи. Ако имаме реконструиран отрицателен мюон, проследен до върха на взаимодействие, събитието попада в ***1 $\mu$  извадка***. За останалите събития се изисква поне една от частиците, излитащи от върха на взаимодействието да има пространствено изолирана траектория и да е отрицателно заредена. Такива събития попадат в ***0 $\mu$  извадка***. Траекторията на отрицателния мюон или изолираната отрицателна частица (практически във всички случаи това е адрон) се използва за локализиране на върха на взаимодействие при сканирането на емулсионните листа. Нея наричаме ***scan-back*** траектория.

По-нататък изолираната „отрицателна” (*scan-back*) траектория<sup>17</sup> се екстраполира към емулсионните листа. Преди това могат да бъдат приложени кинематични критерии за отбор както върху тази траектория, така и върху цялото събитие, които зависят от конкретната физическа задача.

Идеята на „обратното” екстраполиране е илюстрирана на Фиг. 6.1.

Точността на екстраполация от мишенния координатен детектор към първия сменяем лист е  $\sigma_{z,y} \approx 150 \mu\text{m}$  и  $\sigma_{\theta} \approx 2.0 \text{ mrad}$ . В него се сканира площ от около  $1 \text{ mm}^2$  и се намират всички изолирани следи. Те се „съшиват” с предсказанията на мишенния координатен детектор и към втория сменяем лист се проследяват само нужните траектории. След намирането и там на нужните следи се уточняват параметрите на траекториите и се извършва екстраполация към специалния лист, който се намира непосредствено на изходната повърхност на емулсионния пакет. Сега точността е значително по-висока, около  $10 \mu\text{m}$ , и в специалния лист се сканират само около  $100 - 120 \mu\text{m}^2$ . Траекториите на интересуващите ни частици се проследява и там, екстраполират се към основните емулсионни листа и започва тяхното сканиране.

В ядрената фотоемулсия са съхранени тримерни изображения на траекториите на заредените частици под формата на последователности (*следи*) от почернели зрънца, като последните са с размери около  $1 \mu\text{m}$  и средна плътност около 300-400 зрънца/mm за следа на минимално йонизираща частица. На Фиг. 5.5 са показани микроскопски изображения, снети на различна дълбочина в емулсионен лист, който е бил разположен перпендикулярно на неутринния сноп и в който се е случило неутринно взаимодействие. Размерите на зрителното поле са  $120 \times 150 \mu\text{m}^2$ , а дълбочината на рязкост – около  $3 \mu\text{m}$ .



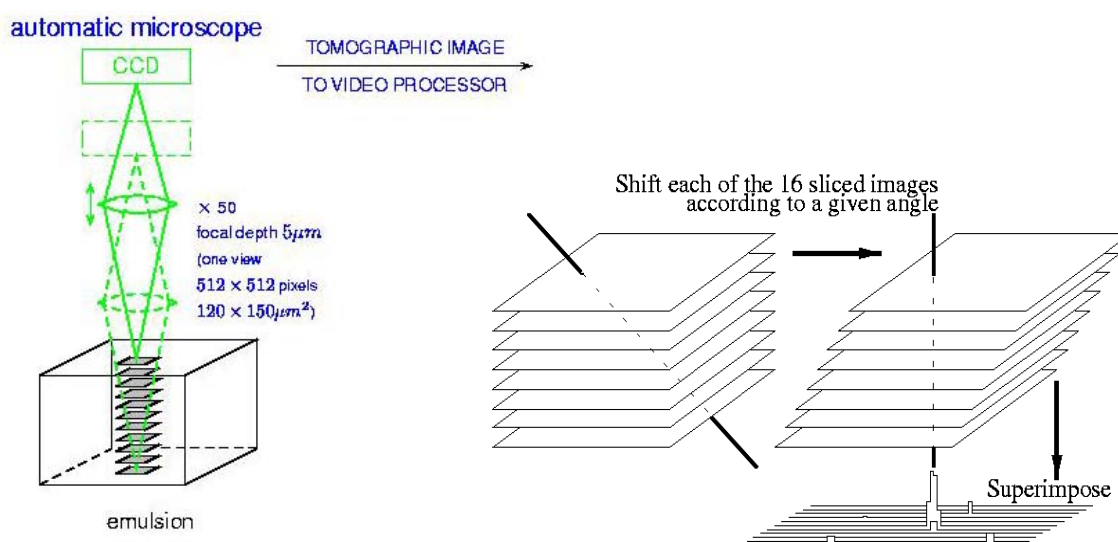
**Фигура 5.5.** Микроскопски изображения, снети на указаните дълбочини в емулсионен лист, който е бил разположен перпендикулярно на неутринния сноп и в който се е случило неутринно взаимодействие. Размерите на зрителното поле са  $120 \times 150 \mu\text{m}^2$ , а дълбочината на рязкост – около  $3 \mu\text{m}$ . Размерите на очертаната правоъгълна зона са  $30 \times 40 \mu\text{m}^2$ .

Сканирането на емулсионните листа, експонирани на CHORUS, се извършва от автоматизирани системи, които включват електронно управляеми оптически микроскоп със CCD камера и предметна маса, свързани със специализирани микропроцесорни устройства за управление на сканирането. Търсенето на следи на частици в емулсията се осъществява от т.нар *видео-процесор*. Методът е разработен от групата на проф. К. Niwa в Университета на Nagoya,

<sup>17</sup> Почти винаги това е една траектория за събитие, особено когато това е мюон. В редките случаи на няколко адронни изолирани „отрицателни” траектории се разглеждат всичките.

Япония [53,54] и за пръв път се използва в реален експеримент в CHORUS. Схемата е представена на Фиг. 5.6.

Следите на частиците в сканирания обем на емулсията се откриват чрез наслагване на 16 изображения, снети последователно в дълбочина на емулсията. Видео-процесорът отменя всяко от тях спрямо предишното на определено разстояние, зависещо от предварително зададен ъгъл. Следите на частиците се проявяват като пикове в двумерното разпределение на насложените сигнали при определен ъгъл, съответстващ на ъгъла на траекторията на частицата. Намерените следи след това се проследяват до следващия емулсионен лист, разположен обратно на посоката на снопа и така нататък, докато се открие точката на взаимодействие.



**Фигура 5.6.** Схематично описание на автоматичната процедура за сканиране и реконструиране на следи на частици в ядрената фотоемулсия.

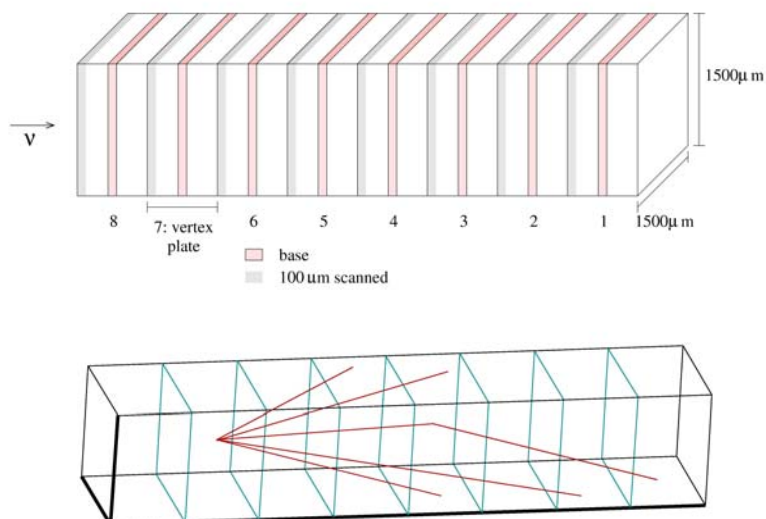
Времето за сканиране на емулсиите е изключително съществен параметър за целия процес. Автоматичните устройства, които се използваха в CHORUS за сканиране на първите облъчени емулсионни листа (1994-1996 г.), успяваха за около 1 min да позиционират търсения участък от емулсията, да фокусират, снемат и оцифроват 16 томографски изображения и да открият следите в тях в ъглов интервал 0 – 400 mrad. С тази скорост интересните за търсене на осцилации събития в CHORUS бяха сканирани за около 2 години, като площта на сканиране се ограничаваше в рамките на няколко зрителни полета на микроскопа около предсказаната *scan-back* траектория и последната се проследяваше до евентуалното локализиране на точката на взаимодействие. След това се извършваше сканиране на много ограничен обем от емулсията около върха на взаимодействие с цел търсене на разпадане на  $\tau$ -лептон.

Благодарение на развитието на микроелектрониката и микропроцесорната техника групата от Университета в Nagoya успя да усъвършенства сканиращите автоматични устройства и да увеличи за около 5 години развойна дейност скоростта им повече от 100 пъти. Това позволи към 2000 г. да се премине към нова технология за сканиране, *NETSCAN*, което даде възможност да се разшири значително кръгът на изследваните физически задачи.

Сканирането на силно ограничен обем от емулсията около намерения връх на взаимодействието е подходящо за търсене на случаи на раждане и разпадане на  $\tau$ -лептон, т.е. на осцилации  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , но практически изключва наблюдаването на други интересни процеси на взаимодействие на мюонните неутрина с ядрата на фотоемулсията. Този недостатък се преодолява от *NETSCAN* технологията. Същността ѝ се състои в следното. След намирането на листа, съдържащ върха на взаимодействие, започва пълно сканиране на първите  $\sim 100 \mu\text{m}$  от

първия емулсионен слой на всеки от следните 8 емулсионни листа: листа, обявен за съдържащ върха на взаимодействието, един преди него и 6 след него по посоката на снопа. Сканираната площ е  $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$ . Така общият сканиран обем за всяка проследявана траектория е  $6.3 \times 1.5 \times 1.5 \text{ mm}^3$ . На Фиг. 5.8 е представен схематично сканираният обем и как би изглеждало в него едно събитие с раждане и последващо разпадане на  $\tau$ -лептон.

Сканирането на всеки слой с дебелина  $100 \mu\text{m}$  включва и намирането в него от видео-процесора на сегментите от следите на пресеклите го заредени частици в границите на предварително зададен ъглов обхват (обикновено  $400 \text{ mrad}$ ). Това става като се изпробват всички геометрически възможни отмествания на видео-изображенията едно спрямо друго.



**Фигура 5.8.** Сканираният при NETSCAN обем (горната фигура) и Монте-Карло симулация в него на събитие с раждане на  $\tau$ -лептон и разпадането му с генериране на една отрицателно заредена частица. На горната фигура са оцветени пластмасовата основа на емулсионните листа (в червено) и подлежащите на сканиране първи  $100 \mu\text{m}$  от всеки емулсионен лист (в сиво).

Броят намерени сегменти в един слой зависи от местоположението на сканирания обем спрямо центъра на неутринния сноп и е средно 920, като може да достигне няколко хиляди в отделни случаи. Задачата на следващата компютърна реконструкция, детайлно описана в [55], е да отсее фоновите следи и да реконструира интересуващото ни неутринно взаимодействие. Алгоритъмът се стреми да конструира една или няколко точки на взаимодействие, т.е. да намери следи с общо начало (минимално разстояние между тях по-малко от  $10 \mu\text{m}$ ). След успешното приключване на тази процедура в обема се дефинира един първичен връх на взаимодействие (общо начало на две и повече следи, което е разположено първо по посока на снопа) и евентуално един или повече вторични върхове, които могат да са и точки на разпадане.

При NETSCAN сканирането на емулсиите информацията се обработва от пакет програми, написани на C++ и резултатите от реконструкцията в сканирания обем се записват в обектно ориентирана база данни Objectivity/DB™<sup>18</sup>. Информацията от електронните детектори се обработва от пакета CHANT, написан на FORTRAN, като резултатите се записват в т.нар. FZ файлове, съдържащи дървовидна структура от ZEBRA банки. Изборът на различни езици за програмиране и начин на съхранение на информацията е резултат от различни фактори и предпочитания на отделните групи и към края на 1999 г. беше вече даденост в колаборацията.

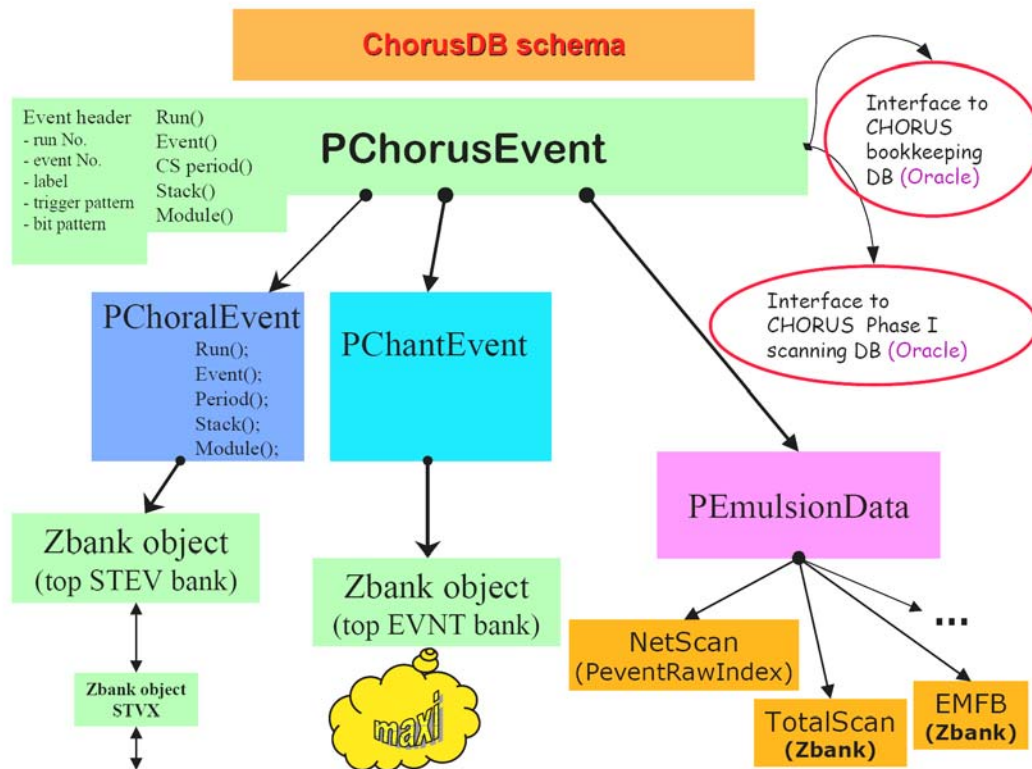
<sup>18</sup> [www.objectivity.com](http://www.objectivity.com), ВИЖ СЪЩО И <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/lhc++/Objectivity/index.html>

Тогава беше взето решение да се пристъпи към създаване на единна база от данни, обединяваща резултатите от двата типа обработки. С тази задача се зае авторът.

След внимателно обсъждане беше взето решение софтуерната основа на общата база данни да бъде обектно ориентираната Objectivity/DB™, като главната *федерация* бъде физически разположена в компютърния център в CERN и тя бъде постепенно запълнена с резултатите от реконструкцията и сканирането на всички събития, регистрирани от детектора CHORUS. Програмирането на базата данни и работата с нея се осъществява чрез обектно ориентиран език от високо ниво, в случая на CHORUS това е C++.

Реализацията на Objectivity/DB™ федерация в CERN за съхраняване на всички данни от CHORUS беше наречена *ChorusDB* [B16]. Създаването ѝ премина през няколко етапа. Първият и същевременно ключов от гледна точка на програмирането въпрос, който беше решен, е за трансформирането на дървовидната структура от ZEBRA-банки във взаимосвързани обекти, които да могат да се съхраняват в *ChorusDB* и обратното им възстановяване. Следващият въпрос, по-скоро изискване беше данните да са достъпни за приложения, написани както на C++, така и на FORTRAN77, т.е. за пакета *CHANT*. Комбинирани по този начин изискванията към *ChorusDB* и програмното ѝ осигуряване представляваха нетривиална задача, която беше успешно решена (виж [B9, B10, B12, B13, B14, B15, B16]).

Схемата (логическата структура) на организация на обектите в базата данни е представена на Фиг. 5.10.



**Фигура 5.10.** Логическа структура (схема) на Objectivity/DB™ федерацията *ChorusDB*. За всяко реконструирано събитие на взаимодействие се записва обект от тип *PChorusEvent*, който е на върха на йерархичната структура от обекти, съдържащи различни части от информацията за това събитие, получени от различните реконструирани програми. Към него са свързани обекти от тип *PChoralEvent*, *PChantEvent* и *PEmulsionData*. Към първия са свързани данни от обработката с пакета *CHORAL*. *PChantEvent* е главният обект, към който са свързани пълните резултати от обработката на информацията от електронните детектори с пакета *CHANT*. Обектът от тип *PEmulsionData* организира информацията от сканирането на емулсиите.



Към края на 2000 г. базата данни *ChorusDB* беше завършена и „заселена” с наличната до тогава информация. След това тя стана основното хранилище на информация за обработените събития и едно от главните програмни средства за получаването на физически резултати.

Съществена част от програмното осигуряване на всеки експеримент във физиката на елементарните частици, който се занимава с регистриране на случайни събития, е комплексът от програми за симулиране на такива събития. В CHORUS този комплекс включва пакети, които се занимават със симулиране на:

- генерирането на снопа неутрина от пакета *GBEAM* [56];
- взаимодействието на неутрината с емулсионната мишена и раждането на вторични частици от генераторите на събития *JETTA* [57] и *RESQUE* [58]<sup>19</sup>;
- преминаването на вторичните частици и взаимодействието им с различните елементи на детектиращата апаратура, както и отклика на тази апаратура, от пакета *EFICASS* [B7].

В създаването и настройването на цялата верига са участвали много членове на колаборацията. Авторът е допринесъл съществено за развитието и настройката на пакета *EFICASS* (*Emulsion, Fibers, Calorimeter, Spectrometer Simulation*) (виж [B1, B4, B5, B6, B7]). Той е базиран на добре известния пакет GEANT за Монте-Карло транспортиране на високо енергетични елементарни частици през различни материали и отклика на детектиращата апаратура, като се използва последната му версия на FORTRAN – GEANT 3.21 [60]<sup>20</sup>. *EFICASS* е написан на FORTRAN77 и е изграден на модулен принцип, като всеки модул е относително самостоятелен. Комуникацията между модулите се извършва главно чрез запазване на информацията в ZEBRA-банки и ограничено използване на COMMON-блокове. Структурата на пакета е представена на Фиг. 5.12.

Представяне на едно събитие със средствата на графичния пакет на GEANT 3.21, използван в *EFICASS*, е показано на Фиг. 5.14.

```

eficass/ directory, containing the checked-out
sources from the repository.
eficass/CVS/ directory for CVS administration
eficass/src/ directory containing subdirectories
(~CMZ-"patches") with *.F files:
  eficass/src/draw/ eficass graphics routines
  eficass/src/geom/ Chorus geometry definition
  eficass/src/init/ Geant initialisation
  eficass/src/main/ Eficass Main routine
  eficass/src/zini/ Zebra initialisation
  eficass/src/digi/ Digitisation of event
  eficass/src/geant/ Overlaid standard Geant
routines
  eficass/src/kine/ Event-input
  eficass/src/step/ Tracking
  eficass/src/zout/ Zebra per-event output
  eficass/src/include/ Former "SEQ" decks
eficass/obj/
eficass/bin empty, used by "makefile"
eficass/input contains the "runcards":
  eficass/input/efigeom.crd geometry cards
  eficass/input/efimap.crd Calo-mapping cards
  eficass/input/eficalo.crd Calo-cards
  eficass/input/efiread.crd F77 Logic Units
  eficass/input/efigraf.crd Graphics-cards
  eficass/input/efiphys.crd Physics-cards
  eficass/input/efirun.crd Run-cards

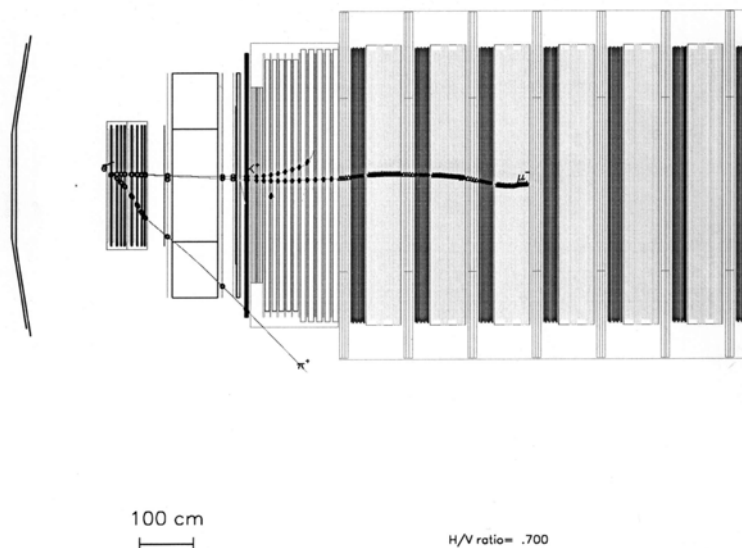
```

**Фигура 5.12.** Структура на програмния пакет *EFICASS*.

<sup>19</sup> Тези два генератора симулират дълбоко нееластично, квази-еластично и дифракционно разсейване, които „изчерпват” почти изцяло пълното сечение на взаимодействие на неутрината при тези енергии. За специфични и редки процеси в колаборацията са написани и други генератори [59].

