

Софийски университет "Св. Климент Охридски"  
катедра Атомна физика

**Моделни и експериментални  
изследвания, насочени към  
генерирането и мониторирането на  
интензивни неутринни снопове**

Йордан Караджов

Научен ръководител:  
доц. д-р. Румен Ценов

София, 2010 г.

# Съдържание

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Увод</b>   | <b>3</b>  |
| 1.1      | Физика на неутринните осцилации . . . . .   | 3         |
| 1.1.1    | Откриване на неутрината . . . . .   | 3         |
| 1.1.2    | Неутрината и Стандартният модел . . . . .   | 4         |
| 1.1.3    | Смесване на неутрината и осцилации на аромата<br>във вакуум . . . . .                 | 5         |
| 1.1.4    | Осцилации на неутрината във вещество . . . . .  | 8         |
| 1.2      | Измерване на параметрите на неутринните осцилации . . . . .                           | 10        |
| 1.2.1    | Експерименти със слънчеви неутрина . . . . .  | 11        |
| 1.2.2    | Експерименти с атмосферни неутрина . . . . .  | 14        |
| 1.2.3    | Експерименти с реакторни антинеутрина . . . . .                                       | 17        |
| 1.2.4    | Експерименти с неутринни снопове . . . . .  | 18        |
| 1.2.5    | Актуални резултати за параметрите на неутринните<br>осцилации . . . . .               | 22        |
| 1.2.6    | Близко бъдеще на физиката на неутринните осци-<br>лации . . . . .                     | 24        |
| 1.3      | Неутринна фабрика . . . . .   | 26        |
| 1.3.1    | Кратко описание на неутринната фабрика . . . . .                                      | 27        |
| 1.3.2    | Изследване на параметрите на неутринните осцила-<br>ции с неутринна фабрика . . . . . | 29        |
| 1.4      | От неутринна фабрика към ускорител на насрещни мюон-<br>ни снопове . . . . .          | 38        |
| <b>2</b> | <b>Симулация на близък детектор за неутринна фабрика</b>                              | <b>42</b> |
| 2.1      | Симулация на потока неутрина в близкия детектор . . . . .                             | 43        |
| 2.2      | Симулация на квазиеластично разсейване на неутрина<br>върху електрони . . . . .       | 48        |
| 2.3      | Симулация на разделянето на сигнала от фона в близкия<br>детектор . . . . .           | 54        |
| 2.4      | Изводи . . . . .  | 63        |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| <b>3</b> | <b>Експериментът MICE</b>   | <b>64</b>  |
| 3.1      | Цели на експеримента MICE<br>(Muon Ionization Cooling Experiment) . . . . .                       | 65         |
| 3.2      | Величината <i>Емитанс</i> . . . . .   | 66         |
| 3.3      | Йонизационно охлаждане . . . . .  | 68         |
| 3.4      | Общо описание на експеримента MICE . . . . .  | 70         |
| 3.4.1    | Ускорителят ISIS . . . . .  | 72         |
| 3.4.2    | Мишена . . . . .  | 72         |
| 3.4.3    | Магнитен канал на снопа . . . . .   | 73         |
| 3.4.4    | Дифузьор . . . . .  | 74         |
| 3.4.5    | Охладителен канал . . . . .   | 75         |
| 3.4.6    | Спектрометри и трекови детектори . . . . .  | 77         |
| 3.4.7    | Система за идентификация на частиците . . . . .   | 78         |
| 3.4.8    | Сцинтилационни ходоскопи за измерване на вре-<br>мето на прелитане . . . . .                      | 82         |
| 3.4.9    | План за провеждане на експеримента . . . . .  | 86         |
| 3.5      | Предварителни тестове на системата за идентификация на<br>частици във Фраскати (Италия) . . . . . | 87         |
| 3.6      | Калибриране на системата за измерване на време на пре-<br>литане . . . . .                        | 92         |
| 3.6.1    | Време-зарядова калибровка . . . . .   | 93         |
| 3.6.2    | Абсолютно калибриране по време . . . . .  | 96         |
| 3.7      | Програмно осигуряване на системата за измерване на вре-<br>ме на прелитане . . . . .              | 107        |
| 3.7.1    | Алгоритъм за реконструиране на събитията . . . . .  | 107        |
| 3.7.2    | Алгоритъм за реализиране на калибровката . . . . .  | 109        |
| 3.8      | Постигнати резултати . . . . .  | 110        |
| <b>4</b> | <b>Приноси</b>  | <b>116</b> |
| <b>5</b> | <b>Благодарности</b>  | <b>118</b> |
| <b>6</b> | <b>Списък с публикации на автора във връзка с дисертаци-<br/>ята</b>                              | <b>119</b> |

# Глава 1

## Увод

### 1.1 Физика на неутринните осцилации

Неутрината са едни от фундаменталните частици, изграждащи Вселената и като такива имат ключова роля в нейната еволюция. В наши дни тяхната природа и свойства са познати в много по-малка степен, отколкото свойствата на останалите елементарни частици. В основата на по-нататъшното задълбочаване на познанията ни за природата на неутрината стои изследването на процеса на неутринни осцилации.