<sup>20</sup> Следващите версии 4.xx вече са написани по обектно ориентирана технология на езика C++.

Един от основните приноси на автора в развитието на пакета *EFICASS* е уточняването и кодирането под негово ръководство на геометрията на муонния спектрометър и „оцифроването“ на сигналите в него [B1]. По-нататък той допринесе съществено за оптимизиране на структурата на целия пакет, консумираните памет и процесорно време [B5, B6], както и за преминаването от остарялата система за организация и поддържане на големи програмни пакети CMZ<sup>21</sup> към по-модерната и гъвкава концепция с използване на CVS<sup>22</sup> и стандартните компилатори и други средства на операционната система UNIX като *make* и *link*<sup>23</sup> [B4].



**Фигура 5.14.** Графично представяне на едно събитие, симулирано с *EFICASS*.

Програмното осигуряване на експеримента CHORUS от самото начало се развиваше в UNIX среда. По това време завършваше ерата на големите машини и постепенно се преминаваше към използването на индивидуални работни станции, свързани в локални мрежи и към Интернет. Като правило тези станции бяха снабдени с операционна система UNIX, като всеки производител си имаше собствен вариант на системата. CHORUS в CERN използваше главно работни станции на IBM с операционна система RS-AIX. Но другаде в колаборацията се използваха работни станции на DEC със система Alpha-OSF (по-късно DigitalUNIX), а някои от основните изчислителни мощности за общо ползване в CERN пък бяха от Hewlett-Packard със система HP-UX. Все по-широко навлизаха и евтините персонални компютри с операционна система LINUX.

Това пълно разнообразие от компютри наложи програмите на CHORUS да могат да се компилират и работят и под четирите споменати по-горе операционни системи, като при това, естествено, да дават едни и същи резултати... В продължение на няколко години авторът беше главен „библиотекар“ на пакета *EFICASS* и се грижеше за компилирането и тестването му на всичките тези операционни системи – дейност, която той счита също за свой съществен принос.

В пакета *EFICASS*, обаче, липсва симулиране на отклика на ядрената фотоемулсия и работата на автоматичните системи за сканиране и намиране на сегменти от следи в тях. Тази празнота във програмната верига за симулации се усети особено остро при използването на *NETSCAN* сканирането за извличането на физически резултати. Ефективността на самото сканирането и на алгоритмите за реконструкция на траекториите на частиците в емулсията и намирането на точките на взаимодействие и разпадане трябва да бъде легитимно оценена, за което беше нужно Монте-Карло симулиране.

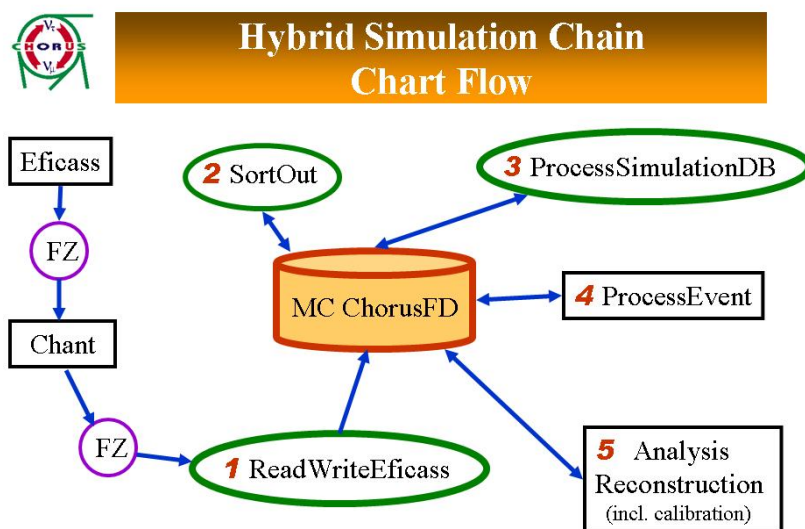
<sup>21</sup> <http://cernlib.web.cern.ch/cmz/index.html>

<sup>22</sup> <http://www.nongnu.org/cvs/>

<sup>23</sup> Стандартно в CHORUS се използват GNU-версиите на тези команди.

Създаването на обединената база данни *ChorusDB* и съответното програмно осигуряване за нея осигури условия за създаване на програми за такова симулиране и включването му в общата схема на симулации. Голяма част от работата по създаването и въвеждането на тази обща схема беше извършена от автора. Схемата получи названието *Hybrid Simulation Chain* [B17, B18], като нейната сърцевина е създадената от автора обединена база данни (*федерация*) *ChorusFD* от тип Objectivity/DB™, от която се черпят данни при симулирането и където се съхраняват крайните резултати. Схемата обединява

Необходимите стъпки за симулиране на едно събитие в обединената схема са представени на Фиг. 5.15 и са описани подробно в §5.8 на дисертацията. Успешно беше решена задачата за функционално обединяване в една база данни на структури от различен тип, генерирани от програми, написани на различни езици и осигуряване на прозрачни входно/изходни операции, заявени от такива програми.



**Фигура 5.15.** Верига за пълна симулация на събитията в CHORUS, базирана на обектно ориентирана база данни *ChorusFD* от тип Objectivity/DB™.

Със създаването на *ChorusFD* беше завършено изграждането на програмното осигуряване на експеримента CHORUS. Неговите добри качества, изразяващи се в адекватност на експерименталната апаратура и на физическата програма на изследванията, гъвкавост в развитието и поддържането и не на последно място ясни концепции при изграждането му са едно от главните условия за получаването на качествени физически резултати от експерименталната програма CHORUS.

### Търсене на осцилации на неутрината от експеримента CHORUS

В Стандартния модел неутрината са безмасови Диракови фермиони, за които не може да се въведе калибровъчно инвариантен масов член в лагранжиана на модела. Експерименталното наблюдаване на смесване на неутрината, което е възможно само при наличие на (макар и малки) маси на покой и то различни за различните неутрина, ни заставя да излезем извън този модел и да предположим наличие на такива маси. Трябва да предположим също така, че квантово-механичните състояния с определени маси не са същите, както *ароматните* неутринни състояния (1.2), които участват в слабо взаимодействие. При тези предположения е възможно квантово-механично смесване на състоянията с времето, което схематично може да се опише по следния начин [28].



Нека разгледаме поток неутрина  $\nu_l$ , родени в СС-взаимодействие, където  $l = e, \mu, \tau$ . Съгласно принципа за суперпозиция квантово-механичните състояния на тези неутрина могат да се представят като линейна комбинация на състояния  $\nu_\alpha$  с определени и различни маси  $m_\alpha$  ( $\alpha = 1,2,3$ ):

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_{\alpha} U_{\ell\alpha} |\nu_\alpha\rangle \quad (3.1)$$

където  $U$  е унитарна матрица на смесване.

Нека за простота предположим, че импулсите на неутрината  $\nu_\alpha$  са еднакви. Тогава пълната енергия на неутриното  $\nu_\alpha$  се дава от известното релятивистко съотношение

$$E_\alpha = \sqrt{p^2 + m_\alpha^2}. \quad (3.2)$$

Състоянието (3.1) ще еволюира с времето по следния начин<sup>24</sup>:

$$|\nu_\ell(t)\rangle = \sum_{\alpha} e^{-iE_\alpha t} U_{\ell\alpha} |\nu_\alpha\rangle. \quad (3.3)$$

Тъй като при различни маси енергиите (3.2) са различни, то състоянието (3.3) ще бъде суперпозиция от състояния  $\nu_\alpha$ , различна от (3.1). То вече може да съдържа други ароматни състояния  $\nu_{l'}$ , различни от  $\nu_l$ . Амплитудата на вероятността да намерим компонента  $\nu_{l'}$  в (3.3) се дава от общите правила на квантовата механика:

$$\begin{aligned} \langle \nu_{l'} | \nu_\ell(t) \rangle &= \sum_{\alpha, \beta} \langle \nu_\beta | U_{\beta l'}^\dagger e^{-iE_\alpha t} U_{\ell\alpha} | \nu_\alpha \rangle \\ &= \sum_{\alpha} e^{-iE_\alpha t} U_{\ell\alpha} U_{l'\alpha}^* \end{aligned} \quad (3.4)$$

Вероятността да намерим след време  $t$  състояние  $|\nu_{l'}\rangle$  в поток от неутрина, родени като  $|\nu_l\rangle$ , е:

$$\begin{aligned} P_{\nu_l \nu_{l'}}(t) &= |\langle \nu_{l'} | \nu_\ell(t) \rangle|^2 \\ &= \sum_{\alpha, \beta} |U_{\ell\alpha} U_{l'\alpha}^* U_{\ell\beta} U_{l'\beta}^*| \cos [(E_\alpha - E_\beta)t - \varphi_{\ell l' \alpha \beta}], \end{aligned} \quad (3.5)$$

където

$$\varphi_{\ell l' \alpha \beta} = \arg(U_{\ell\alpha} U_{l'\alpha}^* U_{\ell\beta} U_{l'\beta}^*). \quad (3.6)$$

Във всички интересни от експериментална гледна точка случаи неутрината са ултрарелятивистки, така че (3.2) можем да заменим с:

$$E_\alpha \approx |\mathbf{p}| + \frac{m_\alpha^2}{2|\mathbf{p}|}, \quad (3.7)$$

<sup>24</sup> Предполагаме, че неутрината  $\nu_\alpha$  не се разпадат.

и времето  $t$  с изминатото от снопа разстояние  $x$ . Тогава получаваме:

$$P_{\nu_\ell \nu_{\ell'}}(x) = \sum_{\alpha, \beta} |U_{\ell\alpha} U_{\ell'\alpha}^* U_{\ell\beta}^* U_{\ell'\beta}| \cos \left( \frac{2\pi x}{L_{\alpha\beta}} - \varphi_{\ell\ell'\alpha\beta} \right), \quad (3.8)$$

където сме дефинирали т.нар. дължини на осцилация  $L_{\alpha\beta}$ :

$$L_{\alpha\beta} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m_{\alpha\beta}^2}. \quad (3.9)$$

В горната дефиниция за простота и по исторически причини  $|p| = E$ , което е много добро приближение за неутрината и:

$$\Delta m_{\alpha\beta}^2 \equiv m_\alpha^2 - m_\beta^2. \quad (3.10)$$

В (3.10) се съдържат 3 разлики на квадрати на масите, но само две от тях са независими, разбира се.

В случая на Диракови неутрина матрицата  $U$  се параметризира с три Ойлерови ъгъла  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$  и една комплексна фаза  $\delta$ :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (3.11)$$

където  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ,  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ).

Тази матрица носи името на Pontecorvo, Maki, Nakagawa и Sakata, или PMNS матрица по предложение на S. Glashow [61].

Често експерименталните резултати се анализират в термините на най-простия случай на смесване само на две състояния. Тогава унитарната матрица  $U$  се трансформира в двумерна ортогонална матрица, зависеща само от един ъгъл  $\theta$ :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

В този случай (3.8) се опростява до:

$$P_{\text{conv}}(x) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m^2}{4E} x \right) \quad (3.13)$$

$$P_{\text{surv}}(x) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m^2}{4E} x \right), \quad (3.14)$$

където с индексите *conv* и *surv* са снабдени вероятността за осцилация след разстояние  $x$  и вероятността за запазване след същото разстояние на дадения ароматен тип неутрино. Освен това

$$\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|. \quad (3.15)$$

Когато аргументът на  $\sin^2()$  в (3.13) и (3.14) е равен на  $\pi/2$  имаме максимум на вероятността за осцилации.

В (3.13) и (3.14) има само два независими феноменологични параметъра: ъгълът  $\theta$  и модулът на разликата на квадратите на масите на двете неутрина  $\Delta m^2$ . При такова опростяване

експерименталните резултати могат да бъдат представени като разрешени или забранени области в равнината на изменение на тези два параметъра, ограничени от контури на равни вероятности.

Основната цел на създаването на колаборацията CHORUS и построяването на експерименталния комплекс е търсенето на осцилации на неутрината от типа  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ .

Неутринният сноп от WANF съдържа главно мюонни неутрина (93%). Те възникват от разпадането на положително заредени пиони и каони и прелитат средно около 0.6 km, преди да достигнат емулсионната мишена на CHORUS. Средната им енергия е около 27 GeV с широко разпределение от 0 до  $\sim 300$  GeV. Ако за времето на прелитане някое от тях е променило типа си в  $\tau$ -неутрино, то при неговото СС-взаимодействие с нуклоните в мишената би се родил  $\tau$ -лептон. Роденият  $\tau$ -лептон преминава средно около 1 mm и се разпада с раждането на една или няколко заредени частици. Възникналата в резултат на тези процеси конфигурация от следи в емулсията е характерна (Фиг. 6.1) и може да се използва за установяване на раждането на  $\tau$ -лептон, който може да бъде роден само от СС-взаимодействие на  $\tau$ -неутрино. Поради наличието на около 0.9%  $\nu_e$  в неутринния сноп биха могли да бъдат наблюдавани и осцилации от типа  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ .

Както се вижда от Табл. 4.3, при четиригодишното експониране на детектора CHORUS в неутринен сноп, генериран от  $5.06 \times 10^{19}$  протона, преминали през първичната берилиева мишена, бяха записани около 2.3 млн. събития с тригер, посочващ взаимодействие в емулсионната мишена.

По-горе описахме процедурата за обработка и анализ на събитията.

Събития с поне един отрицателен мюон съставят **1 $\mu$  извадката**. Ефективността на процедурата за отбиране на неутринни взаимодействия от електронните детектори с раждане на  $\mu^-$  е около 80%. Тя е произведение на ефективностите за реконструкция и идентификация на такъв мюон<sup>25</sup> и тези за възстановяване на траекториите и намирането на точката на взаимодействие от мишенния координатен детектор. Част от загубите на събития се дължи на случаите, когато имаме идентифициран мюон, но неговата траектория не се „съшива“ с необходимата точност с нито една от траекториите на частиците, реконструирани него. Главна причина за неуспешна реконструкция на събитие в мишенния координатен детектор (т.е. не са намерени траектории или точка на взаимодействие) са случаите на раждане на  $\pi^0$  с последващо развитие на каскад в мишената, който пространствено съвпада с траекториите на родените във взаимодействието заредени частици.

Общият брой на реконструираните събития в **1 $\mu$  извадката** е около 713 000. Върху тях се налага изискване е импулсът на идентифицирания мюон  $p_\mu$  да е по-малък от 30 GeV/c. При него отпадат 29% от събитията, което е една значителна редукция и намалява съществено общото време за сканиране на събитията. Ефектът върху евентуалните събития с раждане на  $\tau$ -лептон е значително по-малък. Само 15% от тях биха отпаднали, ако приемем, че  $\nu_\tau$  имат същия енергетичен спектър като  $\nu_\mu$ . Фактически действителната загуба е по-малка, защото високо-енергетичен мюон от разпадането на  $\tau$  се получава, когато той лети под малък ъгъл спрямо посоката на импулса на  $\tau$ -лептона, т.е. „счупването“ на следата е слабо и ефективността за откриване на такова „счупване“ е малка. С други думи, дори и да сканирахме събития с  $p_\mu > 30$  GeV/c, то не бихме могли да открием специфичната топология на раждането и разпадането на  $\tau$ -лептон в такива събития. В **1 $\mu$  извадката** за проследяване и сканиране в емулсията се избира траекторията на отрицателния мюон.

Събития, в които има поне една отрицателна частица, но няма отрицателен мюон, съставят т.нар. **0 $\mu$  извадка**. Броят реконструирани такива събития е около 335 000. Направената оценка с Монте-Карло симулации показва, че от тях около 140 000 събития са резултат от СС-взаимодействие на  $\nu_\mu$ , при което роденият  $\mu^-$  не е успешно регистриран и/или идентифициран и

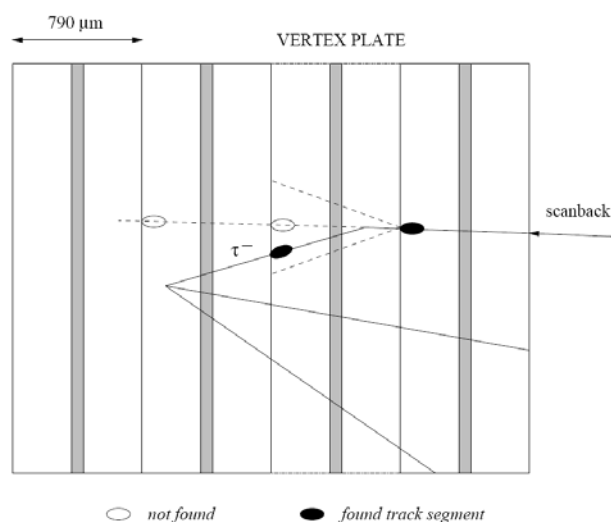
<sup>25</sup> Мюони, които не достигат до мюонния спектрометър, могат в благоприятни случаи да бъдат идентифицирани и реконструирани в калориметъра, разположен преди него. Тогава зарядът и импулсът им се измерват от адронния магнитен спектрометър, макар и с по-малка точност. Импулсът може да бъде измерен също така и по пробегата им.

около 20 000 събития са резултат от взаимодействието с мишената на неутрина от снопа, различни от  $\nu_\mu$ . Следващо изискване, приложено към събитията от **0μ извадката**, е поне една от отрицателно заредените частици да е с импулс в интервала  $1 \div 20 \text{ GeV}/c$ . Долната граница на интервала е избрана с оглед отрязването на многобройните траектории на ниско-енергетични частици, родени във вторични взаимодействия или в резултат на конверсия на  $\gamma$ -кванти. Горната граница се определя от влошаващата се с увеличаването на импулса разделителна способност на адронния магнитен спектрометър, въпреки специалните изисквания към реконструиранияте траектории<sup>26</sup>, които да осигурят надеждно измерване на импулса. Траекториите, които удовлетворяват това условие, се избират за обратно (*scan-back*) проследяване. Те могат да са повече от една.

Отбраните събития в двете извадки по-нататък се подлагат на допълнителна селекция с цел да се осигури качествено сканиране от компютризираните микроскопски системи. Избраните за проследяване траектории трябва да сключват с посоката на неутринния снап ъгъл, по-малък от  $400 \text{ mrad}$ , което е свързано с ограниченията в алгоритъма, използван от видео-процесора за търсене на следи във видео-изображенията.

Сканирането и анализа на отбраните събития премина във две фази. В **първата фаза** на анализ, преди възникването на *NETSCAN* технологията, бяха разработени и приложени методи за сканиране около точката на взаимодействието и търсене на топологии на събития, съответстващи на раждането и разпадането на  $\tau$ -лептон, в които сканирането беше ограничено до сравнително неголеми области от емулсията с цел оптимизиране на времето за получаване на резултата. Тези методи са разгледани подробно в §6.2 на дисертацията. Тук ще ги илюстрираме с един от тях, който е приложен върху около 90% от сканираните събития.

Методът е ориентиран към търсене на  $\tau$ -разпадания, когато точката на разпадане е в емулсионния лист, следващ този с точката на взаимодействие и ъгълът на разпадане<sup>27</sup> е по-голям от  $25 \text{ mrad}$ <sup>28</sup>. Идеята на търсенето е да се намери и реконструира следата на  $\tau$ -лептона между точката на взаимодействието и точката на разпадането му, т.е. „родителската“ траектория, ако *scan-back* траекторията е „дъщерната“. Фиг. 6.6 илюстрира този метод.



**Фигура 6.6.** Илюстрация на метод за търсене на разпадане на  $\tau$ -лептон в емулсионните листа. Прекъснатите линии представят конуса около „дъщерната“ *scan-back* траектория, в границите на който се извършва сканиране за търсене на „родителската“ траектория.

<sup>26</sup> Траекториите не трябва да пресичат никоя от 6-те „спици“ на магнита, за да се избегне многократното разсейване. Освен това частиците трябва да са регистрирани във всяка от плоскостите на електронните координатни детектори на магнитния спектрометър.

<sup>27</sup> Ъгъл на разпадане е ъгълът между посоката на  $\tau$ -лептона и посоката на мюона или адрона от разпадането му.