#### 1.1.1 Откриване на неутрината

За първи път предположението за съществуването на неутрината е изказано от В. Паули през 1930 г. в негово писмо [1] до конференцията в Tübingen. В това писмо той предлага съществуването на неутрална частица с маса, сходна с масата на електрона, като обяснение на непрекъснатия спектър по енергия на електроните в  $\beta$ -разпадането. Към онзи момент се е смятало, че наблюдаваният непрекъснат спектър по енергии нарушава закона за запазване на енергията, тъй като кинематиката на двучастичните реакции предполага дискретна стойност на енергията. Както самият Паули се изразява - предложението му е “отчаяна мярка за спасяване на закона за запазване на енергията”.

Четири години по-късно Е. Ферми включва неутрална частица в своята теория на  $\beta$ -разпадането. Той предполага, че  $\beta$ -радиоактивността на ядрата представлява процес на превръщане на неутрон в протон, при което се отделят електрон и частица, на която той дава името **неутрино**<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>В превод от италиански означава нещо малко и неутрално.

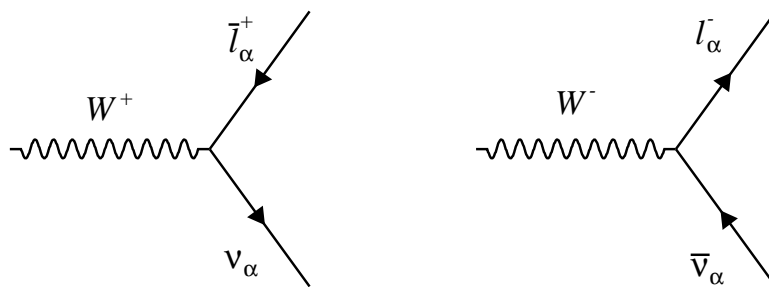
Първото експериментално потвърждение за съществуването на неутрината идва след повече от 20 години, през 1956 г.. Ф. Рейнс и К. Коен [2] използват течен сцинтилатор за да детектират реакторни неутрина посредством реакцията  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ . За това откритие Ф. Рейнс получава Нобелова награда за физика през 1995 г..

### 1.1.2 Неутрината и Стандартният модел

Според Стандартния модел на елементарните частици [3], неутрината са лептони със спин  $1/2$ , които участват единствено в слабите взаимодействия<sup>2</sup>. Пак според Стандартния модел, неутрината са безмасови частици и се въвеждат като решения на безмасовото уравнение на Дирак. Те биват три вида и е прието да се бележат с гръцката буква  $\nu$ . В Стандартния модел те се свързват със заредените лептони  $e, \mu$  и  $\tau$  посредством член от лагранжиана на слабото взаимодействие, пропорционален на

$$\bar{\nu}_\alpha \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} l_\alpha W_\mu^+ + h.c. \quad (1.1)$$

Тук  $\mu$  е лоренцов индекс, а  $\gamma$  са матриците на Дирак. Индексът  $\alpha$  указва съответно лептонно поколение ( $l_\alpha$  би могло да е  $e, \mu$  или  $\tau$ ) и ролята му в (1.1) е свързана със запазващото се квантово число **лептонен заряд**. Полето  $W^+$  (респективно  $W^-$  в ермитово спрегнатия член на (1.1)) описва заредения калибровъчен векторен бозони - преносител на слабото взаимодействие. Членът (1.1) от лагранжиана съответства на върхове на взаимодействието от типа на показаните на Фиг. 1.1.



Фигура 1.1: Взаимодействия на неутрината чрез зареден ток.

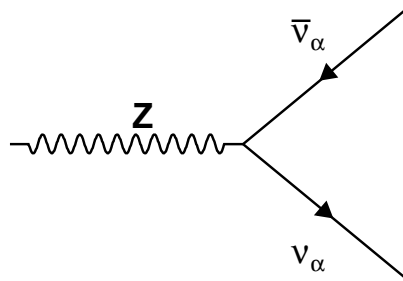
<sup>2</sup>Гравитационното взаимодействие не е включено в Стандартния модел на елементарните частици.

Това взаимодействие обикновено се нарича взаимодействие чрез **зареден ток** и често се бележи със **СС** (от английски Charged Current). Трите вида неутрина биват наричани електронно, мюонно и таонно ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ ) и това е израз на факта, че всеки един от трите вида неутрина се свързва посредством взаимодействието (1.1) единствено със съответния зареден лептон.  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  често биват наричани собствените състояния на неутрината по *аромат*.

Освен чрез зареден ток, неутрината могат да взаимодействат и чрез неутрален ток (често се бележи с **НС**). Това взаимодействие се описва от член на лагранжиана, пропорционален на

$$\bar{\nu}_\alpha \gamma_\mu \nu_\alpha Z_\mu^0, \quad (1.2)$$

където  $Z_\mu^0$  е неутралният калибровъчен бозон. На взаимодействията на неутрината чрез неутрален ток съответства връх на взаимодействието от типа на показания на Фиг. 1.2. Важно свойство на неутралните токове на слабото взаимодействие в Стандартния модел е, че те са диагонални. Това означава, че при взаимодействие от тип (1.2) различните видове неутрина не се смесват.



Фигура 1.2: Взаимодействия на неутрината чрез неутрален ток.

### 1.1.3 Смесване на неутрината и осцилации на аромата във вакуум

#### Исторически преглед

За първи път идеята за осцилации на неутрината е предложена [4, 5] през 1957 г. от Б. Понтекорво, по аналогия с осцилациите на неутралните као-

ни. Три години по-късно Р. Дейвис провежда експеримент в изоставената златна мина Homestake в Южна Дакота и измерва потока електронни неутрина от Слънцето, посредством хлор-аргонен метод [6]. Полученият от Дейвис поток неутрина е по-малък от предсказанията на Стандартния модел на Слънцето, което може да се счита за първо наблюдение на феномена на неутринни осцилации. Този експеримент поставя началото на прословутия проблем за “недостиг на слънчеви неутрина”, който остава нерешен чак до 2001 г., когато експериментът SNO (Sudbury Neutrino Observatory) предоставя най-убедителните до този момент доказателства [7, 8] за това, че този недостиг се дължи на осцилации на неутрината.

### Смесване на неутрината [9]

Ако предположим, че собствените състояния на неутрината по маса и аромат са различни, то по аналогия с кварките може да се въведе унитарна матрица на смесване  $U$  между ароматните собствени състояния  $|\nu_\alpha\rangle$  и собствените състояния по маса  $|\nu_i\rangle$  (виж също Фиг. 1.3).

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{\alpha} U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.3)$$

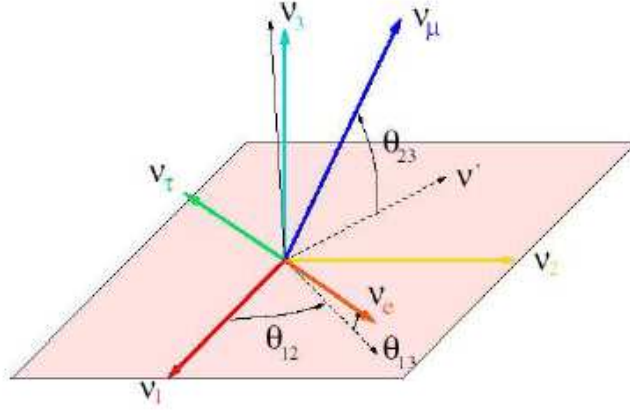
Тук съществено е допускането, че трите собствени състояния  $|\nu_i\rangle$  имат различни, а от там и ненулеви маси, което противоречи на въведената в Стандартния модел представа за неутрино като безмасова частица.

Прието е матрицата  $U$  да се нарича **матрица на Pontecorvo, Maki, Nakagawa и Sakata**, или **PMNS**. Тя се параметризира посредством три Ойлерови ъгъла  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$  и една комплексна фаза  $\delta$ .

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

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

Важно е да се отбележи, че комплексната CP-нарушаваща фаза  $\delta$  и  $\sin\theta_{13}$  присъстват винаги заедно в елементите на PMNS матрицата, което означава, че евентуално CP нарушение в лептонния сектор е възможно само при ненулева стойност на ъгъла  $\theta_{13}$ . Пак поради тази причина независимото определянето на стойностите на тези два параметъра е изключително трудно (виж по-долу).



Фигура 1.3: Графично представяне на трансформацията (1.3), свързваща ароматния базис  $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$  с базиса с определени маси  $(\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ .

### Осцилации на неутрината във вакуум

Съгласно квантовата механика еволюцията на собствените състояния по маса  $|\nu_m\rangle$  във времето се задава от

$$|\nu_i(t)\rangle = \hat{U}|\nu_i(0)\rangle = e^{i(\vec{p}_i \cdot \vec{x} - E_i t)}|\nu_i(0)\rangle, \quad (1.5)$$

където  $|\nu_i(0)\rangle$  е векторът на състоянието в началния момент,  $|\nu_i(t)\rangle$  е векторът на състоянието в момента  $t$ , а  $\vec{p}_i$  и  $E_i$  са импулсът и енергията на  $i$ -тото масово състояние<sup>3</sup>.

За случая на ултарелативистки неутрина

$$|\vec{p}_i| \approx E \gg m_i \quad (1.6)$$

и

$$E_i = \sqrt{\vec{p}_i^2 + m_i^2} \approx E + \frac{m_i^2}{2E}. \quad (1.7)$$

При допусканията (1.6) операторът на еволюцията може да бъде записан като

$$\hat{U} = e^{-im_i^2 L/2E}, \quad (1.8)$$

където  $L$  е разстоянието изминато от неутриното.

<sup>3</sup>По-долу ще използваме естествена система на единиците, в която  $c = \hbar = 1$ .



Нека използваме (1.3) за да преминем от базиса на масовите състояния към базиса на слабите ароматни състояния. Знаем, че неутрино, родено чрез слаб зареден ток (1.1), в състояние  $|\nu_\alpha\rangle$ , ще представлява линейна комбинация от трите масови състояния  $|\nu_i\rangle$ . Тогава можем да пресметнем каква е вероятността, ако неутриното е родено като  $|\nu_\alpha(0)\rangle$  (например  $\nu_e$ ) на разстояние  $L$  то да бъде детектирано като  $|\nu_\beta(L)\rangle$  (например  $\nu_\mu$ ).