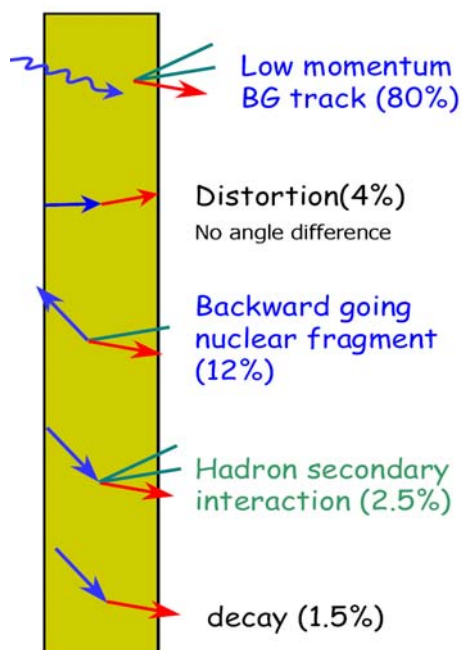
<sup>28</sup> Това е толерансът на процедурата за проследяване на следите от даден в следващ емулсионен лист.

След като се намери емулсионният лист, където се изгубва *scan-back* траекторията, той се счита за съдържащ точката на разпадане на  $\tau$ -лептона. Сканира се на дълбочина  $\sim 100 \mu\text{m}$  малка площ от първата по посоката на снопа страна на този лист около екстраполираната „дъщерна“ траектория. Ако там се намери следа, чието минимално разстояние до „дъщерната“ траектория е не повече от  $15 \mu\text{m}$ , то събитието се отбира за визуално сканиране.

Методът работи и в случаите, когато точката на взаимодействието е в същия лист като точката на разпадането, но в първите  $100 \mu\text{m}$  от емулсията от първата му страна, т.е. в обема, който се сканира.

Общо в първата фаза бяха сканирани 355 395  $\mu\text{m}$  и 85 211  $0\mu$  събития, като за визуално сканиране с полуавтоматични компютъризирани микроскопски системи бяха отбрани съответно 11 398 и 2 282 от тях.

Целта на визуалното сканиране е да се потвърди или отхвърли наличието на разпадна топология, т.е. наличие на връх на взаимодействие, от който излиза проследяваната траектория и на нея има точка на разпадане, т.е. характерно „счупване“. „Родителската“, „дъщерната“ и всички други следи, излизащи от точката на взаимодействие, се измерват внимателно. Събитието се маркира като потенциален кандидат, ако в точката на разпадане няма черни следи<sup>29</sup>, следи на ядрени фрагменти, Оже електрони или силно почерняване, дължащо се на разцепване на ядрото. На Фиг. 6.7 са илюстрирани някои от фоновите случаи, които удовлетворяват критериите на изложените по-горе методи за автоматична селекция и които се нуждаят от визуален анализ. В  $\sim 80\%$  от случаите имаме работа със случайно пространствено съвпадение на следи на ниско-енергетични фонове частици и несвързано с тях по време неутринно взаимодействие. В около  $12\%$  от визуално инспектираните събития имаме съвместяване в една „счупена“ следа на следите на две различни частици: такава, летяща напред от точката на взаимодействие и такава, летяща назад. В  $4\%$  от случаите „счупването“ на иначе правата следа се дължи на изкривяване на емулсията при проявяването.  $2.5\%$  са случаи на вторично взаимодействие на адрони, родени в точката на взаимодействие и около  $1.5\%$  са следи на отрицателни  $\pi$ - или  $K$ -мезони, които са се разпаднали на отрицателен мюон и мюонно антинеутрино.



**Фигура 6.7.** Илюстрация на фонове събития, които удовлетворяват критериите на автоматичния отбор. *Scan-back* следата е обозначена с червена стрелка.

<sup>29</sup> Следи на силно йонизиращи ниско-енергетични частици.

След отхвърлянето на очевидните фонови случаи при визуалния анализ останалите събития преминават допълнителна кинематична селекция. За **1 $\mu$**  събитията това са главно две изисквания: напречният импулс на „дъщерната“ траектория спрямо родителската да е по-голям от 250 MeV/c<sup>30</sup> и точката на разпадане да не е много отдалечена от точката на взаимодействие – т.е. да се намира в някой от следващите 5 емулсионни листа. За **0 $\mu$**  събитията възможните фонови комбинации са доста повече и по-заплетени. Те са коментирани подробно в дисертацията.

Обработката и анализът на сканираните в **първата фаза** събития не водят до намиране на кандидати с раждане на  $\tau$ -лептон в емулсионната мишена. Поради това ние можем да поставим само горна граница за вероятността за неутринни осцилации. Първата стъпка е пресмятането на броя  $N_{\tau}^{max}$  на СС-взаимодействията на  $\nu_{\tau}$ , които бихме могли да регистрираме при приложените процедури за анализ, ако всички  $\nu_{\mu}$  са конвертирали в  $\nu_{\tau}$  преди да достигнат мишената на CHORUS. Максималният брой взаимодействия за **1 $\mu$  извадката**,  $(N_{\tau}^{max})_{1\mu}$  можем да запишем като:

$$\left(N_{\tau}^{max}\right)_{1\mu} = N_{1\mu}^{loc} \cdot r_{\sigma} \cdot r_A \cdot \varepsilon_{kink} \cdot Br_{\mu} \quad (6.2)$$

Тук отделните множители имат следния смисъл:

- $N_{1\mu}^{loc} = 143\,742$  е броят събития, в които при **scan-back** проследяването е намерен емулсионният лист, съдържащ точката на взаимодействие/разпад;
- $r_{\sigma} = \left\langle \sigma_{\tau}^{CC} / \sigma_{\mu}^{CC} \right\rangle = 0.53$  е усредненото по енергиите на неутрината в снопа отношение на сеченията за СС-взаимодействие;
- $r_A = \left\langle A_{\tau} / A_{\mu} \right\rangle = 0.97$  е усредненото по сеченията на взаимодействие отношение на геометричните захвати и ефективностите за регистрация на събития, които са резултат на съответното СС-взаимодействие.  $A_{\tau}$  и  $A_{\mu}$  включват геометричните и кинематични ограничения при реконструкцията на събитията преди сканирането, ефективността на тази реконструкция, а така също и ефективността на **scan-back** процедурата за намиране на листа, съдържащ точката на взаимодействие или разпадане. Както се вижда, това отношение е близко до 1 и това е главният аргумент  $N_{\tau}^{max}$  да се нормира на броя регистрирани взаимодействия на  $\nu_{\mu}$ ;
- $\varepsilon_{kink} = 0.39$  е средната ефективност на методите за търсене на разпадна топология. Тук се включва също така и ефектът на налаганите след това кинематични ограничения;
- $Br_{\mu} = 17.4\%$  е парциалната вероятност за разпадането (4.2а).

Максималният брой взаимодействия за **0 $\mu$  извадката**  $(N_{\tau}^{max})_{0\mu}$  записваме по аналогичен начин:

$$\left(N_{\tau}^{max}\right)_{0\mu} = N_{0\mu}^{loc} \cdot r_{\sigma} \cdot \sum_{i=1,3} (r_A)_i \cdot (\varepsilon_{kink})_i \cdot Br_i \quad (6.3)$$

където:

- $N_{0\mu}^{loc} = 20\,081$  е броят събития от **0 $\mu$  извадката** с намерен лист на взаимодействие/разпадане;
- $r_{\sigma}$  е същото, както в (6.2).

Сумирането е по трите канала на разпадане на  $\tau$ -лептона (4.2а,б,г), които могат да дадат принос в **0 $\mu$  извадката**. Случаят (4.2б) е собствено **0 $\mu$**  събитие. При разпадането (4.2а) е възможно мюонът да не бъде идентифициран като такъв, а само като отрицателна частица и събитието да

<sup>30</sup> Това изискване елиминира мюонните разпадания на вторични пиони и каони.

попадне в **0 $\mu$  извадка**. В случая (4.22г), когато имаме електрон вместо мюон, траекторията на този електрон може да е достатъчно изолирана, т.е. да не се е развил електромагнитен каскад в емулсията и събитието също да се класифицира като **0 $\mu$** . Стойностите на парциалните вероятности  $Br_i$ ,  $(\varepsilon_{kink})_i$  и  $(r_A)_i$  са представени в Табл. 6.4.

**Таблица 6.4.** Ефективности за търсене на разпадна топология  $\varepsilon_{kink}$  и относителни аксептанси  $r_A$  за събития с различен произход от **0 $\mu$  извадка**

Канал на разпадане $i$	Парциална вероятност $Br_i$	$(\varepsilon_{kink})_i$	$(r_A)_i$	$Br_i \times (\varepsilon_{kink})_i \times (r_A)_i$
$\tau \rightarrow \nu_\tau \ h^- \ n h^0$	49.5 %	0.11	2.88	<b>0.157</b>
$\tau \rightarrow \nu_\tau \ \tilde{\nu}_e \ e^-$	17.8%	0.05	2.21	<b>0.020</b>
$\tau \rightarrow \nu_\tau \ \tilde{\nu}_\mu \ \mu^-$	17.4%	0.10	0.69	<b>0.012</b>

Трябва да отбележим, че интерпретацията на отношенията на  $(r_A)_i$  от Табл. 6.4 не е толкова очевидна, както при **1 $\mu$  извадка**. Основният принос към **0 $\mu$  извадка** имат събитията от NC-взаимодействия на  $\nu_\mu$ , докато  $r_\sigma$  е отношението на CC-сеченията. Поради това в съответното  $r_A$  се включва и отношението на NC- към CC-сечението на  $\nu_\mu$ . Също така ефективността на *scan-back* процедурата в **0 $\mu$  извадка** силно се различава за събития, предизвикани от  $\nu_\mu$  и от  $\nu_\tau$ , както вече беше отбелязано.

Изчисленият максимален брой регистрируеми  $\nu_\tau$  CC-взаимодействия в **1 $\mu$  извадка** съгласно (6.2) е 5014. Аналогичният брой за **0 $\mu$  извадка** от (6.3) е 2004.

За получаване на горна граница ще използваме двукомпонентната схема за смесване, при която вероятността за осцилации се дава от (3.13) и която можем да запишем по следния начин, като  $L$  е в  $km$ ,  $E_\nu$  е в  $GeV$ , а  $\Delta m^2$  е в  $eV^2/c^4$ :

$$P_{l\tau} = \sin^2 2\theta_{l\tau} \cdot \sin^2 \left( \frac{1.27 \cdot \Delta m_{l\tau}^2 \cdot L}{E_{\nu_l}} \right), \quad (6.4)$$

където за случая на CHORUS  $l = \mu, e$ , а средните стойности на  $L$ ,  $E_{\nu_\mu}$  и  $E_{\nu_e}$  са 0.6 km, 27 GeV и 40 GeV, съответно.

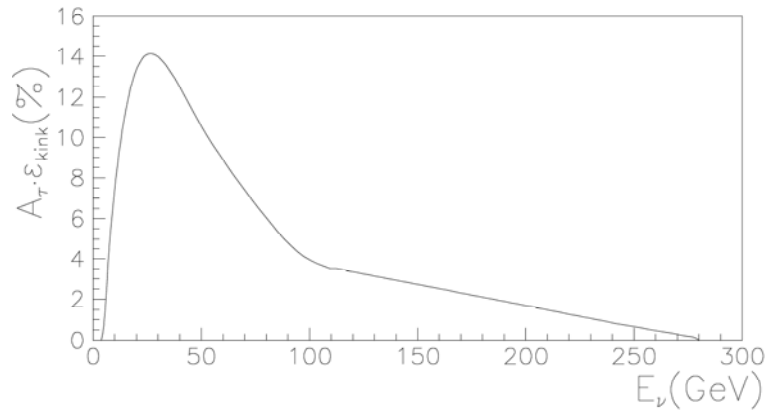
За големи стойности на  $\Delta m_{l\tau}^2 \sin^2(\cdot)$  се осреднява до  $\frac{1}{2}$  и горната граница за вероятността за осцилации не зависи от енергията на неутрината. За случая на  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилации можем да запишем:

$$P_{\mu\tau} \leq \frac{N_\tau}{(N_\tau^{\max})_{1\mu} + (N_\tau^{\max})_{0\mu}}, \quad (6.5)$$

където числата в знаменателя са пресметнати в (6.2) и (6.3), а  $N_\tau$  е горната граница за броя  $\tau$ -кандидати.

Когато  $\Delta m_{l\tau}^2$  е сравнимо с отношението  $E/L$ , спектърът на  $\nu_\tau$ , получен в резултат на осцилации, се изменя съгласно множителя  $\sin^2(\cdot)$  в (6.4). Горната граница в този случай ще зависи от енергията на  $\nu_\tau$ . При изчисляването ѝ ние вземаме предвид енергетичната зависимост на сеченията за взаимодействие, геометричния захват и съответните ефективности и провеждаме съответното интегриране в подходящи енергетични интервали.

На Фиг. 6.11 е представена енергетичната зависимост на пълната ефективност за регистриране на  $\nu_\tau$ -взаимодействие на  $\nu_\tau$  в експеримента CHORUS. Тя включва всички етапи на процедурите за анализ, т.е. реконструкция на събитията, намиране на емулсионния лист, съдържащ точката на взаимодействие или разпадане, търсене на разпадна топология и следващите кинематични ограничения.



**Фигура 6.11.** Пълна ефективност за детектиране на  $\nu_\tau$   $CC$ -взаимодействия от CHORUS като функция на енергията на  $\nu_\tau$ .

Същественото намаляване на ефективността при енергии над  $\sim 100$  GeV/c се дължи на приложените ограничения върху импулса на дъщерната частица на  $\tau$ -разпадането, чиято траектория е избрана за проследяване (*scan-back*). Това намаляване не се отразява съществено на възможния брой регистрирани  $\nu_\tau$  взаимодействия поради малкия брой високо-енергетични  $\nu_\mu$  (респ.  $\nu_e$ ) в снопа (виж Фиг. 4.4).

Стойността на  $N_\tau$  в числителя на (6.5) зависи от избрания статистически метод за оценка и от неопределеностите на числата в знаменателя. Последните включват различни компоненти. Можем да пренебрегнем неопределеностите в парциалните вероятности за разпадане на  $\tau$ -лептона, както и статистическата грешка от Монте-Карло симулациите. Също така не е съществена и неопределеността в отношението на сеченията  $r_\sigma$ . Основен принос имат отношението на аксептансите  $r_A$  и ефективността за намиране на разпадна топология  $\varepsilon_{kink}$ . Общата систематична неопределеност на знаменателя на (6.5) за случая на  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилации се оценява на 17%. При  $CL = 90\%$  получаваме  $N_\tau = 2.42$ .

Тогава от (6.5) за вероятността за  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилации имаме:

$$P_{\mu\tau} \leq 3.4 \times 10^{-4} . \quad (6.6)$$

Съответната област на изключване в пространството на параметрите  $(\sin^2 2\theta_{\mu\tau}, \Delta m_{\mu\tau}^2)$  е показана на Фиг. 6.12 в дисертацията. Пълно смесване ( $\theta_{\mu\tau} = \pi/4$ ) се изключва за  $\Delta m_{\mu\tau}^2 > 0.6$   $eV^2/c^4$ , а големи  $\Delta m_{\mu\tau}^2 (> 50 eV^2/c^4)$  се изключват при  $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} > 6.8 \times 10^{-4}$ .

**Втората фаза** на сканиране и анализ на събитията, регистрирани от CHORUS, е свързана с достигнатото увеличение на скоростта на сканиране с около два порядъка в резултат на хардуерното развитие на методите на сканиране, с използването на NETSCAN технологията и с усъвършенстването на софтуера на CHORUS, постигнато с участието на автора. Това доведе до значително подобряване на чувствителността на експеримента за търсене на осцилации.

Вниманието във втората фаза беше насочено към **0μ извадката** от събития, регистрирани през 1996-1997 г., защото при тях се очакваше най-голям принос в повишаване на чувствителността. За повторно сканиране бяха избрани 102 544 **0μ** събития, които удовлетворяват критериите за отбор за **0μ извадката**, като изискването за импулс на



проследяваната траектория в интервала  $1 \div 20 \text{ GeV}/c$  не беше налагано. За обратно проследяване се избираше най-изолираната следа. За всичките намерени следи в интерфейсните листа в радиус  $\sim 1 \text{ mm}$  около *scan-back* траекторията се предприема процедура по „съшиване” с възможни траектории, реконструирани в мишенния координатен детектор. Следите, за които тази процедура е успешна, се екстраполират, търсят и проследяват в основните емулсионни листа. При успешно намиране на емулсионен лист, който съдържа точката на взаимодействие (в около 34% от събитията), се предприема *NETSCAN* сканиране и реконструкция. *NETSCAN* реконструкцията е успешна, когато реконструираниите траектории на базата на сканираните сегменти в *NETSCAN* обема имат добро качество на фитиране с права линия по критерия  $\chi^2$  (около 84% от събитията) и е реконструиран връх на взаимодействието или разпадането (65% от събитията).

По-нататък се предприема търсене на разпадна топология. Първият етап на търсене се осъществява автоматично. Критериите за отбор селектират 3 групи събития:

- *събития с късо разпадно разстояние*: това са събития с един връх на взаимодействие, потвърден от мишенния координатен детектор<sup>31</sup> в *NETSCAN* обема и най-малко една изолирана траектория, потвърдена от същия детектор, чието прицелно разстояние до върха е в интервала  $7.2\text{-}100 \mu\text{m}$ ;
- *събития с дълго разпадно разстояние*: събития с емулсионна траектория, реконструирана в *NETSCAN* обема, върху която се наблюдава „счупване”. Това са фактически две праволинейни следи, които отстоят на разстояние, по-малко от  $6 \mu\text{m}$  една от друга. „Дъщерната” следа трябва да е потвърдена от координатния детектор. Ако има реконструиран връх на взаимодействието в обема, то той трябва да е потвърден от координатния детектор и „майчината” следа да минава на разстояние, по-малко от  $3 \mu\text{m}$  от него;
- *събития с „многочастично” (multi-prong) разпадане*: събития, в които са *NETSCAN* реконструирани два (или повече) върха. Вторичният връх би могъл да е в резултат на т-разпадане по канала (4.2в). В тази група се включват и събития, в които двата върха не са свързани със следа на заредена частица.

Отбраните по тези критерии 754 събития се подлагат на визуално сканиране, за да се установи точно тяхната топология. При това сканиране се отбират събития, които имат една от следните топологии:

- C1: събитие с един връх, от който излиза траектория със „счупване”, по-голямо от  $50 \text{ mrad}$ . Такива събития са 59;
- C3: събитие с един връх, от който излиза траектория, която в дадена точка „се разпада” на 3 траектории. Намерени са 48 такива събития;
- V2: събитие с два върха, които не са съединени със следа на заредена частица, като от вторичния връх излизат две заредени частици. Намерени са 99 такива.

Тау-лептонните разпадания могат да имат C1- или C3-топология. Събитията с V2-топология се дължат главно на раждане и разпадане на неутрални очаровани адрони.

За търсенето на редки процеси и поставянето на горни граници за техните вероятности е от съществено значение прецизната оценка на възможните фонове събития. Такава оценка беше направена както във първата, така и във втората фаза на анализ на резултатите на CHORUS. Тук само ще изброим накратко основните източници на фонове събития.

Неизбежен фон в търсенето на  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилации са взаимодействията на наличните в снопа  $\tau$ -неутрина. Симулационни пресмятания, базирани на експериментални данни, показват, че при потока неутрина, преминал през мишената на CHORUS, този фон е по-малък от 0.1 събитие [62] и може да се пренебрегне.

<sup>31</sup> Връх на взаимодействието, конструиран от следи в емулсията, се счита за потвърден от мишенния координатен детектор, когато най-малко една от неговите следи (траектории) е потвърдена от този детектор, т.е. се „съшива” с траектория, реконструирана от него.



$$P_{\text{et}} \leq 2.2 \times 10^{-2}. \quad (6.12)$$

Съответните ограничения в пространството на променливите ( $\sin^2 2\theta$ ,  $\Delta m^2$ ) в уравнение (6.4) са показани на Фиг. 6.14 и Фиг.6.15. При големи  $\Delta m^2$  получаваме  $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} > 4.4 \times 10^{-4}$  и  $\sin^2 2\theta_{\text{et}} > 4.4 \times 10^{-2}$ .

**Таблица 6.8.** Окончателни данни на експеримента CHORUS за получаване на ограничения за  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  и  $\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$  осцилации. За различните групи събития са представени очакваният брой фонови събития, максималният брой регистрируеми  $\tau$ -разпадания при единица вероятност за съответните осцилации и регистрираните събития.

Група събития	Очаквани фонови събития	$N_{\tau}^{\text{max}}$		Регистрирани събития
		$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$	$\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$	
$\tau \rightarrow 1\mu$ (1994-1997 г.)	$0.1 \pm 0.025$	5014	55.8	<b>0</b>
$\tau \rightarrow 0\mu$ C1 (1994-995г.)	$0.3 \pm 0.075$	526	5.85	<b>0</b>
$\tau \rightarrow 0\mu$ C1 (1996-1997 .)	$53.2 \pm 9.0$	9621	76.9	<b>59</b>
$\tau \rightarrow 0\mu$ C3 (1996-1997 .)	$47 \pm 11$	4443	35.5	<b>48</b>

Получените горни граници са по-ниски от достигнатите в **първата фаза**, благодарение на подобрената чувствителност на анализа. В първата фаза за  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  осцилации тя е  $3.8 \times 10^{-4}$ , докато достигнатата сега стойност е  $2.4 \times 10^{-4}$  [A23].

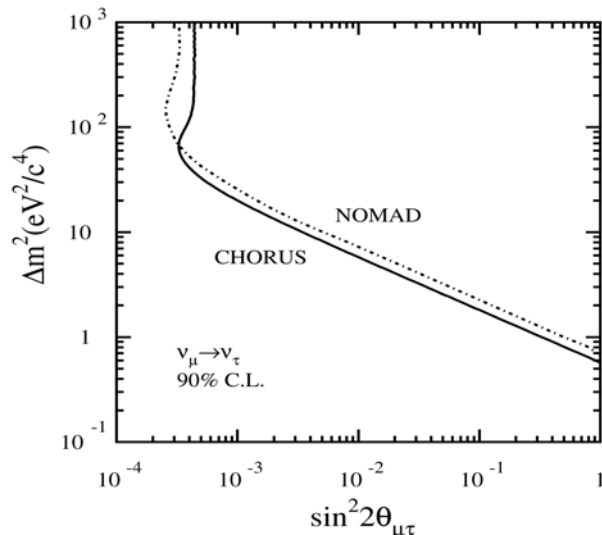
Чувствителността е получено като средна стойност на горните граници в 800 симулирани експеримента със същия среден брой очаквани фонови събития. Разпределението е показано на Фиг. 6.16 (вляво). Вертикалната линия съответства на получената в реалния експеримент горна граница (6.11). Площта на разпределението наляво от нея е вероятността в даден експеримент със същия среден брой фонови събития и нулев сигнал да се получи горна граница, равна или по-малка от (6.11). Тази вероятност е 48%, което показва, че броят наблюдавани събития съответства на очаквания брой фонови събития. За  $\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$  осцилации чувствителността е  $2.2 \times 10^{-2}$ . Разпределението ѝ е показано на Фиг. 6.16 (вдясно), като отново броят наблюдавани събития съответства на очакваните фонови такива (вероятността за горна граница, по-малка от получената, е 49%).

Във **втората фаза** на обработка на данните в CHORUS беше достигната проектната чувствителност на експеримента [37] и поставени съответните горни граници. Към момента на публикуването им вече беше известно, че  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  осцилации се случват с  $\Delta m_{\mu\tau}^2 \sim 10^{-3} \text{ eV}^2/\text{c}^4$  и  $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} \sim 1$  и не биха могли да бъдат регистрирани от CHORUS. Въпреки това получаването на тези резултати доказва възможностите на хибридният емулсионен експеримент за регистриране и изучаване на свойствата на неутринните взаимодействия и родените в тях късоживеещи частици.

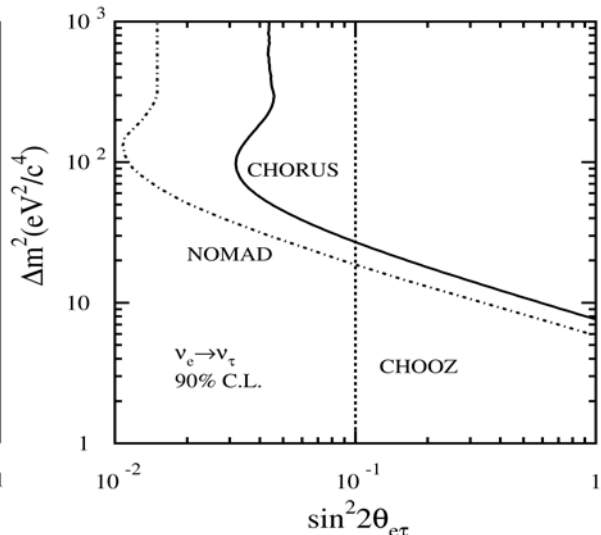
Крайните резултати на CHORUS могат да бъдат сравнени с крайните резултати на експеримента NOMAD [64], проектиран за достигане на подобна чувствителност към търсенето на  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  осцилации. Сравнението е направено на Фиг. 6.14 за  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  осцилации и на Фиг. 6.15 за  $\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$  осцилации. Горната граница на NOMAD за  $P_{\mu\tau}$  при големи  $\Delta m_{\mu\tau}^2$  е  $1.63 \times 10^{-4}$  и е по-ниска от (6.11), което се дължи на статистическата флукуация на реално наблюдаваните от тях фонови събития към по-малък брой от средния. Чувствителността на експеримента е  $2.5 \times 10^{-4}$  [64], т.е. малко по-лоша от тази на CHORUS. При  $\Delta m_{\mu\tau}^2 \leq 70 \text{ eV}^2/\text{c}^4$  горната граница на CHORUS е по-ниска от тази на NOMAD, даже и при благоприятната за NOMAD статистическа

флуктуация, поради по-добрата ефективност на CHORUS за регистрация на  $\tau$ -лептоните при по-ниски енергии.

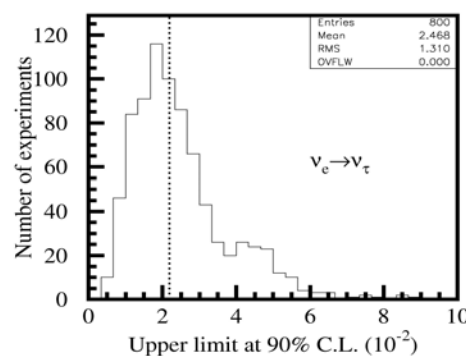
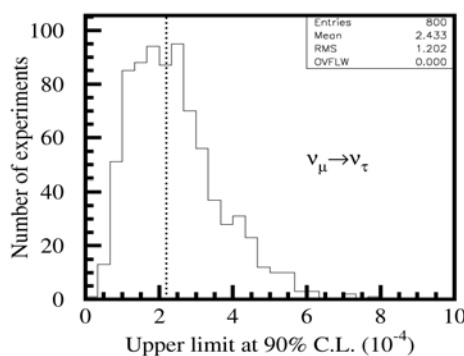
Горната граница за  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  осцилации на NOMAD  $P_{e\tau}$  при големи  $\Delta m_{e\tau}^2$  е  $0.74 \times 10^{-2}$  [64] и е около 3 пъти по-добра от (6.12), като чувствителността от  $1.1 \times 10^{-2}$  е само 2 пъти по-добра, което отново е резултат на същата статистическа флуктуация. Съществената разлика в чувствителностите на двата експеримента за търсене на  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  осцилации се дължи на по-високата средна енергия на  $\nu_e$  в снопа и по-високата ефективност за регистриране на  $\tau$ -лептони от NOMAD при по-високи енергии.



**Фигура 6.14.** Ограничение за  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилации в пространството на параметрите  $(\sin^2 2\theta_{\mu\tau}, \Delta m_{\mu\tau}^2)$ , получено от CHORUS във втората фаза на анализ на резултатите (плътната линия). За сравнение с прекъсната линия с точки е показан крайният резултат от експеримента NOMAD [64].



**Фигура 6.15.** Ограничение за  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  осцилации в пространството на параметрите  $(\sin^2 2\theta_{e\tau}, \Delta m_{e\tau}^2)$ , получено от CHORUS във втората фаза на анализ на резултатите (плътната линия). За сравнение с прекъсната линия с точки е показан крайният резултат на експеримента NOMAD [64], а само с прекъсната линия – ограничението, получено в реакторния експеримент CHOOZ [65].



**Фигура 6.16.** Горни граници за ниво на достоверност 90% при отсъствие на сигнал в 800 симулирани експеримента с очакван среден брой фонове събития като този във втората фаза на CHORUS. Указаните в каретата в горните десни ъгли средни значения съответстват на чувствителността за  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  (вляво) и  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  (вдясно) осцилации. Вертикалните линии представят ограниченията, получени от експерименталните данни.

Както вече споменахме, към момента на публикуването на крайните резултати от CHORUS (и NOMAD) вече беше известно, че  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилациите се случват, но с параметри, далече извън областта на чувствителност на тези експерименти. За ориентация на читателя ще приведем тук съвсем накратко обобщените експериментални резултати по изучаване на неутринните осцилации към края на 2008 г. [66]. В дисертацията има приведени и данни до лятото на 2009г.

До сега са правени експерименти за търсене на неутринни осцилации с неутрина, родени:

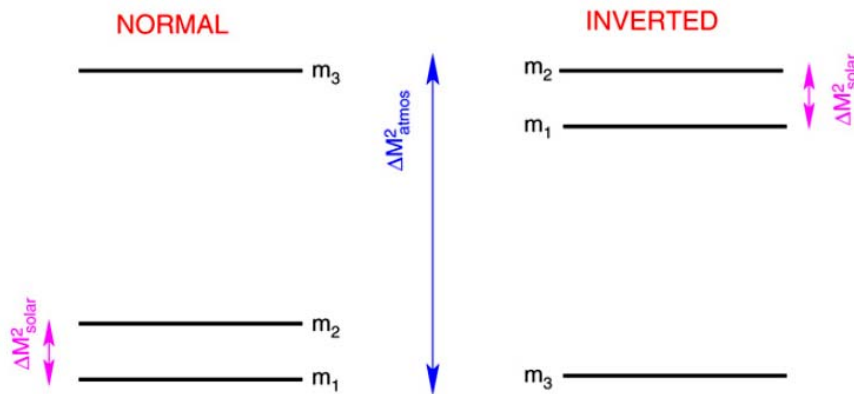
- в ядрото на Слънцето и достигащи Земята,
- в земната атмосфера от разпадането на пионите и каоните от атмосферните порои, предизвикани от космическите лъчи,
- в активната зона на ядрените реактори
- от ускорени снопове частици.

Само изброяването на експериментите тук би отнело неоправдано много място. Кратък анализ на съществените резултати е направен в Глава 3 на дисертацията.

Множество експерименти представят доказателства за съществуването на неутринни осцилации, като се наблюдават две области на масовите разлики (3.10), йерархически разделени с два порядъка:

$$\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{\odot}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2 = |\Delta m_{31}^2| \simeq |\Delta m_{32}^2|, \quad (3.49)$$

като тук без ограничение на общността сме приели, че  $\Delta m_{21}^2$  е винаги положително. В зависимост от неизвестния за сега знак на  $\Delta m_{31}^2$  можем да имаме две подредби на масите на неутрината по големина: *нормална*, показана на лявата графика на Фиг. 3.17 и *обърната*, показана на дясната графика на същата фигура. Отново без загуба на общност можем да изберем ъглите в (3.11)  $\theta_{\alpha\beta} \in [0, \pi/2]$ , т.е. в първия квадрант и фазата  $\delta \in [0, 2\pi]$ .



**Фигура 3.17.** Нормална и обърната подредба на масите на неутрината при смесване на 3 неутрина.

Стойностите на самите маси могат да бъдат подредени йерархически, т.е.

$$m_1 \ll m_2 \ll m_3, \quad m_2 \simeq \sqrt{\Delta m_{21}^2}, \quad m_3 \simeq \sqrt{\Delta m_{32}^2} \quad (3.50)$$

или да са квази-изродени:

$$m_1 \simeq m_2 \simeq m_3 \gg \Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2. \quad (3.51)$$

Свързващото звено между двете области на осцилации, ъгълът  $\theta_{13}$ , може да бъде оценен от два типа данни: измерванията в реакторните експерименти (където CHOOZ [65, 67] е най-чувствителният експеримент) и осцилациите на слънчевите неутрина.

Резултатите от глобалния фит за шестте осцилационни параметъра с отчитане на всички данни са представени в (3.54) [66] .

$$\begin{aligned}\Delta m_{21}^2 &= 7.67_{-0.21}^{+0.22} \left( \begin{matrix} +0.67 \\ -0.61 \end{matrix} \right) \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \\ \Delta m_{31}^2 &= \begin{cases} -2.37 \pm 0.15 \left( \begin{matrix} +0.43 \\ -0.46 \end{matrix} \right) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & (\text{inverted hierarchy}), \\ +2.46 \pm 0.15 \left( \begin{matrix} +0.47 \\ -0.42 \end{matrix} \right) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & (\text{normal hierarchy}), \end{cases} \\ \theta_{12} &= 34.5 \pm 1.4 \left( \begin{matrix} +4.8 \\ -4.0 \end{matrix} \right), \\ \theta_{23} &= 42.3_{-3.3}^{+5.1} \left( \begin{matrix} +11.3 \\ -7.7 \end{matrix} \right), \\ \theta_{13} &= 0.0_{-0.0}^{+7.9} \left( \begin{matrix} +12.9 \\ -0.0 \end{matrix} \right), \\ \delta_{CP} &\in [0, 360].\end{aligned}\tag{3.54}$$

Стойностите на ъглите на смесване и на  $\delta_{CP}$  са в градуси, а неопределеностите в скобите съответстват на  $3\sigma$ .

Както се вижда, масовите разлики и ъглите  $\theta_{12}$  и  $\theta_{23}$  са определени с точност  $\sim 5\%$ . За ъгъла  $\theta_{13}$  имаме практически само горна граница, а за CP-нарушаващата фаза  $\delta$  не можем да кажем почти нищо.

В съответствие с (3.54) стойностите на елементите на PMNS матрицата (3.11) са в следните доверителни интервали (90%  $CL$ ):

$$|U|_{90\%} = \begin{pmatrix} 0.80 \rightarrow 0.84 & 0.53 \rightarrow 0.60 & 0.00 \rightarrow 0.17 \\ 0.29 \rightarrow 0.52 & 0.51 \rightarrow 0.69 & 0.61 \rightarrow 0.76 \\ 0.26 \rightarrow 0.50 & 0.46 \rightarrow 0.66 & 0.64 \rightarrow 0.79 \end{pmatrix}.\tag{3.55}$$

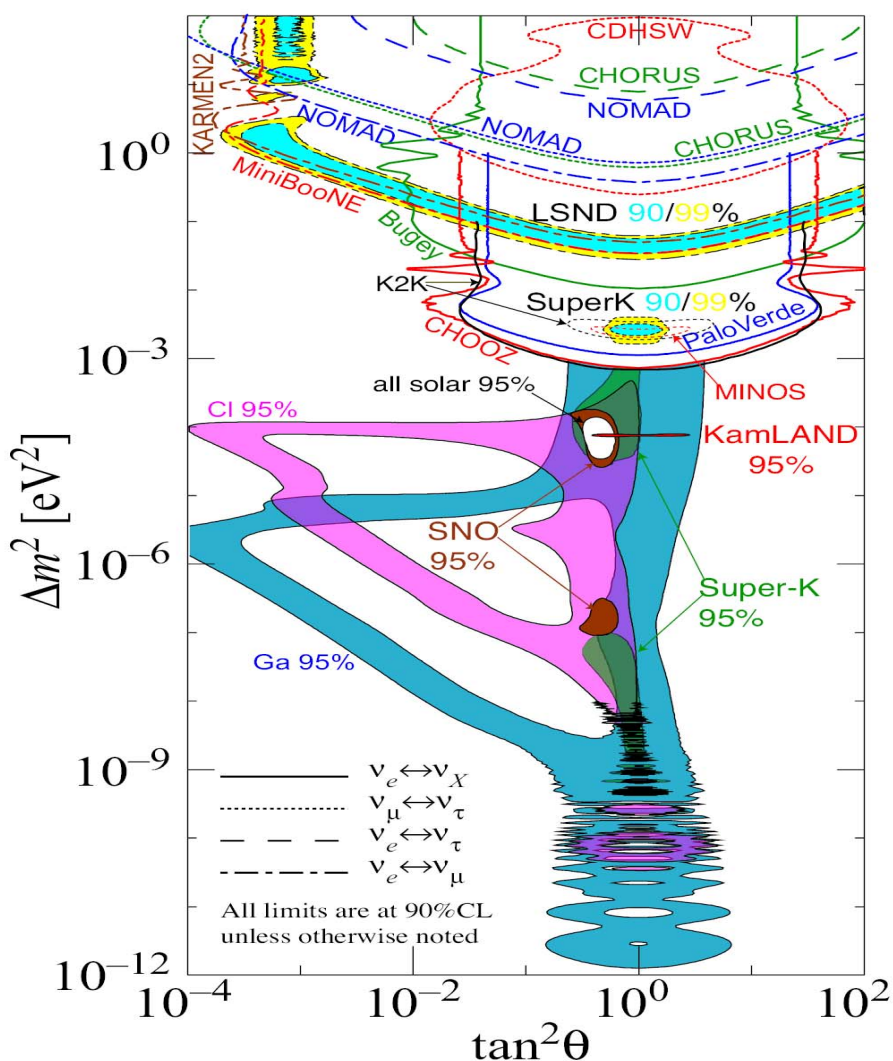
На Фиг. 3.19, заимствана от [44], е представена компилация на данните от почти всички експерименти, допринесли за проясняващата се картина на явлението неутринни осцилации. Вижда се, че получените от CHORUS горни граници за  $\sin^2 2\theta$ , заедно с тези на експеримента NOMAD, са най-ниските световни ограничения за  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилации при  $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2/c^4$ .

Въпросът за възможните разширения на Стандартния модел, които предлагат механизми за генериране на маси на неутрината, излиза извън рамките на нашето изложение. Тясно свързани с него са и въпросите за природата на неутрината – дали те са Диракови или Майоранови фермиони, както и дали съществуват „стерилни” по отношение на познатите взаимодействия неутрина<sup>32</sup> и т.н. За тези и други въпроси на физиката на масивните неутрина към днешна дата могат да се почерпят сведения от богатата обзорна литература [68, 28, 66 и цитираните там източници].

Непосредствените задачи пред физиката на масивните неутрина са прецизиране на стойностите на измерените осцилационни параметри и особено измерването на ъгъла  $\theta_{13}$  и CP-нарушаващата фаза  $\delta$ , както и решаването на въпроса с нормалната или инвертирана подредба на масовите състояния (Фиг. 3.17). За тези измервания са необходими значително по-високо интензивни ускорителни неутринни снопове от работещите в момента, както и нови експерименти с реакторни неутрина. Детекторите трябва да са разположени далече от източниците на неутрина и да са достатъчно масивни, за да регистрират нужния брой събития в

<sup>32</sup> Наличието на „стерилни” неутрина се предполага в някои модели, които се опитват да включат и резултата на LSND, който не се вмести в изложената схема само с три „активни” неутрина.

разумно време (~ 1 година). В Табл. 3.4 [66] са представени основните характеристики на такива експерименти, които са или в процес на конструиране, или се планират в по-отдалечено бъдеще.



**Фигура 3.19.** Области от масови разлики и ъгли на смесване, получени в различните експерименти, изследвали неутринните осцилации. Фигурата е заимствана от Обзора на свойствата на частиците [44], където тя е препечатана от <http://hitoshi.berkeley.edu/nuetrino>

**Таблица 3.4.** Характеристики на някои бъдещи експерименти с голямо прелетно разстояние  $L$ . Представени са още средната енергия на неутрината  $\langle E_\nu \rangle$ , мощността на снопа на протонния ускорител в MW, масата на детектора в kt и изследвания тип осцилации [66].

Experiment	$L$ (km)	$\langle E_\nu \rangle$	Power (MW)	Mass (kton)	Channel
First-Generation Superbeams:					
T2K	295	0.7 GeV	0.8	22.5	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
NuMI-OA	700–900	2 GeV	0.4	50	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
Reactor experiments:					
D-CHOOZ	1.05	~ few MeV	$2 \times 4250$	0.011	$\nu_e \rightarrow \nu_e$
Next-Generation Superbeams:					
T2HK	295	0.7 GeV	4	450	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
SNuMI-OA	700–900	2 GeV	2	100	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
BNL2NUSL	>2500	1 GeV	1	500	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
CERN SPL	130	0.4 GeV	4	400	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
$\beta$ beam	130–3000	0.2–5 GeV	0.04	400	$\nu_e \rightarrow \nu_{e,\mu}$
$\nu$ factory	700–3000	7–40 GeV	4	50	$\nu_{e,\mu} \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau}$

## Изучаване на раждането и разпадането на очаровани<sup>33</sup> адрони в експеримента CHORUS

Таблица 7.2 Някои свойства на очарованите адрони, регистрирани от CHORUS [44].