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = |\langle \nu_\beta(L) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-im_i^2 L/2E} \right|^2 \quad (1.9)$$

Тук сме допуснали, че трите масови състояния  $|\nu_i\rangle$  са кохерентни (имат обща енергия  $E$ ).

Често, с цел по-голяма простота, експерименталните данни се интерпретират в термини на две поколения лептони. Тогава унитарната матрица  $U$  в (1.3) се свежда до двумерна ортогонална матрица, параметризираща се с един ъгъл  $\theta$ .

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

За вероятността за осцилация имаме

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m^2 L}{4E} \right), \quad (1.11)$$

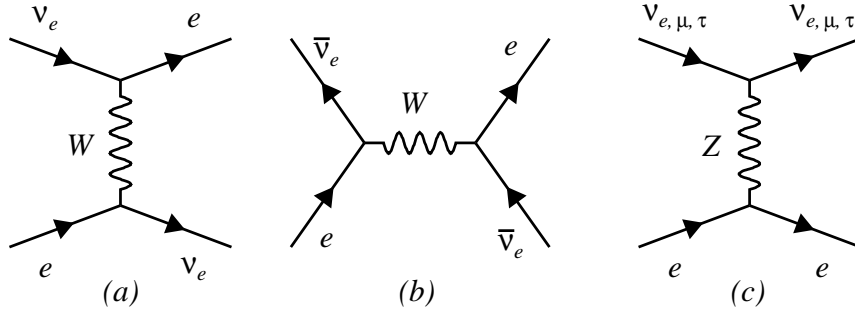
където  $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ .

За по-общия случай (1.9) вероятностите за осцилации зависят от енергията на неутрината и изминатото разстояние ( $E$  и  $L$ ), от трите Ойлерови ъгъла ( $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ ), от комплексната фаза  $\delta$  и от двете масови разлики ( $\Delta m_{12}^2$  и  $\Delta m_{23}^2$ ).

### 1.1.4 Осцилации на неутрината във вещество

Параметрите на неутринните осцилации не са едни и същи за случаите, когато неутрината преминават през вакуум и през вещество. Тази разлика на поведението е позната като **ефект на Михеев, Смирнов, Wolfenstein** или **MSW ефект** [10, 11].

При преминаването си през вещество неутрината могат да се разсейват кохерентно напред, без това да промени аромата им и с пренебрежимо малка промяна на енергията. Единият начин, по който това може да става, е посредством еластично разсейване върху електрони чрез неутрален ток (Фиг. 1.4 - c), като този процес е възможен и за трите вида



Фигура 1.4: Взаимодействие на неутрината с електрони чрез зареден (*a, b*) и неутрален (*c*) слаб ток.

неутрина ( $\nu_e, \nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ ). Другият възможен процес, който не изменя аромата на неутриното, е еластично разсейване върху електрони чрез зареден ток (Фиг. 1.4 - *a, b*), като този процес е възможен само за електронните неутрина и антинейтрино. Благодарение на взаимодействието чрез зареден ток, електронните неутрина изпитват допълнителен (спрямо  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ ) потенциал

$$V_W \sim G_F N_e, \quad (1.12)$$

където  $G_F$  е константата на Ферми, а  $N_e$  е обемната концентрация на електрони.

За простота на изложението отново ще разгледаме случая на две поколения неутрина, като ще разгледаме  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ . Допълнителният (само за електронните неутрина) потенциал  $V_W$  изменя оператора на Хамилтон за движение на неутриното през вещество. В базиса на ароматните състояния ( $\nu_e, \nu_\mu$ ) ефективният хамилтониан във вещество  $\hat{H}_M$  има вид

$$\hat{H}_M = \hat{H} + \begin{pmatrix} V_W & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

където  $\hat{H}$  е хамилтониана във вакуум. Ако допуснем, че за разстоянието  $L$ , изминато от неутрината, обемната концентрация на електрони  $N_e$  не се променя, то за вероятността за осцилации във вещество можем да запишем

$$P_M(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left( \frac{\Delta m_M^2 L}{4E} \right), \quad (1.14)$$

където масовата разлика и ъгълът на смесване имат нови ефективни стойности, за които можем да запишем:

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2}; \quad (1.15)$$

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2}, \quad (1.16)$$

а

$$x = \frac{V_W}{\Delta m^2/4E}. \quad (1.17)$$

Важно е да се отбележи, че потенциалът  $V_W$ , а от там и ефективните масови разлики и ъгли на смесване са различни за електронни неутрина и антинеутрина, което въвежда  $\nu \rightarrow \bar{\nu}$  асиметрия в осцилациите на неутрината.