	$I (J^P)$	кварков състав	маса, $MeV/c^2$	средно време на живот $\tau$ , $10^{-15} s$	ст, $\mu m$	пълна ширина $\Gamma$ , $keV$
$D^0$	$\frac{1}{2} (0^-)$	$c\bar{u}$	$1864.84 \pm 0.17$	$410.1 \pm 1.5$	122.9	
$D^{*0}$	$\frac{1}{2} (1^-)$	$c\bar{u}$	$2006.97 \pm 0.19$			<2100
$D^+$	$\frac{1}{2} (0^-)$	$c\bar{d}$	$1869.62 \pm 0.20$	$1040 \pm 7$	311.8	
$D^{*+}$	$\frac{1}{2} (1^-)$	$c\bar{d}$	$2010.27 \pm 0.17$			$96 \pm 22$
$D_S^+$	$0 (0^-)$	$c\bar{s}$	$1968.49 \pm 0.34$	$500 \pm 7$	149.9	
$D_S^{*+}$	$0 (1^-)$	$c\bar{s}$	$2112.3 \pm 0.5$			< 1900
$J/\Psi$	$0 (1^-)$	$c\bar{c}$	$3096.916 \pm 0.011$			$93.2 \pm 2.1$
$\Lambda_C^+$	$0 (\frac{1}{2}^+)$	$udc$	$2286.46 \pm 0.14$	$200 \pm 6$	59.9	
$\Sigma_C^{++}$	$1(\frac{1}{2}^+)$	$uuc$	$2454.02 \pm 0.18$			$2.23 \pm 0.30$
$\Sigma_C^+$	$1(\frac{1}{2}^+)$	$udc$	$2452.9 \pm 0.4$			<4.6
$\Sigma_C^{++*}$	$1(3/2^+)$	$uuc$	$2518.4 \pm 0.6$			$14.9 \pm 1.9$
$\Sigma_C^{*+}$	$1(3/2^+)$	$udc$	$2517.5 \pm 2.3$			<17

Изходна точка за изучаването на раждането на очаровани адрони в емулсионната мишена на CHORUS е анализът на  $I\mu$  събитията, регистрирани през 1996-1997 г., в които е локализиран връх на взаимодействие или разпадане. За 93 807 от тях е извършено NETSCAN сканиране и реконструкция на следите и върховете на взаимодействие и/или разпадане в стандартния обем от  $6.3 \times 1.5 \times 1.5 \text{ mm}^3$ .

По-нататък се предприема търсене на разпадни топологии. Прилагат се следните критерии:

- следата на първичния мюон трябва да е намерена в повече от един емулсионен лист;
- най-малко една от следите, излизащи от вторичен връх, трябва да е проследена в повече от един емулсионен лист и да се „съшива” с траектория, реконструирана в мишенния координатен детектор;
- прицелният параметър към първичния връх на поне една от следите, излизащи от вторичен връх, трябва да е в определен интервал от стойности, зависещи от точността на екстраполацията във всеки отделен случай<sup>34</sup>;
- ъгълът на излитане на разпадащата се неутрална частица, възстановен по ъглите на заредените ѝ продукти на разпадане, трябва да е по-малък от  $400 \text{ mrad}$ ;
- разпадното разстояние трябва да надвишава  $25 \mu m$ .

<sup>33</sup> За улеснение на читателя основните характеристики на изучаваните очаровани адрони са сумирани в Табл. 7.2.

<sup>34</sup> Типични стойности за границите на интервала са ( $10 \mu m \div 130 \mu m$ ).



Горните критерии се удовлетворяват от 2752 събития. Тези събития са инспектирани визуално, за да се потвърди или отхвърли наличието на разпадна топология. При това инспектиране вторичен връх се приема за резултат на разпадане, ако броят на заредените частици съответства на запазване на електрическия заряд<sup>35</sup> и не се наблюдават други особености около върха (напр. излъчване на Оже електрон или къса следа от откат на ядро).

Резултатите от автоматичната и визуална обработка на събитията са сумирани в Табл. 7.3.

Вижда се, че 73.2% от автоматично отбраните събития, т.е 2013 от тях, действително имат разпадна топология. Това е най-голямата извадка от събития с кандидати за разпади на очаровани частици, измервана някога в емулсионни (хибридни) експерименти. Тя е резултат от създаването на изключително високо производителните автоматични системи за сканиране и реконструкция на следите, разработени от колаборацията CHORUS . След нея е на поряdk по-малката извадка от 122 събития, регистрирани в експеримента E531 във FNAL [43].

По-нататък, за да бъдат извлечени сечението за раждане и парциалните вероятности е необходимо да се оценят ефективностите за регистрация и отбор, както и приносът на фонови събития. Това се извършва чрез Монте-Карло симулиране на:

- свойствата на неутринния сноп и взаимодействието му с мишената;
- реконструкцията на събитията в електронните детектори;
- процедурата за избор на *scan-back* траектория;
- процедурата за локализиране на върха на взаимодействие или разпадане;
- реконструкцията на събитията в *NETSCAN* обема;
- процедурата за отбор на събитията с разпадна топология.

Последователността от симулационни пресмятания, с помощта на която се реализират горните стъпки, беше разгледана в по-горе.

Пълната ефективност за реконструиране и отбор на СС-взаимодействие с очарован адрон в крайно състояние, предизвикал събитие със съответната разпадна топология,  $\mathcal{E}_{CHARM}$ , може да се факторизира, аналогично на (6.2), по следния начин:

$$\mathcal{E}_{CHARM} = \mathcal{E}_{1\mu}^{rec} \cdot \mathcal{E}^{loc} \cdot f_{charm} \cdot \mathcal{E}^{topo}, \quad (7.2)$$

където

- $\mathcal{E}_{1\mu}^{rec}$  е вероятността за реконструиране на мюон и възстановяване на върха на взаимодействието от следите в електронните детектори на (анти)неутринно СС събитие, случило се в някой от четирите емулсионни пакета;
- $\mathcal{E}^{loc}$  е ефективността за локализиране на върха на взаимодействието (намиране на листа, който го съдържа) при *scan-back* процедурата;
- $f_{charm}$  е отношението на произведението на предишните две ефективности за събития с очарован адрон в крайно състояние (евентуално зависещи от разпадната му топология) към това за всякакви СС събития;
- $\mathcal{E}^{topo}$  е ефективността за идентифициране на съответната разпадна топология след като събитието е било локализирано. Фактически това е ефективността на *NETSCAN* реконструкцията и визуалния отбор след нея за съответната топология.

Чувствително звено в горната последователност е процедурата за локализиране на върха на взаимодействие или разпадане. Може да се окаже, че при *scan-back* проследяването е подхваната фонова траектория, а не такава на частица, родена във върха на взаимодействието или разпадането. Тогава не се достига до локализиране на връх на взаимодействие/разпадане.

<sup>35</sup> Четен брой следи, излизаци от вторичния връх, свидетелстват за разпадане на неутрална частица, а нечетен – на заредена такава.

От друга страна, реалната *scan-back* следа може да бъде загубена по различни причини в два последователни емулсионни листа, което води до определяне на емулсионен лист и локализиране на област в него, в която няма връх. И двата случая водят до загуби на ефективност. Тези загуби, обаче, са едни и същи за всички СС-взаимодействия, независимо от крайното състояние, поради което е удобно да използваме за нормировка броя локализирани  $\nu_\mu$  СС-взаимодействия, т.е броя събития в  $1\mu$  извадката<sup>36</sup>. Тогава е необходимо да пресмятаме само относителна ефективност за регистрацията спрямо ефективността за регистрацията на  $\nu_\mu$  СС-взаимодействия, т.е произведението  $f_{charm} \cdot \epsilon^{topo}$ . Това елиминира произведението  $\epsilon_{1\mu}^{rec} \cdot \epsilon^{loc}$ , с което се намаляват силно систематичните неопределености. Подобен подход беше използван и при пресмятането на горните граници за осцилации.

Всички изложени по-нататък резултати се основават на анализиране на събития с локализиран връх и са нормирани към техния брой, така че произведението  $\epsilon_{1\mu}^{rec} \cdot \epsilon^{loc}$  не участва в крайния резултат. За ориентация ще приведем съобщената в [A14] средна оценка на това произведение за  $\nu_\mu N$  и  $\tilde{\nu}_\mu N$  СС събития :

$$\begin{aligned} \epsilon_{1\mu}^{rec} \cdot \epsilon^{loc} (\nu_\mu N) &= (40.3 \pm 0.4) \% , \\ \epsilon_{1\mu}^{rec} \cdot \epsilon^{loc} (\tilde{\nu}_\mu N) &= (43.7 \pm 0.6) \% . \end{aligned} \quad (7.3)$$

Неопределеностите са само статистически. Ефективността за антинеутринни събития е по-висока поради по-„мекия” спектър на антинеутрината (Фиг. 4.4), чиято средна енергия е 18.3 GeV.

**Таблица 7.3.** Резултати от търсенето на разпадни топологии в разглежданата  $1\mu$  извадка от събития.

<b>NETSCAN сканирани <math>1\mu</math> събития с локализиран връх на взаимодействие или разпадане</b>	<b>93 807</b>	
Събития, отбрани за визуална проверка	2 752	
От тях:		
разпади с прелетно разстояние $< 25 \mu\text{m}$	3	
топология с ъгъл на „счупване” $< 50 \text{mrad}$	11	
вторични взаимодействия	278	
електронно-позитронни двойки	95	
наложени няколко неутринни взаимодействия	44	
некорелиран вторичен връх (от друго взаимодействие)	21	
асоциирани към върхове следи, идващи отвън (извън NETSCAN обема)	128	
всичките следи излизат от първичния връх (няма вторичен)	142	
$\delta$ -електрони	2	
други	15	
<b>събития с потвърдена разпадна топология</b>	<b>2 013</b>	Фонови събития
от тях:		
разпадане на заредена частица	965	
C1 – топология	452	43.3±2.4
C3 – топология	491	3.8±0.2
C5 – топология	22	1.5±0.1
разпадане на неутрална частица	1048	
V2 – топология	819	36.6±3.5

<sup>36</sup> Това означава, че се нормираме на  $\nu$ (или  $\tilde{\nu}$ ) $N$  сечението за СС взаимодействие.

V4 – топология	226	$\ll 1$
V6 – топология	3	$0.84 \pm 0.1$

Оценката на броя фонове събития, указани в последната колонка на Табл. 7.3 и на  $f_{charm} \cdot \epsilon^{topo}$  зависи от спецификата на различните изучавани процеси. Тази оценка е направена на базата на самата извадка от събития, както и на Монте-Карло симулации.

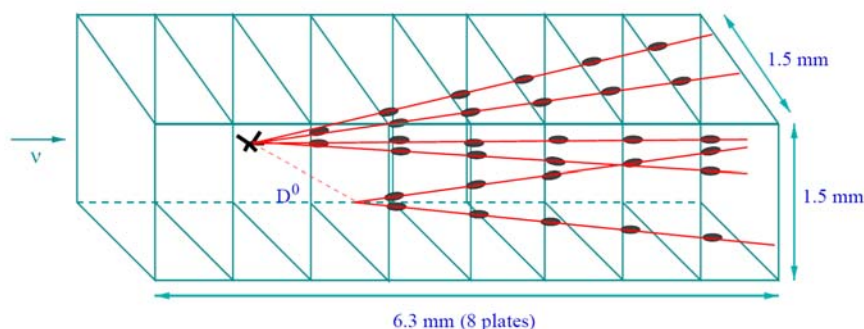
На базата на извадката от кандидати за разпади на очаровани частици, представена в Табл. 7.3, бяха извлечени сеченията за раждане и други характеристики на няколко очаровани адрона, както и по-обща закономерности. С цел ограничаване на автореферата до разумен обем тук ще илюстрираме тези изследвания само с два примера: изследване на характеристиките на раждането на  $D^0$ -мезони и измерване на парциалните вероятности за полулептонни разпадания на очарованите адрони. Сведения за останалите резултати, включително и тези, изведени като научни приноси, могат да бъдат намерени в дисертацията.

### Изследване на раждането на $D^0$ -мезони в $\nu_\mu$ СС взаимодействия и техните разпадания

Характеристиките на  $D^0$ -мезона са сравнително добре изучени и парциалните вероятности на много разпадни канали са известни достатъчно точно (виж [44]). По времето на провеждане на това изследване (2004 г.) сумата от известните парциални вероятности даваше само около 64 % от пълната ширина на разпадане [21]. Вероятностите за редица канали, главно с повече от един неутрални мезона в крайно състояние, не бяха известни. Това, в частност, беше един от мотивите за предприетото изследване от колаборацията CHORUS.

На Фиг. 7.3 схематично е показано как изглежда раждане и разпадане на  $D^0$ -мезон в един такъв NETSCAN обем.

Един преглед на свойствата на известните неутрални очаровани адрони в [44] показва, че няма други частици, освен  $D^0$ , които да предизвикват подобни топологии. Поради това можем да твърдим, че всички събития с V2-, V4- и V6-топологии, наблюдавани от CHORUS, съдържат в себе си разпадане на  $D^0$ -мезон.



**Фигура 7.3.** NETSCAN обем с раждане и разпадане на  $D^0$  в него. Малките елипси представят измерените сегменти от следи в емулсията в първите 100  $\mu\text{m}$  от емулсионния лист, които се сканират. Реконструкцията на траекториите и намирането на общи върхове се извършва off-line.

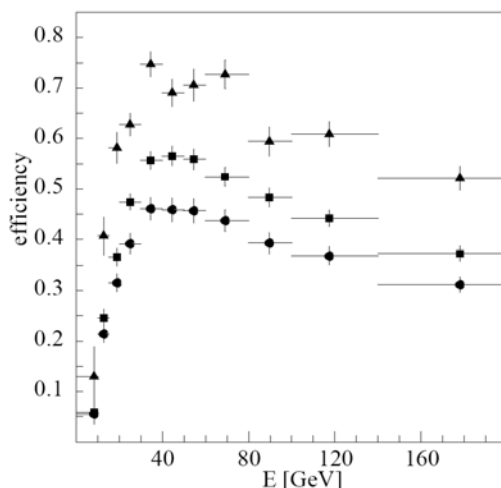
Детайли за симулационните пресмятания и оценката на ефективностите за регистрация могат да бъдат намерени в [A16, A7]. В Табл. 7.4 са представени изчислените ефективности, а на Фиг. 7.4 – тяхната зависимост от енергията на  $\nu_\mu$ <sup>37</sup>. Посочената относителна ефективност за

<sup>37</sup> Събития с  $D^0 \rightarrow V6$  са много редки, поради което не може да се извлече енергетична зависимост от малкия брой генерирани такива. В този анализ сме приели, че формата на тази зависимост е същата, както за  $D^0 \rightarrow V4$ .

регистриране изобщо на  $D^0$ -мезон в  $\nu_\mu$  СС-взаимодействия е пресметната с използването на измерените и представени по-долу парциални вероятности за V2-, V4- и V6- разпадни топологии.

**Таблица 7.4.** *Ефективност за идентифициране на съответната разпадна топология в извадката от събития с очаровани частици и обща ефективност за идентификация на  $D^0$  по тази топология в СС взаимодействие след реконструкцията в електронните детектори и локализирането на събитията чрез scan-back процедурата.*

Разпадна топология	Ефективност за идентифициране на разпадната топология $\epsilon^{topo}$	Ефективност за регистрация в СС-взаимодействие $f_{charm} \cdot \epsilon^{topo}$
$D^0 \rightarrow V2$	$0.561 \pm 0.018$	$0.483 \pm 0.012$
$D^0 \rightarrow V4$	$0.754 \pm 0.027$	$0.650 \pm 0.019$
$D^0 \rightarrow V6$	$0.80 \pm 0.18$	$0.69 \pm 0.16$
$D^0 \rightarrow all$		$0.401 \pm 0.027$



**Фигура 7.1.** *Относителна ефективност за регистрация на  $D^0$ -мезон, роден в  $\nu_\mu$  СС-взаимодействия като функция на енергията на  $\nu_\mu$ . Плътните кръгчета представят общата ефективност, квадратчетата са за  $D^0 \rightarrow V2$  разпадна топология, а триъгълниците – за  $D^0 \rightarrow V4$ .*

След изваждането на фоновите събития и отчитането на съответните ефективности можем да определим отношението на парциалните вероятности за разпадане на 2 и 4 заредени частици:

$$\frac{B(D^0 \rightarrow V4)}{B(D^0 \rightarrow V2)} = 0.207 \pm 0.016 \pm 0.004 \quad (7.4)$$

Първата неопределеност е статистическа, отразяваща броя на регистрираните и на симулираните събития. Втората е систематична, в която влизат неопределеностите при пресмятането на съответните ефективности.

Въпреки че измерените разпадни канали на  $D^0$  към 2004 г. съставяха само около 64% от пълната му ширина, то всички разпади с парциална вероятност, по-голяма от 0.1%, водещи до 4 заредени частици в крайно състояние, бяха вече измерени с добра точност (виж Обзора на свойствата на частиците от 2004 г. [21]). Сумирането им дава:

$$B(D^0 \rightarrow V4) = 0.1339 \pm 0.0061 \quad (7.5)$$

От (7.4) и (7.5) можем да изчислим парциалната вероятност за инклузивния канал на разпадане  $D^0 \rightarrow V2$ :

$$B(D^0 \rightarrow V2) = 0.647 \pm 0.049 \pm 0.031 \quad (7.6)$$

За сравнение можем да сумираме всички известни ексклузивни канали на разпад, водещи до 2 заредени частици [21]. Получаваме  $B(D^0 \rightarrow V2) = 0.485 \pm 0.020$ . Няма противоречие със (7.6), защото нашето измерване е инклузивно и включва канали на разпадане, които не са измерени. Те съдържат главно един или няколко  $K^0$  и/или  $\pi^0$  мезона в повече. Техните парциални вероятности могат да бъдат оценени като се използват изоспиновите съотношения и измерените разпадания със съответните заредени мезони. Подобна процедура дава  $B(D^0 \rightarrow V2) = 0.636 \pm 0.026$  [A16], което е в добро съгласие с (7.6). Аналогично може да се пресметне измереното от нас отношение (7.4), като се използват само известните данни за ексклузивните канали [21] и изоспиновите съотношения. Резултатът е  $0.211 \pm 0.013$ , отново в добро съгласие с нашето пряко измерване (7.4).

На базата на наблюдаваните от нас 3 събития с 6 заредени частици в крайно състояние можем да получим оценка за  $B(D^0 \rightarrow V6)$  по аналогичен начин. С отчитане на фона от Далиц-разпаданията на  $\pi^0$  и разпаданията на странните адрони получаваме:

$$B(D^0 \rightarrow V6) = (1.2_{-0.9}^{+1.3} \pm 0.2) \times 10^{-3} \quad (7.7)$$

Статистическата неопределеност има смисъл на доверителен интервал с 68%  $CL$ , определен по метода на Feldman-Cousins [63], а систематичната включва неопределеността в оценката на фона и на съответните ефективности.

Резултатът (7.7) е първото инклузивно измерване на тази парциална вероятност. В границите на неопределеностите той се съгласува с резултатите от измерванията на ексклузивни канали с 6 заредени частици в експериментите [69, 70].

По-нататък, използвайки отново (7.4), можем да изчислим  $B(D^0 \rightarrow V0)$ :

$$\begin{aligned} B(D^0 \rightarrow V0) &= 1 - B(D^0 \rightarrow V2) - B(D^0 \rightarrow V4) - B(D^0 \rightarrow V6) = \\ &= 1 - B(D^0 \rightarrow V4) \cdot [1 + B(D^0 \rightarrow V2)/B(D^0 \rightarrow V4) + B(D^0 \rightarrow V6)/B(D^0 \rightarrow V4)] \\ &= 0.218 \pm 0.049 \pm 0.036 \end{aligned} \quad (7.8)$$

Статистическата неопределеност се определя главно от тази за  $V4$  събитията, докато систематичната е свързана с неопределеността в  $B(D^0 \rightarrow V4)$ .

Резултатите (7.4) и (7.7) намериха място в последните два Обзора на свойствата на частиците [44, 71].

Относителното инклузивно сечение за раждане на  $D^0$  - мезон в  $\nu_\mu$   $CC$ -взаимодействия може да бъде получено по същия метод. За целта е необходимо да знаем отношението на ефективностите за регистрация на  $D^0 \rightarrow V4$  и на  $CC$ -взаимодействие на  $\nu_\mu$  с раждане на очарована частица в CHORUS. Това отношение е пресметнато чрез проведеното Монте-Карло симулиране и то е (виж втория ред на Табл. 7.4)

$$\varepsilon(D^0 \rightarrow V4)/\varepsilon(CC) = 0.650 \pm 0.013 \pm 0.015. \quad (7.9)$$

От числата в Табл. 7.3 и (7.9) получаваме:

$$\sigma(D^0)/\sigma(CC) = 0.0269 \pm 0.0018 \pm 0.0013. \quad (7.10)$$

Този резултат може да бъде сравнен с единственото друго пряко измерване – това на експеримента E531 [43]. Като вземем предвид парциалната вероятност за разпадане само на неутрални частици (7.8) от данните на E531 получаваме

$$\sigma(D^0)/\sigma(CC) = 0.034 \pm 0.005 \pm 0.006, \quad (7.11)$$

което се съгласува с нашия резултат (7.10), който обаче е с доста по-малка неопределеност от този на E531.

Значителното количество събития с възстановени разпадания на  $D^0$  – мезони (1048 броя, Табл. 7.3) ни дава възможност да изследваме по-подробно характеристиките на тяхното раждане в  $\nu_\mu$   $CC$  взаимодействия и да извлечем сведения за процеса на фрагментация на очарования кварк. По-долу ще представим получените резултати [A15, A16].

При експерименталното изучаване на фрагментацията на  $c$ –кварка обикновено въвеждат променливата  $z$ , представляваща отношението на енергията на очарованата частица, в случая  $E^D$ , и енергията  $\nu$ , предадена от неутриното на адронната система:

$$z = E^D / \nu. \quad (7.12)$$

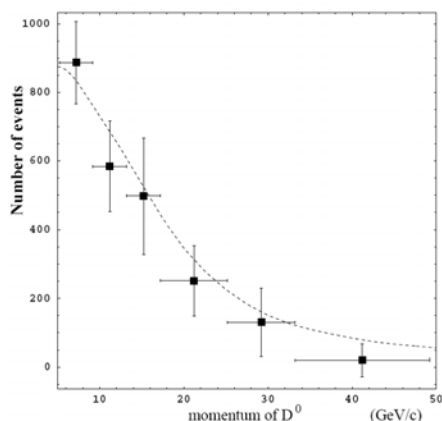
От гледна точка на кварк-партонния модел, това е частта от началния импулс на  $c$ –кварка, носен от очарования адрон, в случая  $D^0$ .

Величината  $\nu$  се измерва пряко в CHORUS като пълната енергия, отдадена в калориметъра, коригирана за енергетичните загуби на първичния мюон в него и загубите на адроните, родени в емулсията, преди да стигнат до калориметъра. Енергията (или импулсът) на  $D^0$  не може да бъде измерена директно. Вместо това импулсът може да бъде оценен от ъгловото разпределение на разпадните продукти. Ъглите между заредените разпадни продукти се измерват много точно в емулсията и за даден канал на разпадане импулсът на очарования мезон се изчислява непосредствено от кинематичните зависимости [72]. Най-чувствително към стойността на импулса  $p^D$  е геометричното средно  $\lambda$  на ъглите на разпадните продукти спрямо ъгъла на родителската частица, като  $p^D \sim \lambda^{-1}$ . Статистическото разпределение на събитията по  $p^D$  може да се получи от разпределението по  $\lambda^{-1}$  чрез деконволюция, която отчита експерименталните разделителна способност и ефективност [73]. Детайлите могат да бъдат намерени в [A16]. Полученото разпределение по  $p^D$  е показано на Фиг. 7.6. На същата фигура с прекъсната линия е показан резултатът от симулираното с JETTA раждане на  $D^0$  и регистрирането им от CHORUS. Тъй като ефективността за регистрация на очаровани адрони зависи главно от техния импулс и в CHORUS тя се пресмята чрез симулиране с използването именно на този генератор, то наблюдаваното добро съвпадение е доказателство за това, че тази ефективност е коректно оценена.

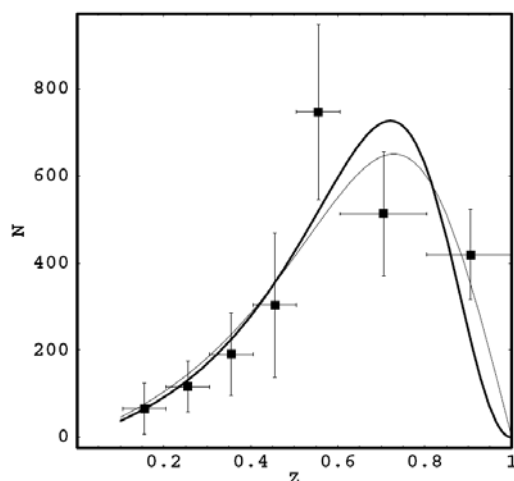
За извличане на разпределението по  $z$  използваме същата техника за деконволюция, този път на двумерното разпределение по  $(\lambda^{-1}, \nu)$ . Резултатът е показан на Фиг. 7.7.

От гледна точка на фрагментационните модели е интересно разпределението по  $z$  на очарованите адрони, родени пряко в неутринното взаимодействие, а не като резултат от разпадането на други, по-тежки адрони. Поради това разпределението на Фиг. 7.7 е коригирано за приноса на разпадните  $D^0$  с помощта на модела LUND [74]. Според този модел около 75% от наблюдаваните  $D^0$  са резултат от разпадането на  $D^*$ . Систематичната неопределеност, която една такава значителна корекция внася, е оценена чрез вариране на този дял в границите от 50

до 100%. При това средната стойност на  $z$  се изменя с не повече от 1%, което показва, че моделът генерира сходни  $z$ -разпределения за раждането на  $D^0$  и  $D^*$ .



**Фигура 7.6.** Разпределение на регистрираните от CHORUS  $D^0$  – мезони по техния импулс, полученото посредством деконволюция. Прекъснатата крива е резултат от симулираното с JETTA раждане на  $D^0$  и регистрирането им от CHORUS.



**Фигура 7.2.** Разпределение на пряко родените в  $\nu_\mu$   $CC$ -взаимодействие  $D^0$  – мезони по променливата  $z$ , представляваща частта от енергията на адронната система, която се отнася от  $D^0$  – мезона. Плътната линия е резултат от фитирането с формула (2.72), при което стойността на параметъра  $\epsilon_P$  е представена в (7.14). Тънката линия е резултат от фитирането с формула (2.73) и стойност на параметъра  $\epsilon_C$ , представена в (7.17).

Измерената средна стойност на  $z$  е:

$$\langle z \rangle = 0.63 \pm 0.03 \pm 0.01, \quad (7.13)$$

като най-голям принос в систематичната грешка има неопределеността от ~5% в скалата по енергии на калориметъра.

Разпределения, подобни на показаното на Фиг. 7.7 обикновено се интерпретират в термините на т.нар. фрагментационни функции  $D_c^h(z)$ , които представляват плътността на вероятността адронът  $h$ , в който е фрагментирал очарованият кварк, да носи част  $z$  от импулса на  $c$ -кварка. Те „капсулират” в себе си непертурбативната част от процеса, т.е. тази, за която

(все още) нямаме описание в рамките на КХД. Поради това за тях са предложени множество феноменологични параметризации:

$$D(z) \propto z^\alpha (1-z), \quad \text{предложена в [75];} \quad (2.73)$$

$$D(z) \propto \frac{1}{z} \left( 1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_P}{1-z} \right)^{-2}, \quad \text{предложена в [76];} \quad (2.74)$$

$$D(z) \propto \left( \frac{1-z}{z} + \frac{\epsilon_C(2-z)}{1-z} \right) (1+z^2) \left( 1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_C}{1-z} \right)^{-2},$$

предложена в [77]. (2.75)

В тези функции  $\alpha$ ,  $\epsilon_P$  и  $\epsilon_C$  са параметри, които се извличат от експерименталните данни.

В [A15] ние сме използвали (2.74) и (2.75). Резултатът от фитирането за  $\epsilon_P$  е:

$$\epsilon_P = 0.108 \pm 0.017 \pm 0.013 \quad (7.14)$$

и е показан с плътна линия на Фиг. 7.7.

В LUND модела вместо  $z$  се използва  $z^S$ , което е отношението на енергията на очарования адрон към енергията на цветната струна. При такъв подход вместо (7.14) получаваме:

$$\epsilon_P^S = 0.083 \pm 0.013 \pm 0.010. \quad (7.15)$$

В експерименти с наблюдаване само на двата мюона в крайно състояние предпочитат да използват друга променлива,  $z^Q$ , която е отношението на импулса на очарования адрон към предадения импулс  $Q$ . При такава дефиниция от фитирането бихме получили:

$$\epsilon_P^Q = 0.059 \pm 0.010 \pm 0.008. \quad (7.16)$$

С използването на параметризацията (2.75) стойността на параметъра  $\epsilon_C$  е:

$$\epsilon_C = 0.21_{-0.04}^{+0.05} \pm 0.04. \quad (7.17)$$

Резултатът от фитирането с (2.75) е представен с тънка линия на Фиг. 7.7. Вижда се, че на базата само на нашите данни не може да се даде предпочитание на някой от тези модели.

Друга често използвана променлива за описание на инклузивно раждане на адрони е Файнмановата  $x_F$ , дефинирана с

$$x_F = 2\gamma \frac{p_L^D - \beta E^D}{W}, \quad (7.18)$$

където  $E_D$  и  $p_L^D$  са енергията и надлъжния импулс на  $D^0$ -мезона в лабораторната система,  $W$  е инвариантната маса на адронната система, а  $\beta$  и  $\gamma$  са гама-факторът и скоростта на системата на центъра на масите в лабораторната система.  $x_F$  не е пряко измерима величина в неутринните експерименти. Аналогично на  $p^D$  и тук може да се приложи деконволюционна процедура върху разпределения на измерими величини. Детайлите са дадени в [A15]. Резултантното разпределение е показано на Фиг. 7.8, като то отново е коригирано съгласно LUND модела да



представя разпределението само на пряко родените във взаимодействието мезони. Неговата средна стойност е:

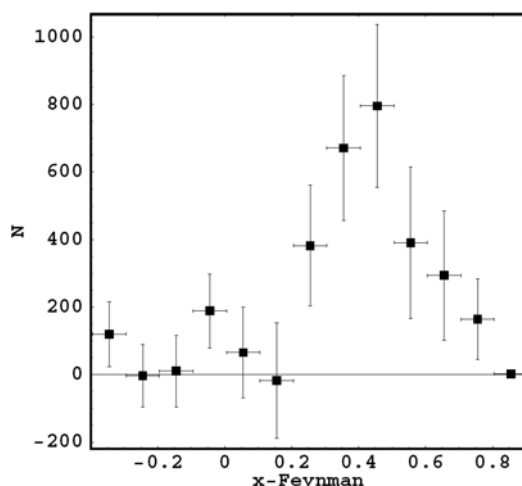
$$\langle x_F \rangle = 0.38 \pm 0.04 \pm 0.03, \quad (7.19)$$

а асиметрията „напред-назад“:

$$A = 0.79 \pm 0.14 \pm 0.05. \quad (7.20)$$

Тези стойности, както и самото разпределение, демонстрират, че повечето очаровани мезони се раждат в предната полусфера в система на центъра на масите на адронната компонента.

Резултатите от параметризацията на фрагментационните разпределения за раждане на очаровани адрони, обсъждани в този параграф, са сравнени с предишни данни в Табл. 7.6. Средните стойности на  $z$  се съгласуват във всичките експерименти. За параметрите от типа  $\varepsilon$  се наблюдава добро съгласие с експерименти, провеждащи измервания при енергии, съвпадащи или близки до тези на снопа на CHORUS – NOMAD, CHARM II, E531. За останалите се наблюдава съществено различие. Това навежда на мисълта за енергетична зависимост на тези параметри, което е в известно противоречие с идеята за мащабния (*scaling*) характер на променливата  $z$ .



**Фигура 7.3.** Разпределение на пряко родените в  $\nu_\mu$   $CC$  взаимодействие  $D^0$  –мезони по Файнмановата променлива  $x_F$

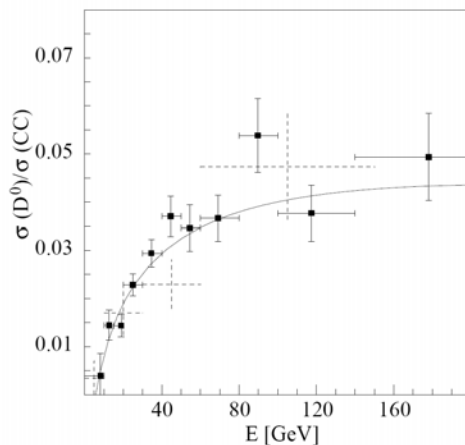
Енергетичната зависимост на отношението на сеченията  $\sigma(D^0)/\sigma(CC)$  (7.10) може да се получи, като във всяко събитие се реконструира енергията на налитащото неутрино. Тя е сумата от енергията на регистрирания  $\mu^-$  и енергията на каскада, развил се в калориметъра, коригирана за енергетичните загуби на мюона и за загубите на другите частици, родени в емулсията, преди да стигнат до калориметъра. Енергетичната зависимост на ефективността за регистрация на  $D^0$  спрямо ефективността за регистрация на  $CC$ -взаимодействие е представена на Фиг. 7.4 с квадратчета. Зависимостта на отношението (7.10) от енергията на неутриното е представена на Фиг. 7.9. Тя е сравнена с данните от емулсионния експеримент E531 [43]. В последния е измерена енергетичната зависимост на раждането изобщо на очаровани частици. За да се сравнят с нашите резултати, техните точки са нормирани на измереното от тях пълно сечение за раждане на  $D^0$ . Вижда се доброто съгласие между двата експеримента, като CHORUS значително превъзхожда E531 по брой реконструирани събития.

Извлечената енергетична зависимост може да бъде използвана за моделна оценка на масата на  $c$ -кварка. За тази цел са необходими нуклонните структурни функции и модел за фрагментация на същия този  $c$ -кварк. В [A16] сме използвали GRV94LO параметризацията на структурните функции [78] с премащабиране на променливата  $x_B$  [79] и фрагментационния модел [76].

**Таблица 7.6.** Сравнение на резултатите от параметризацията на разпределенията по някои фрагментационни променливи, получени в различни експерименти.

Експеримент	$\langle z \rangle$	$\epsilon_P$ или $\epsilon_C$	$\langle x_F \rangle$ и $A$
CDHS [80]	$0.68 \pm 0.08$	$\epsilon_P^Q = [0.02 - 0.14]$	
E531 [43]	$0.59 \pm 0.04$	$\epsilon_P = 0.076 \pm 0.014$	$A = 0.062 \pm 0.092$
CCFR [81, 82]	$0.56 \pm 0.03$	$\epsilon_P = 0.22 \pm 0.05$ $\epsilon_C = 0.88 \pm 0.12$	
BEBC [83]	$0.59 \pm 0.03 \pm 0.08$		
CHARM II [84]	$0.66 \pm 0.03$	$\epsilon_P^Q = 0.072 \pm 0.017$	
NOMAD [85]	$0.67 \pm 0.02 \pm 0.02$	$\epsilon_P^Q = 0.075 \pm 0.028 \pm 0.036$ $\epsilon_{CS} = 0.13 \pm 0.08 \pm 0.11$ $\epsilon_{CS} = 2.07 \pm 0.31$	$\langle x_F \rangle = 0.47 \pm 0.05$
NuTeV [86]			
CHORUS [A15]	$0.63 \pm 0.03 \pm 0.01$	$\epsilon_P = 0.108 \pm 0.017 \pm 0.013$ $\epsilon_P^S = 0.083 \pm 0.013 \pm 0.010$ $\epsilon_P^Q = 0.059 \pm 0.010 \pm 0.008$ $\epsilon_{CS} = 0.21^{+0.05}_{-0.04} \pm 0.04$	$\langle x_F \rangle = 0.38 \pm 0.04 \pm 0.03$ $A = 0.79 \pm 0.14 \pm 0.05$

Параметрите, които съществено влияят на стойността на масата на  $c$ -кварка, са изброени в първата колонка на Табл. 7.7. Това са отношението  $\kappa$  на приноса на морските  $s$ -кварки към този на морските  $d$ -кварки в нуклона и един степенен показател  $\alpha$ , отразяващ различието на формата на зависимостта от  $x_B$  на разпределенията на  $s$ - и  $d$ -кварките. В последната колонка на таблицата са показани интервалите на изменение на тези параметри, допускани при фитирането.



**Фигура 7.4.** Зависимост на отношението на сеченията  $\sigma(D^0)/\sigma(CC)$  от енергията на налитащото неутрино  $E$ . Точките, представени с плътни отсечки са резултатите на CHORUS, а тези с пунктирани – на E531[43]. Плътната крива линия е резултатът от описаното в текста моделно пресмятане.

Централната стойност на параметъра  $\epsilon_P^S$  и интервалът на изменението му са получените от фитирането на  $z$ -разпределението стойности (7.15). Стойностите на елементите на матрицата

на Кабибо-Кобаяши-Маскава са взети от [21]. Резултатът от фитата е представен с плътна линия на Фиг. 7.7 и

$$m_c = (1.42 \pm 0.08) \text{ GeV}/c^2, \quad (7.22)$$

като указаната неопределеност е само статистическа.

Изменението на параметрите  $\kappa$ ,  $\alpha$  и  $\epsilon_p^S$  в рамките на посочените в Табл. 7.7 граници води до  $\pm 0.04 \text{ GeV}/c^2$  изменение в  $m_c$ , което може да се нарече моделна систематична неопределеност. Експерименталната систематична неопределеност е от същия порядък.

**Таблица 7.7.** Стойности на моделните параметри и техните граници, използвани за определяне на  $m_c$  чрез фитиране на енергетичната зависимост от Фиг. 7.9

Variables	Value	Variation
$m_c$	$(1.42 \pm 0.08) \text{ GeV}/c^2$	fitted
$\kappa$	0.38	$\pm 0.10$
$\alpha$	1	$\pm 1$
$\epsilon_p^S$	$0.083 \pm 0.013 \pm 0.010$	$\pm 0.02$
$V_{cd}$	0.221	fixed
$V_{cs}$	0.97437	fixed

### Измерване на парциалните вероятности за полулептонни разпадания на очарованите адрони

Измерването на относителната вероятност за разпадане на очарованите адрони в крайни състояния, съдържащи мюон, е особено важно от експериментална гледна точка. Изучаването на раждането на очаровани адрони в  $\nu N$  взаимодействия в редица електронни експерименти с цел изследването на свойствата на  $c$ -кварка се базира на отделянето на събития с два и повече мюона в крайно състояние. Типът на очарованите частици и разпадните им топологии не могат да се идентифицират прецизно в подобни експерименти. Поради това заключенията за характеристиките на раждане на  $c$ -кварк се правят именно с използването на въпросните парциални вероятности. Ето защо измерването на тези вероятности с добра точност е съществено. CHORUS е единственият експеримент, където това може да бъде направено чрез директното наблюдаване на топологията на разпаданията и то с добра статистическа осигуреност, базирайки се на извадката от 2013 възстановени разпада на очаровани частици (Табл. 7.3). По-ранният подобен експеримент E531 [43] има само 122 наблюдавани разпада.

Основната задача на нашия анализ [A19] е да се определи относителната вероятност за разпадане на родените в  $\nu_\mu N$   $CC$ -взаимодействия очаровани адрони на мюон и други частици. За целта в събитията от Табл. 7.3 е предприето търсене на втори мюон в крайно състояние с използване на информацията от електронните детектори: калориметъра и мюонния спектрометър. Изискването във всяко събитие да се наблюдава втори мюон в мюонния спектрометър би довело ефективно до намаляване на ъгловия захват и въвеждане на импулсен праг от  $1.5 - 2.5 \text{ GeV}/c$ . Поради това беше разработен специален алгоритъм за идентифициране на изолирани траектории с енергетични загуби близки до тези на минимално йонизиращи частици в калориметъра и първия модул на спектрометъра, описан в [A19]. Броят отбрани по този начин събития със съответната разпадна топология е показан във втората колонка на Табл. 7.8. В третата колонка е дадена оценка за броя фонове събития. Основен принос към фона имат случаите на адрони, които не са предизвиквали адронен каскад и са проникнали дълбоко в калориметъра (т. нар. *punch-trough* траектории), както и мюони от разпаданията на  $\pi$ - и  $K$ -мезони, когато мезонната траектория съвпада с траекторията от вторичния връх. Ефективността

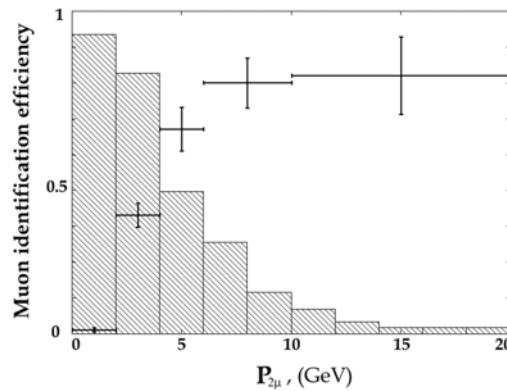
на отбор е оценена чрез Монте Карло симулиране и е представена в четвъртата колонка на таблицата.