## 1.2 Измерване на параметрите на неутринните осцилации

Осцилациите на неутрината се описват от шест на брой независими параметъра ( $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$ ,  $\delta$ ,  $\Delta m_{12}^2$  и  $\Delta m_{23}^2$ ). Същевременно единствените величини, които подлежат на измерване, са вероятностите за осцилация. Това прави невъзможно измерването на всичките шест параметъра на осцилациите в един единствен експеримент. С цел опростяване на проблема е прието матрицата на смесване (1.4) да се представя като произведение на три матрици [9]

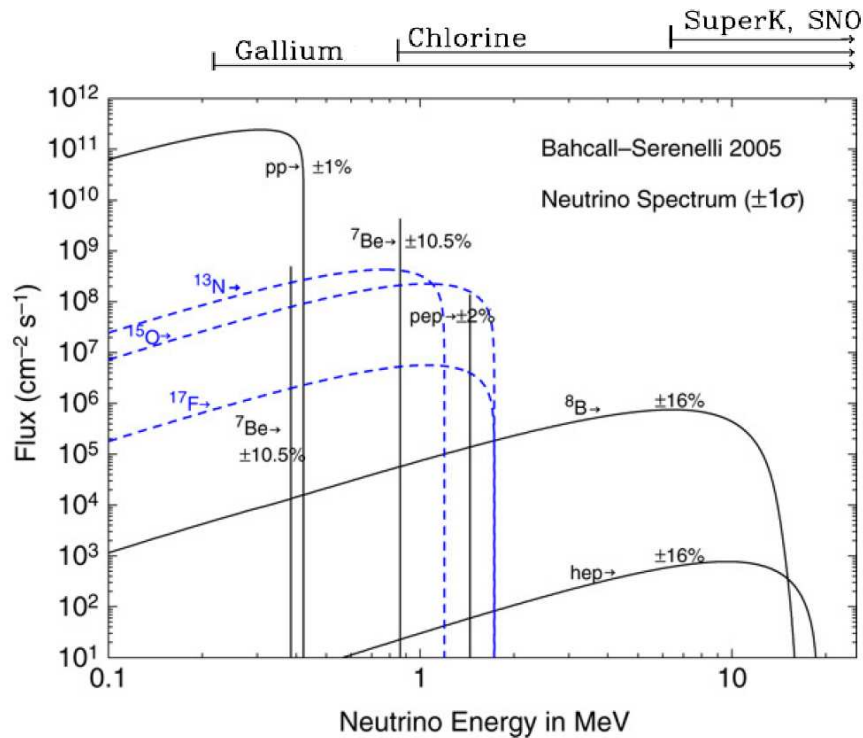
$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

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

Първият член в дясно условно се нарича атмосферен, като ъгълът  $\theta_{23}$  и масовата разлика  $\Delta m_{23}^2$  биват наричани атмосферни параметри. Последният член в дясно условно се нарича слънчев, а параметрите  $\theta_{12}$  и  $\Delta m_{12}^2$  - слънчеви параметри. Смисълът на тези наименования ще стане ясен по-долу, където ще бъде направен преглед на основните експерименти допринесли за измерването на параметрите на неутринните осцилации и ще бъдат представени актуални резултати за стойностите им.

### 1.2.1 Експерименти със слънчеви неутрина

При процеса на термоядрен синтез, протичащ в ядрото на Слънцето, се раждат големи количества електронни неутрина. Спектърът по енергии на слънчевите неутрина може да бъде определен от Стандартния слънчев модел (SSM) [12] и е показан на Фиг. 1.5.

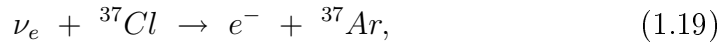


Фигура 1.5: Предказания на Стандартния слънчев модел (SSM) за спектрите на неутрината от ядрените реакции от  $pp$  цикъла (плътните линии) и  $CNO$  цикъла (прекъснатите линии) в ядрото на Слънцето [12]. Горе на фигурата са показани частите от спектъра, към които са чувствителни различните експерименти със слънчеви неутрина.

#### Хлор–аргонен метод: Homestake

Както вече беше отбелязано, за първи път слънчевите неутрина са детектирани от Р. Дейвис, при неговия експеримент в мината Homestake,

посредством хлор–аргонен метод [6]. При този метод се използва реакцията



която има праг при  $E_\nu > 0.814 \text{ MeV}$ .

В експериментите си Р. Дейвис използва детектор съдържащ 615 t тетрахлор-етилен -  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  (вещество използвано често като почистващ препарат). Получените от взаимодействията на неутрината атоми на  ${}^{37}\text{Ar}$  могат да бъдат извлечени чрез продухване с хелий, а количеството им може да бъде определено по тяхната радиоактивност. Наблюденията, за повече от 20 години набиране на данни, среден брой събития е по-малък от предсказанията от Стандартния слънчев модел. Измереното съотношение на броя наблюдавани събития към предсказанията от SSM брой събития е [13]

$$\frac{R_{\text{Cl}}}{R_{\text{SSM}}} = 0.30 \pm 0.03. \quad (1.20)$$

### Галиев метод: SAGE и GALLEX/GNO.

Експериментите SAGE [14] и GALLEX/GNO [15] са също радиохимични експерименти. Те започват набиране на данни през 1990 г. и 1991 г. съответно. И двата експеримента използват за детектиране на слънчевите неутрина реакцията



която има праг при  $E_\nu > 0.233 \text{ MeV}$ . Този по-нисък праг за детектиране дава възможност да бъде наблюдавана и значителна част от неутрината, идващи от  $pp$  реакциите в слънчевото ядро (виж Фиг. 1.5).

Измереното от тези експерименти съотношение на броя наблюдавани събития към предсказанията от SSM брой е [16]

$$\frac{R_{\text{Ga}}}{R_{\text{SSM}}} = 0.52 \pm 0.03. \quad (1.22)$$

### Kamiokande и SuperKamiokaNDE

Експериментът Kamiokande [17], както и неговият по-голям наследник SuperKamiokaNDE [18, 19], използват водни черенковски детектори с голям обем. Тези експерименти детектират слънчевите неутрина посредством процеса на еластично разсейване на неутрина върху електрони



Избитите електрони се движат със скорост по-голяма от скоростта на светлината във водна среда, което предизвиква черенковско светене. Получената светлина се детектира от фотоумножители, разположени по стените на водния резервоар. Тази техника на детектиране позволява регистрирането на събитията да става в реално време и да бъде възстановено направлението на движение на взаимодействиелото неутрино.

Процесът на еластично разсейване (1.23) може да протича както със зареден ток (CC (1.1)), така и с неутрален ток (NC (1.2)). Еластичното разсейване чрез NC прави техниката на детектиране чувствителна към трите аромата неутрина ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ ). От друга страна сечението за взаимодействие на електронни неутрина ( $\nu_e$ ) е около 6 пъти по-голямо от това за взаимодействие на другите два аромата неутрина. Това се дължи на приноса на еластичното разсейване чрез CC, което е възможно единствено за  $\nu_e$ .

Експериментът Kamiokande използва детектор, съдържащ 2140 t вода. Той започва набиране на данни през 1987 г. и продължава до 1995г. През 1996 г. започва да набира данни експериментът SuperKamiokaNDE, който използва чувствително по-голям детектор, съдържащ 45 000 t вода, като активният обем на детектора се наблюдава от 11200 фотоумножителя. SuperKamiokaNDE продължава да набира данни и в момента. Прагът за детектиране на неутрина чрез процеса (1.23), достигнат на SuperKamiokaNDE, е 5 MeV, което прави детектора чувствителен единствено към  $^8B$  и *hep* неутрината (виж Фиг 1.5).

Измереното от SuperKamiokaNDE съотношение на наблюдавания поток слънчеви неутрина към предсказания от SSM поток е

$$\frac{\Phi_{SK}}{\Phi_{SSM}} = 0.413 \pm 0.014. \quad (1.24)$$

### SNO (The Sudbury Neutrino Observatory)

Детекторът на експеримента SNO [7, 8] представлява прозрачна сфера, изпълнена с тежка вода  $D_2O$ . И тук за детектиране на неутрината се използва черенковската светлина, която се регистрира от фотоумножители. Фактът, че е използвана тежка вода, прави детектора чувствителен както към еластичното разсейване на неутрината от електрони ES (Elastic Scatterig), така и към CC и NC разсейване върху деутрони:

$$\begin{aligned} (ES) \quad & \nu_a + e^- \rightarrow \nu_a + e^-; \\ (CC) \quad & \nu_e + d \rightarrow p + p + e^-; \\ (NC) \quad & \nu_a + d \rightarrow p + n + \nu_a. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Прагът за процеса на  $CC$  разсейване върху деутрон е  $\sim 5 \text{ MeV}$ , а за  $NC$  разсейване върху деутрон е  $2.225 \text{ MeV}$ .

Наблюдаването едновременно на три процеса на взаимодействие на неутрината дава възможност да бъде измерен както потокът електронни неутрина, така и пълният поток на неутрината ( $\nu_e, \nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ ). В този случай между измерванията направени чрез използването на трите процеса (1.25) и потока неутрина са в сила следните връзки:

$$\begin{aligned}\Phi_{ES} &= \Phi_e + r\Phi_{\mu\tau}; \\ \Phi_{CC} &= \Phi_e; \\ \Phi_{NC} &= \Phi_e + \Phi_{\mu\tau}.\end{aligned}\tag{1.26}$$

Тук  $\Phi_e$  е потока електронни неутрина,  $\Phi_{\mu\tau}$  е потока мюонни и таонни неутрина, а  $r = \sigma_\mu/\sigma_e$  е отношението на сеченията за еластично разсейване на  $\nu_\mu$  и  $\nu_e$  върху електрони.