**Таблица 7.8.** За съответната разпадна топология (Number of prongs) са представени броят събития с идентифициран мюон, излитащ от вторичния връх (Selected), оценката за фона (Background), вероятността за наблюдаване на съответната топология с мюон в крайно състояние при разпад на очарована частица ( $\varepsilon_{\mu}^{id}$ ) и измерените парциални вероятности  $B_{\mu}$ .

Number of prongs	Selected	Background	$\varepsilon_{\mu}^{id}$ , %	$\overline{B}_{\mu}$ (%)
C1	20	0.8	$36.0 \pm 3.4$	$10.8 \pm 2.4 \pm 0.5$
V2	34	9.8	$34.5 \pm 1.9$	$8.3 \pm 1.4 \pm 0.4$
C3	17	8.4	$26.4 \pm 2.6$	$6.1 \pm 1.6 \pm 0.6$
C1+C3	37	9.2	$31.7 \pm 3.1$	$8.6 \pm 1.4 \pm 0.4$
V2+V4	36	9.8	$30.1 \pm 1.5$	$8.1 \pm 1.5 \pm 0.3$
Inclusive	73	19.0	$30.4 \pm 2.1$	$7.3 \pm 0.7 \pm 0.2$

Изчисляването на  $\varepsilon_{\mu}^{id}$  не е тривиално, тъй като в симулирането трябва да се заложат относителните вероятности за раждане на всевъзможни очаровани адрони и за съответните им топологични разпадания. В нашия анализ сме включили  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D_S^+$  и  $\Lambda_C^+$  и техните възбудени състояния, които търпят силни и електромагнитни разпади до тях. Детайлите могат да бъдат проучени в [A19], където е обсъдено и изчисляването на статистическите и систематичните неопределености.

Зависимостта на осреднената по различните очаровани адрони и техните топологични разпади ефективност (последният ред на Табл. 7.8, *Inclusive*) от импулса на вторичния мюон е показана на Фиг. 7.18. Крайните резултати са представени в последната колонка на Табл. 7.8.



**Фигура 7.18.** Зависимост на осреднената ефективност за наблюдаване на разпадане на очарован адрон с излъчване на мюон от импулса на този мюон (кръстчетата). Зацрихованата хистограма представя симулиран спектър на такива мюони.

Събитията с V2 и V4 топологии представляват фактически разпадания на  $D^0$ -мезон. Ако използваме резултата (7.8) за разпаданията на този мезон в напълно неутрални състояния, то можем да изчислим парциалната му вероятност за разпадане с излъчване на мюон:

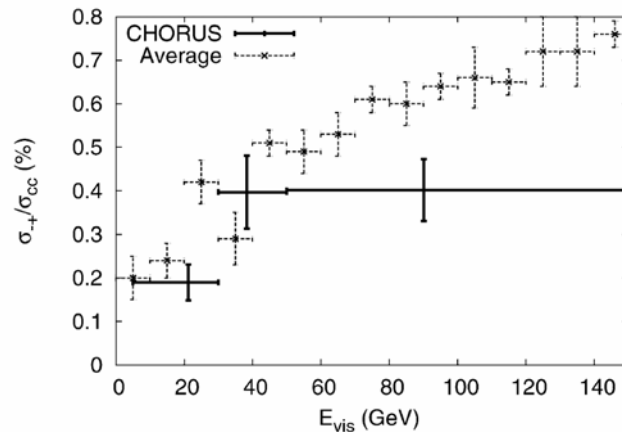
$$B_{\mu}(D^0) = [6.5 \pm 1.2 (\text{stat}) \pm 0.3 (\text{syst})] \times 10^{-2} . \quad (7.40)$$

В последния ред на таблицата е представена инклузивната вероятност за разпадане на очарован адрон с излъчване на мюон, която може да се интерпретира като вероятност за фрагментация на очарования кварк в състояние, съдържащо мюон:

$$\overline{B}_{\mu}(c \rightarrow \mu + X) = [7.3 \pm 0.7(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-2} \quad (7.40a)$$

Този наш резултат, както и (7.40), са цитирани в последните две издания [44, 71] на Обзора на свойствата на частиците.

Строго погледнато, величината  $\overline{B}_\mu$  от (7.40a) е валидна само за конкретния неутринен сноп на CHORUS поради различните енергетически зависимости за раждане на различните очаровани адрони. В [A19] е изчислена тази величина в три енергетични интервала и от нея е извлечено сечението за раждане на  $\mu^+\mu^-$  двойка в  $\nu N$  взаимодействия, подобно на представеното на Фиг. 7.9 сечение за раждане на  $D^0$ . Резултатът е показан на Фиг. 7.19 и е сравнен с усреднените измервания от други експерименти [87]. Съпадението при енергии под 50 GeV, където основно са съсредоточени наблюдаваните от CHORUS събития, е съвсем задоволително.



**Фигура 7.19.** Енергетическа зависимост на относителното сечение за раждане на  $\mu^+\mu^-$  двойка. С плътни линии са показани измерванията на CHORUS, а с прекъснати – усреднените резултати от електронните ди-мюонни експерименти [87].

Анализът на измерванията по раждане на мюонни двойки в неутринни експерименти при по-високи енергии дава възможност да се извлече във водещия порядък (*Leading Order, LO*) по пертурбативното КХД разложение произведението  $\overline{B}_\mu |V_{cd}|^2$ , където  $V_{cd}$  е съответният елемент на матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава. За енергии над 30 GeV осредненият резултат е [40]:

$$\overline{B}_\mu \times |V_{cd}|^2 = (0.474 \pm 0.027) \times 10^{-2} . \quad (7.41)$$

За извличане на квадрата на модула на самия елемент е необходимо познаване на  $\overline{B}_\mu$ . От нашите данни при енергии над 30 GeV се получава:

$$\overline{B}_\mu = [8.5 \pm 0.9 \text{ (stat)} \pm 0.6 \text{ (syst)}] \times 10^{-2} . \quad (7.42)$$

Комбинирането на (7.41) и (7.42) дава

$$|V_{cd}|_{LO} = 0.236 \pm 0.016 , \quad (7.43)$$

като статистическата и систематична неопределености са сумирани квадратично.

В последното издание на Обзора на свойствата на частиците [44] горният резултат е използван за получаване на световното средно  $|V_{cd}|_{LO} = 0.231 \pm 0.011$ .

Глобалният фит на елементите на СКМ матрицата с налагане на изискването за унитарност дава  $|V_{cd}| = 0.2256 \pm 0.0010$  [44]. Нашият резултат (7.43) прекрасно се съгласува с тази стойност.

## Научни приноси на автора, които той защитава в тази дисертация

Научните приноси, защитавани от автора, могат да бъдат обобщени по следния начин:

### А. Физически измервания

1. Получаване на горни граници, които изключват с ниво на достоверност 90% вероятност за  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилации, по-голяма от  $2.2 \times 10^{-4}$  при големи  $\Delta m_{\mu\tau}^2$  и вероятност за осцилации  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ , по-голяма от  $2.2 \times 10^{-2}$  при големи  $\Delta m_{e\tau}^2$ . Получаване на ограничения в пространството на параметрите  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ , представени на Фиг. 6.12, 6.14, 6.13 и 6.15 от дисертацията. Получените горни граници за  $\sin^2 2\theta$ , заедно с тези на експеримента NOMAD, са най-ниските световни ограничения при  $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ .

2. С използването на нова експериментална методика, базирана на хибридна експериментална установка с активна мишена от ядрена фотоемулсия и електронни детектори за регистрация, с висока точност са измерени редица важни характеристики на раждането и разпадането на очаровани адрони при взаимодействия на неутрина и антинейтрино с нуклони при средна енергия на неутринния сноп от 27 GeV. Някои от тези характеристики са следните:

- a. парциалните вероятности за разпадане на  $D^0$ -мезон на 2, 4 и 6 заредени частици, като за пръв път е получена и надеждна оценка на вероятността за разпадане само на неутрални частици;
- b. динамичните характеристики на раждането на  $D^0$ -мезон, чрез които са оценени масата на очарования кварк и параметрите, описващи фрагментацията му в адрони;
- c. относителните сечения за раждане на  $D^0, D^+, D^{*+}, D_S^+$  и  $\Lambda_C^+$  в  $\nu_\mu N$  CC взаимодействия;
- d. относителните сечения за раждане на очаровани адрони в  $\tilde{\nu}_\mu N$  CC взаимодействия;
- e. сеченията за раждане на еднократно и двукратно заредени очаровани бариони в квази-еластични  $\nu N$  взаимодействия;
- f. инклузивната парциалната вероятност  $B_\mu$  за разпадане на очаровани адрони с излъчване на мюон;

3. Измерена е инклузивната вероятност за фрагментация на очарования кварк в състояние, съдържащо мюон,  $\bar{B}_\mu(c \rightarrow \mu + X)$  и с нейна помощ е получена оценка на елемента  $|V_{cd}|$  на матрицата на Cabibo, Kobayashi, Maskawa;

4. Наблюдавани са редки процеси като дифракционно раждане на  $D_S^{*+}$ -мезон, съвместно раждане на два очаровани адрона и образуване на хиперядра. Поставена е горна граница на вероятността за образуване на суперядра в неутринни взаимодействия;

5. Чрез регистриране с чисто електронна методика на неутринни взаимодействия с 2 мюона в крайно състояние са извлечени по независим начин ред параметри на кварк-партоиния модел, определящи динамиката на раждането и фрагментацията на  $c$ -кварк при дълбоко-нееластично лептон-нуклонно разсейване. Сравнението със стойностите на същите величини, измерени чрез хибридната методика, показва удовлетворително съгласие;

6. Измерено е сечението на редкия процес на раждане на  $J/\Psi$ -мезон в неутринни взаимодействия. То се съгласува добре с единственото друго подобно измерване, докато теоретичните оценки дават значително по-малко сечение;

7. Анализирани са събития с 3 мюона в крайно състояние като е показано, че те са резултат главно от: полулептонни разпадания на родения очарован адрон и съпътстващ го пион или каон; от  $\mu^+\mu^-$  разпади на неочаровани мезони; от вътрешно спирачно лъчение. Приносът от съвместно раждане на очарован кварк и анти-кварк е пренебрежим;

8. Измерено е пълното сечение за  $\nu_\mu$  СС разсейване от четири мишени с различен атомен номер. От него е извлечено отношението на сеченията за разсейване върху неутрон и протон, което се съгласува добре с предсказанията на кварк-партоонния модел;

9. Всички измерени величини се съгласуват добре помежду си, както и с кварк-партоонната картина за разсейването на неутрина от нуклони. Някои величини са измерени за пръв път, за други точността на измерването е значително подобрена;

## **В. Методически приноси**

10. Съществено участие в създаването на методите за анализ на регистрираните от експеримента CHORUS събития с цел поставяне на горни граници за вероятностите за неутринни осцилации от типа  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  и  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ ;

11. Съществено участие в развитието на концепцията за модулна структура на пакета програми за реконструкция на събитията в електронните детектори и създаването на пакета *CHANT*;

12. Създаване на съществени части от пакета за симулиране на събитията и отклика на електронните детектори *EFICASS*, реорганизирането му с цел използване на стандартни средства в UNIX операционна среда за поддържането, компилирането и свързването му, както и поддържането и тестването на пакета за четири разновидности на UNIX операционни системи;

13. Развитие на идеята за комбиниране на създадени вече програмни пакети, написани на различни езици (FORTRAN77 и C++) в обща структура. Намиране на конкретни технически решения за конвертиране на различните формати на данните един в друг и създаване на обектно ориентирана база данни с единна схема, в която се съхраняват и са достъпни за написани на различни езици приложения резултатите от обработката на информацията както от електронните детектори, така и от сканирането на емулсиите. Прилагане и развитие на създадените вече средства за обединяване в една структура на симулационните пакети и изграждане на обектно ориентирана база данни за симулираните събития;

14. Създаване на част от програмите за реконструиране на траекториите на заредените частици в мюонния спектрометър, с използването на които се повишава ефективността на реконструкция и качеството на измерване на импулса на частиците в събития с повече от един мюон в крайно състояние;

15. Съществено участие в калибрирането на мюонния спектрометър по импулси и енергии и достигане на нужните разделителни способности, осигуряващи качествени физически резултати.

## A. Списък на публикациите на автора, включени в дисертацията<sup>38</sup>

- A1.** E. Eskut,..., R. Tzenov *et al.*,  
*The CHORUS experiment to search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation*,  
Nucl. Instr. Methods **A401** (1997) pp.7-44, CERN-PPE/97-033.
- A2.** E. Eskut,..., R. Tsenov *et al.*,  
*A search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation*,  
Phys. Lett. B **424** (1998) pp. 202-212, CERN-PPE/97-149.
- A3.** E. Eskut,..., R. Tsenov *et al.*,  
*Search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation using the  $\tau$  decay modes into a single charged particle*,  
Phys. Lett. B **434** (1998) pp.205-213, CERN-PPE/98-073.
- A4.** P. Annis,..., R. Tsenov *et al.*,  
*Observation of neutrino induced diffractive  $D_s^{*+}$  production and subsequent decay  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \rightarrow \tau^+ \rightarrow \mu^+$* ,  
Phys. Lett. B **435** (1998) pp. 458-464, No.3-4, CERN-EP/98-97
- A5.** E. Eskut,..., R. Tsenov *et al.*,  
*New results from a search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  and  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  oscillation*,  
Phys. Lett. B **497** (2001) pp.8-22, CERN-EP/2000-147.
- A6.** E. Eskut,..., R. Tsenov *et al.*,  
*Observation of weak neutral current neutrino production of  $J/\psi$* ,  
Phys. Lett. B **503** (2001) pp.1-9, CERN-EP-2000-154.
- A7.** A. Kayis-Topaksu,..., R. Tsenov *et al.*,  
*Measurement of  $D^0$  production in neutrino charged-current interactions*,  
Phys. Lett. B **527** (2002) pp.173-181, CERN-EP/2002-005.
- A8.** A. Kayis-Topaksu,..., R. Tsenov *et al.*,  
*Observation of one event with the characteristics of associated charm production in neutrino charged-current interactions*,  
Phys. Lett. B. **539** (2002) pp.188-196. CERN-EP/2002-036.
- A9.** A. Kayis-Topaksu,..., R. Tsenov *et al.*,  
*Determination of the semi-leptonic branching fraction of charm hadrons produced in neutrino charged-current interactions*,  
Phys. Lett. B. **549** (2002) pp. 48-57, CERN-EP/2002-075.
- A10.** A. Kayis-Topaksu,..., R. Tsenov *et al.*,  
*Measurement of  $\Lambda_c^+$  production in neutrino charged-current interactions*,  
Phys. Lett. B **555** (2003) pp.156-166, CERN-EP/2003-001.
- A11.** A. Kayis-Topaksu,..., R. Tsenov *et al.*,  
*Measurement of the  $Z/A$  dependence of neutrino charged-current total cross-sections*,  
Eur. Phys. J. C **30** (2003) pp. 159-167, CERN-EP/2002-102.

<sup>38</sup> Текстовете на публикациите са достъпни за лично ползване на адрес <http://atomic.phys.uni-sofia.bg/Members/tsenov/disertaciya-za-dfn/>



- A12.** A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Cross-section measurement for quasi-elastic production of charmed baryons in  $\nu N$  interactions*,  
 Phys. Lett. B, **575** (2003) pp.198-207, CERN-EP/2003-063.
- A13.** A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Experimental study of trimuon events in neutrino charged-current interactions* ,  
 Phys. Lett. B, **596** (2004) pp. 44-53, CERN-PH-EP/2004-029.
- A14.** G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Measurement of charm production in antineutrino charged-current interactions* ,  
 Phys. Lett. B, **604** (2004) pp.11-21, CERN-PH-EP/2004-057.
- A15.** G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Measurement of fragmentation properties of charmed particle production in charged-current neutrino interactions*,  
 Phys. Lett. B, **604** (2004) pp. 145-156, CERN-PH-EP/2004-056.
- A16.** G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Measurements of  $D^0$  production and of decay branching fractions in neutrino nucleon scattering* ,  
 Phys. Lett. B **613** (2005) pp.105-117, CERN-PH-EP/2005-008.
- A17.** G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Measurement of  $D^{*+}$  production in charged-current neutrino interactions*,  
 Phys. Lett. B **614** (2005) pp.155-164, CERN-PH-EP/2005-010.
- A18.** G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Search for superfragments and measurement of the production of hyperfragments in neutrino-nucleus Interactions*,  
 Nucl. Phys. B **718** (2005) pp. 35-54, CERN-PH-EP/2005-017.
- A19.** A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Measurement of topological muonic branching ratios of charmed hadrons produced in neutrino-induced charged-current interactions*,  
 Phys. Lett. B **626** (2005) pp.24-34, CERN-PH-EP/2005-039.
- A20.** G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Measurement of nucleon structure functions in neutrino scattering*,  
 Phys. Lett. B **632** (2006) pp. 65-75, CERN-PH-EP/2005-048.
- A21.** A.Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Charged-particle multiplicities in charged-current neutrino and anti-neutrino–nucleus interactions*,  
 Eur. Phys. J. C **51** (2007) pp. 775-785, CERN-PH-EP/2007-023, [arXiv:0707.1586].
- A22.** A.Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Associated charm production in neutrino-nucleus interactions*,  
 Eur. Phys. J. C **52** (2007) pp. 543-552, CERN-PH-EP/2007-031, [arXiv:0708.2820].
- A23.** E. Eskut,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Final results on  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation from the CHORUS experiment*,  
 Nucl. Phys. B **793** (2008) pp. 326-343, CERN-PH-EP/2007-034, [arXiv:0710.3361].

**A24.** E. Eskut,..., R.Tsenov *et al.*  
The CHORUS neutrino oscillation search experiment,  
Talk given at 28<sup>th</sup> International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 96), Warsaw, Poland, 25-31 Jul 1996, CERN-PPE-96-196.

**A25.** R. Tzenov (on behalf of the CHORUS Collaboration).  
*Current accelerator searches for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillations*,  
Conference “HEP2000: Current Developments in High-Energy Physics”, 20-23 April 2000, Ioannina, Greece (see <http://theory.physics.uoi.gr/hep2000/proceedings.html> or [http://choruswww.cern.ch/Reference/Talk/talk\\_00/Tsenov-04-00/IoanninaRT.ppt.gz](http://choruswww.cern.ch/Reference/Talk/talk_00/Tsenov-04-00/IoanninaRT.ppt.gz) )

**A26.** A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*,  
*Leading order analysis of neutrino induced dimuon events in the CHORUS experiment*,  
Nucl. Phys. B **798** (2008) pp. 1-16, CERN-PH-EP/2008-008, [arXiv:0804.1869].

**A27.** The CHORUS Collaboration,  
*New results on the  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation search with the CHORUS detector*,  
Contributed paper at the 29<sup>th</sup> International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 98), Vancouver, BC, Canada, 23-38 Jul 1998, [hep-ex/9807024].

**A28.** R. Tsenov (on behalf of the CHORUS Collaboration),  
*Final results on  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation from the CHORUS experiment*,  
Contributed paper at the International Conference on Particle Physics, Istanbul, Turkey, 27-31 Oct. 2008, Balkan Phys. Lett., **16** (2009) pp. 173 - 182, 161030.

**A29.** The CHORUS Collaboration,  
*New results on the  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation search with the CHORUS detector*,  
Contributed paper to the 19<sup>th</sup> International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High-Energies (LP 99), Stanford, CA, 9-14 August 1999, [hep-ex/9907015].