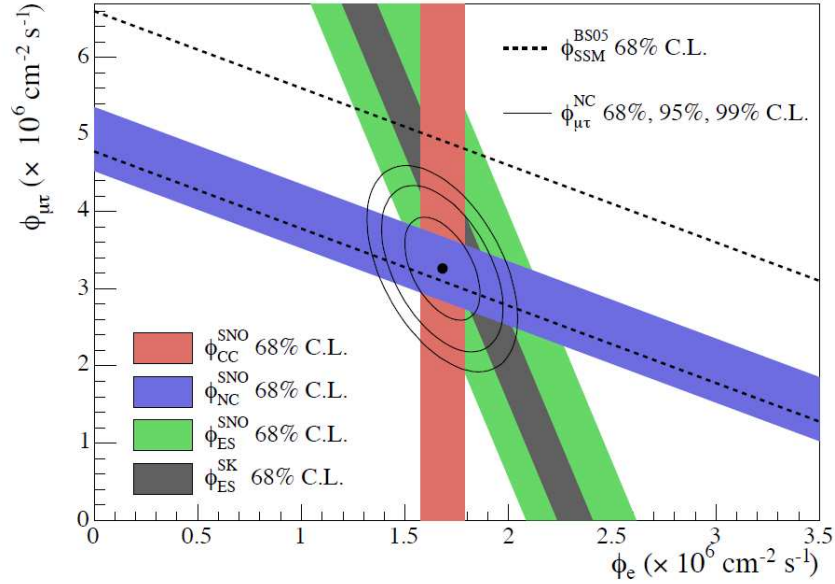
Измерените от SNO, посредством процесите (1.25), съотношения на наблюдавания поток слънчеви неутрина към предсказания от SSM поток, е [20, 21, 22]:

$$\begin{aligned}\frac{\Phi_{SNO}^{CC}}{\Phi_{SSM}} &= 0.29 \pm 0.02; \\ \frac{\Phi_{SNO}^{ES}}{\Phi_{SSM}} &= 0.41 \pm 0.05; \\ \frac{\Phi_{SNO}^{NC}}{\Phi_{SSM}} &= 0.84 \pm 0.08.\end{aligned}\tag{1.27}$$

На Фиг. 1.6 са представени резултатите от измерването на потока неутрина от Слънцето, направени от експериментите SuperKamioKaNDE и SNO. От нея става ясно, че достиганият Земята поток неутрина съвпада с предсказания от Стандартния слънчев модел, но неутринните осцилации са променили типа на неутрината и са превърнали част от тях от  $\nu_e$  в  $\nu_\mu$  и/или  $\nu_\tau$ .

## 1.2.2 Експерименти с атмосферни неутрина

Взаимодействията на първични космични лъчи с атомни ядра във високите слоеве на атмосферата създават адронни каскади, състоящи се най-вече от пиони. Тези пиони се разпадат на мюони и мюонни неутрина  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ . От своя страна мюоните се разпадат на електрони, мюонни неутрина и електронни неутрина  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e)$ . Като резултат се получават неутрина с широк спектър от енергии ( $100 \text{ MeV}$  -



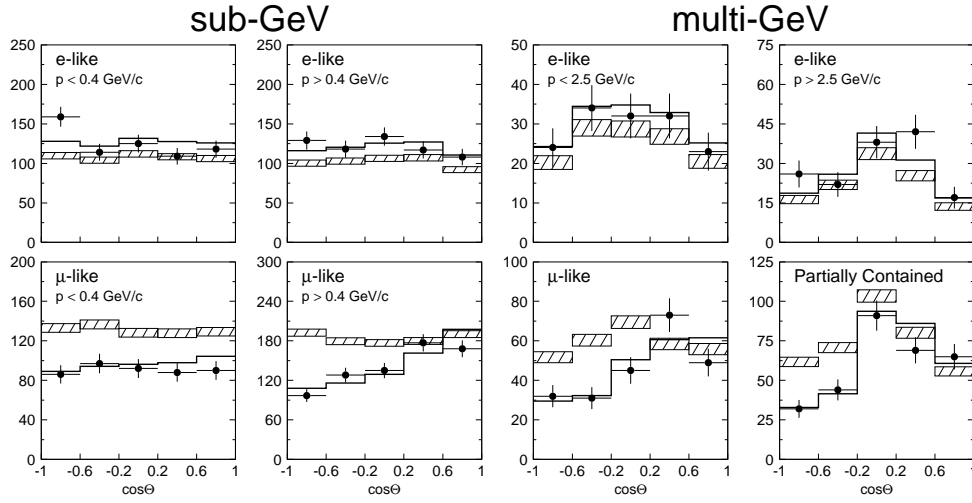
Фигура 1.6: Потокът  $\Phi_{\mu\tau}$  и потокът  $\Phi_e$  съгласно измерванията на SuperKamioKaNDE и SNO. Цветните ивици указват възможните стойности на потоците  $\Phi_{\mu\tau}$  и  $\Phi_e$ , получени от наблюденията на процесите (1.23) и (1.25). Извлеченият от комбинирания анализ на данните поток  $\Phi_{\mu\tau}$  е показан с плътните елипси, съответстващи на различни доверителни интервали. Предсказанието на SSM за сумарния поток неутрина е представено с прекъснати линии.

няколко  $GeV$ ). На базата на тази проста верига от разпади може да бъде предсказано, че муонните и електронните неутрина са в съотношение приблизително 2:1<sup>4</sup>. Разбира се, това съотношение е приблизително, тъй като в адронните каскади се раждат също известно количество каони. Също така някои високо енергетични муони могат да достигнат земната кора и да спрат в нея преди да се разпаднали. Тези и други фактори водят до неопределеност на потока атмосферни неутрина, по-малка от 5%.