## **V. Вътрешни съобщения и доклади на автора на съвещания на колаборацията CHORUS<sup>39</sup>**

**B1.** R. Tsenov, *SPEC Efficass*, CHORUS Software meeting 3-5 July 1994, CERN.

**B2.** R. Tsenov, *Track finding and calibration of the muon spectrometer*, CHORUS Software meeting 31.05.1995, CERN.

**B3.** R. Tsenov, *Changes in SPEC part of CHORAL*, CHORUS Software meeting 07.08.1995, CERN.

**B4.** R. Tsenov, *Efficass: Migration from CMZ to CVS*, CHORUS Collaboration meeting 2-4 June 1997, CERN, <http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/9706-CM/slides/offl-3/>

**B5.** R. Tsenov, *Efficass improvements*, Chorus Internal Note 97009, CERN, 1997, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Notes/chorus-notes.html>

---

<sup>39</sup> Текстовете на докладите са достъпни за лично ползване на адрес <http://atomic.phys.uni-sofia.bg/Members/tsenov/disertaciya-za-dfn/>

- B6.** R. Tsenov, *Pushing up Eficass*, Chorus Internal Note 98008, CERN, 1998, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Notes/chorus-notes.html>
- B7.** The Chorus Collaboration, *Eficass manual*, CERN, 30.08.98, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Eficass/Manual/efiman.ps>
- B8.** R. Tsenov, *Integration of FUJI module into CHANT frame*, CHORUS Software Workshop, CERN, 26-28.05.1999, <http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/9905-SW/990527-tsenov/index.html>
- B9.** R. Tsenov, *Electronic Data + Scanning Feedback Data Base*, Chorus Collaboration meeting, CERN, 7-8.12.1999, <http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/9912-CM/slides/tsenov/index.htm>
- B10.** R. Tsenov, *Progress on developing of ChorusDB for combined data from electronic detector and emulsion scanning*, Chorus Collaboration Meeting, Nagoya, 03 - 05 April 2000, <http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/200004-CM/slides/29-tzenov/29-tzenov.pdf>
- B11.** R. Tsenov, *Phase II predictions and mass processing*, Chorus Collaboration Meeting, Nagoya, 03 - 05 April 2000, <http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/200004-CM/slides/30-tzenov/30-tzenov.pdf>
- B12.** R. Tsenov: *ChorusDB: a status report*, Chorus Collaboration Meeting, CERN, 05-07 June 2000, <http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/200006-CM/slides/ChorusDB.ppt>
- B13.** R. Tsenov: *ChorusDB: a status report and hints for use*, Chorus Collaboration Meeting, CERN, 24-25 July 2000, <http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/200007-CM/slides/session2/tzenov.pdf>
- B14.** R. Tsenov: *ChorusDB status*, Chorus Collaboration Meeting, CERN, 25-26 September 2000, <http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/200009-CM/slides/tzenov/CDBlast.pdf>
- B15.** R. Tsenov, *Doxygen generated documentation of the ChorusDB code*, CERN, Sept. 2000, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/ChorusDB/docxx/html/aindex.html>
- B16.** R. Tsenov, *The ChorusDB electronic data + emulsion scanning feedback data-base*, CERN, 27.09.2000, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/ChorusDB/ChorusDB.html>
- B17.** R. Tsenov, *Hybrid simulation chain*, CHORUS Collaboration meeting, CERN, 20 – 22 November 2002, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Collab-Meetings/200211-CM/friday/TsenovHySiCh.pdf>
- B18.** R. Tsenov, *Hybrid Simulation Chain: Description and hints for use*, CERN, Jan.2003, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/HySiChain/HySiCha.htm>
- B19.** A. Artamonov, J. Brunner, R. Tsenov, *CHANT Manual, Revision 2.3*, CERN, 30.04.2004, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Chant/public/CHANTmanual.ps>
- B20.** R. Tsenov, Ziya Perdahci, *Analog system of the muon spectrometer*, CHORUS Weekly meeting, July 1995, CERN.

## Наукометрични данни за публикациите на автора, включени в дисертацията

Дисертацията се основава на 29 публикации. От тях 24 са в реферирани списания: Physics Letters B – 17, European Physical Journal C – 3, Nuclear Physics B – 3, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A –1, а 5 са доклади на конференции, публикувани в пълен текст.

В следващата таблица са представени импакт-факторът и броят цитирания на публикациите към 01.09.2009 г. Номерацията е по списъка от стр. 54÷56. Импакт-факторът е взет от Journal Citation Reports на ISI Web of Knowledge<sup>40</sup> за съответната година, а броят цитирания е компилиран от базите данни SPIRES<sup>41</sup>, SCOPUS<sup>42</sup> и Google Scholar<sup>43</sup>. За броя цитирания са представени две числа. Числото в колонка C (*Citations*) е броят цитирания на дадената публикация, като авторът не е в авторския колектив на цитиращата публикация. Числото в колонка CS (*Citations Strict*) е броят цитирания на дадената публикация, при което сечението на авторските колективи на цитираната и цитиращата публикации е празно множество<sup>44</sup>.

Публикация	Импакт-фактор	Брой цитирания	
		C	CS
A1	0.890	147	81
A2	3.567	75	50
A3	3.567	74	47
A4	3.567	23	13
A5	4.377	73	49
A6	4.377	12	7
A7	4.298	33	9
A8	4.298	17	4
A9	4.298	21	10
A10	4.066	19	2
A11	3.580	7	7
A12	4.619	13	2
A13	4.619	6	1
A14	4.619	4	-
A15	4.619	5	2
A16	5.301	12	4
A17	5.301	6	-
A18	5.522	3	-
A19	5.301	10	6
A20	5.043	36	35
A21	3.255	1	1
A22	3.255	5	4
A23	4.158	5	3
A24	-	-	-
A25	-	-	-
A26	4.158	4	4
A27	-	11	10
A28	-	-	-
A29	-	8	7
<b>ОБЩО:</b>	<b>100.102</b>	<b>630</b>	<b>358</b>

<sup>40</sup> <http://isiwebofknowledge.com/>

<sup>41</sup> <http://www.slac.stanford.edu/spires/>

<sup>42</sup> <http://www.scopus.com/home.url>

<sup>43</sup> <http://scholar.google.com/>

<sup>44</sup> Това е най-строгото правило за изключване на автоцитиранията, известно на автора.

## Заклучение

В представената дисертация са описани изследванията на осцилациите на неутрината и характеристиките на техните взаимодействия, извършени от колаборацията CHORUS с участието на автора в течение на около 15 години.

Експерименталното изследване на осцилациите на неутрината в момента се намира във фазата на прецизните измервания. Авторът е част от този процес, като продължава да се занимава активно с експериментални изследвания в областта, организирайки и ръководейки малка група по неутринна физика от колеги от катедра „Атомна физика” на Софийския университет. Тези изследвания са, от една страна, в посока на достатъчно точно измерване на сеченията за раждане на пиони и каони от протони при енергии от 5 до 50 GeV (участие в експериментите HARP<sup>45</sup> и NA61–SHINE<sup>46</sup> в CERN), които са необходими за проектирането и изграждането на бъдещи високо интензивни ускорителни източници на неутрина. От друга страна групата участва активно в международните усилия за технологично усъвършенстване на методите за генериране и регистриране на интензивни неутринни снопове, с които да могат да се провеждат измервания на свойствата на неутрината, недостъпни до сега. По-конкретно групата е важен участник в колаборацията MICE<sup>47</sup>, която се стреми да демонстрира експериментално възможността за бързо „охлаждане” и ускоряване на снопове от мюони. Също така ние участваме продуктивно и в интернационалните проекти IDS–NF<sup>48</sup> и EUROν<sup>49</sup>, които са насочени към разработването на методи за създаване на неутринни снопове с един-два порядъка по-интензивни от съществуващите до сега, напр. *неутринна фабрика* [88, 89], както и на детекторни комплекси за извършване на измервания с тях [90].

Авторът и членове на групата са участници и в експеримента за търсене на  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  осцилации OPERA<sup>50</sup>, който в детекторната си част методически е много близък до CHORUS и използва съществено разработените от CHORUS технологии и методи за анализ.

Тези заключителни редове са предназначени да покажат, че участието на автора в изследванията по физика на неутрината в CHORUS доведе до развитие на ново тематично направление в катедрата по Атомна физика и до създаването на група от изследователи, която активно участва в текущите международни проекти в тази изключително интересна и бързо развиваща се област.

---

<sup>45</sup> <http://harp.web.cern.ch/harp/>

<sup>46</sup> <http://na61.web.cern.ch/na61>

<sup>47</sup> <http://mice.iit.edu>

<sup>48</sup> <http://www.ids-nf.org>

<sup>49</sup> <http://www.euronu.org>

<sup>50</sup> <http://operaweb.lngs.infn.it>

## Благодарности

Най-напред искам да изкажа благодарност на хората, които ме насочиха и въведоха във физиката на елементарните частици. Това са проф. д-р Цветан Бончев, доц. д-р Ангел Йорданов и проф. д-р Юлиан Будагов. Проф. Бончев, в качеството си на ръководител на катедра „Атомна физика”, повярва в мен и ме изпрати още като студент в Лабораторията по ядрени проблеми на Обединения институт за ядрени изследвания в Дубна, Русия, да се занимавам с изучаването на елементарните частици. Там ме посрещна сътрудникът на катедрата Ангел Йорданов, а проф. Будагов беше началник на сектора, в който бях назначен и впоследствие стана ръководител на дисертацията ми за кандидат на физико-математическите науки. На първите двама, които имам за чест да наричам свои приятели, дължа израстването си като университетски преподавател. На проф. Будагов дължа всички онези умения и качества, които правят от любознателния студент сериозен научен работник. Изключително съм благодарен и на тримата!

С почит и уважение отправям своите благодарности към ръководителите на колаборацията CHORUS през годините – проф. Klaus Winter и д-р Jaap Panman. Те ме приеха в колектива на експеримента, предоставиха ми възможност – включително и финансова, да покажа какво мога и ме напътстваха и съветваха в моята работа. От тях научих как се работи в колектив и как се ръководи такъв по начин, при който всеки дава всичко, на което е способен. Тук е мястото да благодаря и на трагично загиналата неотдавна проф. Engin Arik от Босфорския университет в Истанбул, която осигури финансовите средства за моите първи месеци в CERN.

Благодаря и на колегите от катедрата, които винаги са се отнасяли с разбиране към моите дълги отсъствия и са ме замествали в учебната работа. От един момент нататък в CHORUS работехме заедно с доц. д-р Димитър Колев и ст.н.с II ст. д-р Михаил Чижов, на чиято подкрепа винаги съм разчитал. На доц. д-р Леандър Литов дължа осъществяването на първите контакти с проф. Engin Arik. Не мога да подмина и българското землячество в CERN, което тогава създаваше една приятелска и ведра атмосфера за работещите там българи.

Дълбоко съм благодарен на моето семейство. Катя, Деян и Ромина се отнасяха с разбиране към продължителните ми отсъствия от дома, подкрепяха ме и продължават да ме подкрепят по всякакъв начин в моите научни и преподавателски дела. Тяхната любов и съпричастие ми дават сили и в добри, и в лоши дни да продължавам напред!

Накрая – благодаря на всички добри хора, които съм срещал и срещам по пътя си и които са ми помогнали или съдействали с нещо, дори и само с една усмивка!

## Литература

- [ 1] <http://choruswww.cern.ch> .
- [ 2] W. Pauli, Letter sent to the Tubingen conference (December 1930) ВИЖ прев. в L.M. Brown, Phys. Today, Sept.1978, 23; ВИЖ също W. Pauli, *On the earlier and most recent history of the neutrino* (1957), in *Neutrino Physics*, 2<sup>nd</sup> ed. p. 1, edited by K. Winter, Cambridge University Press, 1998.
- [ 3] F. Reines, C.L. Cowan Jr., Phys. Rev, 90 (1953) 492; F. Reines, C.L. Cowan Jr., Phys. Rev, 92 (1953) 930.
- [ 4] C.L. Cowan *et al.*, Science, 124 (1956) 103; C.L. Cowan *et al.*, Nature 178 (1956) 446 (Erratum: *ibid* 523).
- [ 5] R. Davis, Phys. Rev. 97(1955) 766.
- [ 6] E. Конорински, Н. Махмуд, Phys. Rev. 92 (1953) 1045.
- [ 7] Ю.Б. Зельдович, Докл. Акад. Наук СССР 91 (1953) 1317.
- [ 8] L.L. Langer, R.J.D. Moffat, Phys. Rev. 88 (1952) 689.
- [ 9] C.S. Wu *et al.*, Phys. Rev. 105 (1957) 1413.
- [10] L. Landau, Nucl. Phys. 3 (1957) 127.
- [11] T.D. Lee, C.N. Yang, Phys. Rev. 105 (1957) 1671.
- [12] A. Salam, Nuov.Cim. 5 (1957) 299.
- [13] M. Glodhaber *et al.*, Phys. Rev. 109 (1958) 1015.
- [14] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ 37 (1959) 37 (Sov. Phys. JETP 10 (1960) 1236).
- [15] M. Schwartz, Phys. Rev. Lett., 4 (1960) 306.
- [16] G. Danby *et al.*, Phys.Rev.Lett., 9 (1962) 36.
- [17] J.K. Bienlein *et al.*, Phys. Lett. 13 (1964) 80.
- [18] M.L. Perl *et al.*, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489.
- [19] K. Kodama *et al.*, Phys. Lett. B 504 (2001) 218.
- [20] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavor Group, Phys. Rep. 427 (2006) 257.
- [21] S. Eidelman *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B 592 (2004) 1.
- [22] R. Davis, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 303.
- [23] E. Majorana, Nuovo Cim. 14 (1937) 170.
- [24] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ 33 (1957) 549 (Sov. Phys. JETP 6 (1958) 429).
- [25] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ 34 (1958) 247 (Sov. Phys. JETP 7 (1968) 172).
- [26] Z. Maki *et al.*, Prog. Theor. Phys. 28 (1962) 870.
- [27] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ 53 (1967) 1717 (Sov. Phys. JETP 26 (1968) 984).
- [28] R. Mohapatra, P. Pal, *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*, World Sci., 2004.
- [29] J. Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press, 1989.
- [30] K.S. Hirata *et al.*, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1297; K.S. Hirata *et al.*, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1301.
- [31] K.S. Hirata *et al.*, Phys. Lett. B 280 (1992) 146.
- [32] A. Dolgov, Neutrinos in cosmology, Phys. Rep. 370 (2002) 333.
- [33] A. Dolgov, Cosmology and neutrino properties, Phys. Atom. Nucl. 71 (2008) 2152, [arXiv:0803.3887].
- [34] N.W. Bogges *et al.*, Astrophys. J. 397 (1992) 420.
- [35] J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. B 292 (1992) 189.
- [36] N. Armenise *et al.*, *A new search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillations*, CERN-SPSC/90-042, 1990.
- [37] M. de Jong *et al.*, *A new search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation*, CERN-PPE/93-131, 1993.
- [38] <http://nomad-info.web.cern.ch/nomad-info/> .
- [39] P. Astier *et al.*, NOMAD Proposal, CERN-SPSC/91-21 (1991).
- [40] G. DeLellis *et al.*, Phys.Rep. 399 (2004) 227.
- [41] A.C. Benvenuti *et al.*, Nucl. Instr. Methods 125 (1975) p. 447 and p. 457.



- [42] T. Hansl, *et al.*, Nucl. Phys. B 142 (1978) 381; T. Hansl, *et al.*, Phys. Lett. B 77 (1978) 114.
- [43] N. Ushida *et al.*, Phys. Lett. B 206 (1988) p. 375 and p. 380.
- [44] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Physics Letters B 667 (2008) 1.
- [45] G. Acquistapace *et al.*, *The West Area neutrino facility for CHORUS and NOMAD experiments (94-97 operation)*, CERN-ECP-95-14, CERN, July 1995.
- [46] CHORUS Collaboration, *Extension of the CHORUS experiment to 1996/1997 CERN*, SPSLC 94 23 ; SPSLC P 254 Add.1, 1994.
- [47] J. Brunner, *Choral manual, Revision 1.4* (19.01.1999), <http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Choral/dev/doc/ps/choral.ps> .
- [48] P. Annis *et al.*, NIM A 409 (1998) 629, CERN-PPE/97-100.
- [49] A. Artamonov, P. Gorbounov, *CHORUS Muon Spectrometer Performance for 1-mu Events*, CHORUS Note 97029, [http://choruswww.cern.ch/Publications/Notes/spec1mu\\_new.pdf](http://choruswww.cern.ch/Publications/Notes/spec1mu_new.pdf).
- [50] F. Bergsma *et al.*, *Running Experience with the hexagonal toroidal air-core magnet of the Chorus neutrino detector*, Proc. of XV<sup>th</sup> Int. Conf. on Magnet Technology, Beijing, China, 1997, CERN-OPEN-97-027.
- [51] E. Di Capua *et al.*, Nucl. Instr. Methods A 378 (1996) 221, CERN-PPE/96-188.
- [52] J.W.E. Uiterwijk *et al.*, Nucl. Instr. Methods A 409 (1998) 682.
- [53] S. Aoki *et al.*, Nucl. Instr. Methods B 51 (1990) 446
- [54] T. Nakano, Ph.D. Thesis, Nagoya University, Japan, 1997.
- [55] M. Güler, PhD thesis, METU, Ankara, Turkey, 2000, CERN-THESIS-2002-027, <http://choruswww.cern.ch/Reference/Theses/guler.pdf> .
- [56] S. Sorrentino, *GBEAM: the neutrino beam simulation*, CHORUS Internal note 98001, CERN, May 1998, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Gbeam/gbeam.zip> .
- [57] P. Zucchelli and I. Tsukerman, *JETTA: physics and manual*, CHORUS Internal note 2000007, CERN, May 2001, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Jetta/jetta.zip> .
- [58] S. Ricciardi, *RESQUE: a generator for resonant and quasi-elastic neutrino interactions*, CHORUS Internal note 97001, CERN, Jan 1997, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Resque/resque.zip> .
- [59] I. Tsukerman (for the CHORUS Collaboration) *MC generators in CHORUS*, Proceedings to the NuInt01 Workshop [hep-ph/0202260]; виж също и I. Tsukerman, *CHLIB-based MC packages*, CERN, Jan 2004, <http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/MC.Production/mcpackage.html> .
- [60] GEANT - *Detector Description and Simulation Tool*, GEANT 3.21 – CERN program library long write up W5013, CERN, 1993, <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
- [61] S.L. Glashow Proc. of the 10<sup>th</sup> International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, Italy, 11-14 Mar 2003, vol. 2, p. 611, [hep-ph/0306100].
- [62] B. van de Vyver, Nucl. Instr. Methods A385 (1997) 91, CERN-PPE-96-113 (with P. Zucchelli).
- [63] G.J. Feldman, R.D. Cousins, Phys. Rev. D 57 (1998) 3873.
- [64] P. Astier *et al.*, Nucl. Phys. B 611 (2001) 3, [hep-ex/0106102].
- [65] M. Apollonio *et al.*, Eur. Phys. J. C 27 (2003) 331.
- [66] M.C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, Phys. Rep. 460 (2008) 1.
- [67] M. Apollonio, *et al.*, Phys. Lett. B 466 (1999) 415, [hep-ex/9907037].
- [68] S. M. Bilenky *et al.*, Progr.Part.Nucl.Phys. 43 (1999) 1.
- [69] S. Barlag, *et al.*, [ACCMOR Collaboration], Z. Phys. C 55 (1992) 383; Z. Phys. C 48 (1990) 29.
- [70] J.M. Link, *et al.* [FOCUS Collaboration], Phys. Lett. B 586 (2004) 21.
- [71] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G33 (2006) 1.
- [72] S. Petrerá, G. Romano, Nucl. Instr. Methods 174 (1980) 61.



- [73] V. Blobel, *Unfolding methods in high energy physics*, in: Proceedings of the 1984 CERN School of Computing, CERN 85-02, 1985, DESY 84-118;
- [74] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* 82 (1994) 74; виж също B. Andersson, *The Lund model*, Cambridge Univ. Press, 1998.
- [75] V.G. Kartvelishvili *et al.*, *Phys. Lett. B* 78 (1978) 615.
- [76] C. Peterson *et al.*, *Phys. Rev. D* 27 (1983) 105.
- [77] P.D.B. Collins, T.P. Spiller, *J. Phys. G* 11 (1985) 1289.
- [78] M. Glück *et al.*, *Z. Phys. C* (1995) 433.
- [79] M.A.G. Aivazis *et al.*, *Phys. Rev. D* 50 (1994) p. 3085 [arXiv:hep-ph/9312318] and p.3102 [arXiv:hep-ph/9312319].
- [80] H. Abramowicz *et al.*, *Z. Phys. C* 15 (1982) 19.
- [81] S.A. Rabinowitz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993) 134.
- [82] M. Goncharov *et al.*, *Phys. Rev. D* 64 (2001) 112006.
- [83] A. Asratyan *et al.*, *Z. Phys.C.* 68 (1995) 43.
- [84] P. Villain *et al.*, *Eur. Phys. J. C* 11 (1999) 19.
- [85] P. Astier *et al.*, *Phys. Lett. B* 526 (2002) 287.
- [86] D. Naples *et al.*, *Nucl. Phys. B (Proc. Supl.)* B118 (2003) 164.
- [87] G. De Lellis *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 28 (2002) 713.
- [88] A. Bandyopadhyay *et al.*, *Physics at a future Neutrino Factory and super-beam facility*, arXiv: 0710.4947 (2007).
- [89] M. Apollonio *et al.*, *JINST* 4 (2009) P07001, [arXiv:0802.4023].
- [90] T. Abe *et al.*, *JINST* 4 (2009) T05001 [arXiv: 0712.4129].