Най-съществените резултатите за осцилациите на атмосферните неутрина са получени от експеримента SuperKamioKaNDE [18, 19]. За регистрация на атмосферните неутрина SuperKamioKaNDE използва заре-

<sup>4</sup>Муонните неутрина и антинеутрина се разглеждат заедно, тъй като те са неразличими за досега проведените експерименти с атмосферни неутрина.





Фигура 1.7: Получените от SuperKamiokaNDE [19] разпределения по зенитен ъгъл на различните видове (електронни и мюонни) събития. Стойности на зенитния ъгъл  $\theta < 0$  отговарят на неутрина идващи отдолу, а стойности на  $\theta > 0$  отговарят на неутрина идващи отгоре. Показани са експерименталните точки, Монте-Карло симулациите при отсъствие на осцилации (защрихованите кутийки) и резултат от фитиране с предположение за наличие на осцилации (плътна линия).

дените лептони, родени от взаимодействията на неутрината с нуклеони

$$\nu + N \rightarrow l + X, \quad (1.28)$$

които имат достатъчно голяма енергия, за да се движат със скорост по-голяма от скоростта на светлината във водна среда. Тук трябва да се има предвид, че енергията на атмосферните неутрина е 2-3 порядъка по-висока от тази на слънчевите.

Тази техника на детектиране позволява определяне както на посоката, от която неутриното идва, така и на аромата му. Имайки предвид, че атмосферните неутрина се формират във високите слоеве на атмосферата, определянето на посоката на неутрината е еднозначно на определяне на дължината на изминатия от тях път (осцилационна дължина), като максималната възможна дължина е равна на диаметъра на Земята.

Наблюденията показват голям дефицит в потока мюонни неутрина  $\nu_\mu$  идващи през Земята, в сравнение с потока мюонни неутрина идващи отгоре (Фиг. 1.7). За разлика от мюонните неутрина, електронните неутрина не показват аномално поведение. Получените резултати се ин-

терпретират много добре в термините на  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилация между две поколения неутрина.

### 1.2.3 Експерименти с реакторни антинеутрина

Електронните антинеутрина, родени в атомните реактори, могат да бъдат използвани за определяне на параметрите на неутринните осцилации. Тези неутрина се получават в резултат на  $\beta$ -разпадането на нестабилните и богати на неутрони продукти на деленето на  $^{235}\text{U}$  и имат енергии от порядъка на няколко  $\text{MeV}$ . Всички експерименти с реакторни неутрина използват за детектиране на неутрината  $\text{CC}$  процеса на обратно  $\beta$ -разпадане

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \quad (1.29)$$

който е възможен единствено за електроните антинеутрина. Поради тази причина това са експерименти, търсещи изчезване на неутрината. Разпознаването на събитията на взаимодействие на неутрината става посредством търсене на съвпадение между сигналите, получени от аниhilацията на позитрона и излъчването на гама квант в следствие на захващането от ядро на термализиращия неутрон.

Предимство на експериментите с реакторни неутрина е, че процесите на радиоактивно разпадане, протичащи в активната зона на атомните реактори, са много добре изучени. Резултат от това е, че тези експерименти са практически незасегнати от доминиращия източник на неопределеност на всички други експерименти по неутринни осцилации, а именно неопределеността на първоначалния поток неутрина.

#### Търсене на осцилации на реакторните антинеутрина на малки разстояния

От този тип експерименти най-съществени са резултатите постигнати от експеримента CHOOZ [23, 24]. Той използва детектор, съдържащ 5 t течен сцинтилатор разположен на разстояние  $\sim 1 \text{ km}$  от двата реактора на атомна електроцентрала с обща топлинна мощност  $8.5 \text{ GW}$ . Експериментът CHOOZ наблюдава липса на осцилации на неутрината с ниво на достоверност 90%. Такова наблюдение означава, че при дадената стойност на отношението  $E_\nu/L$ , където  $E_\nu$  е енергията на неутрината, а  $L$  е разстоянието, изминато от неутрината, нито един от членовете на (1.9) няма осцилационно поведение<sup>5</sup>. Това може да бъде използвано за поста-

<sup>5</sup>Виж също (1.11).

вяне на горна граница на стойностите на ъглите на смесване и масовите разлики.

### Търсене на осцилации на реакторните антинеутрина на големи разстояния

Оказва се, че масовите разлики на неутрината  $\Delta m^2$  имат твърде малки стойности, което не позволява да бъдат наблюдавани осцилации на неутрината на малки разстояния. Това мотивира провеждането на експеримента KamLAND [25, 26]. Той използва тежащ 1000 t детектор от течен сцинтилатор. Местоположението на детектора е подбрано по такъв начин, че на разстояния между 140 и 344 km от него се намират общо 69 японски и южно корейски ядрени реактора с обща мощност 68 GW<sup>6</sup>.

KamLAND успява да наблюдава изчезване на неутрина, като измереното съотношение на броя наблюдавани събития към очаквания брой в случай на липса на осцилации на неутрината е [25]

$$R_{KamLAND} = 0.611 \pm 0.094 \quad (1.30)$$

за  $E_{\bar{\nu}_e} < 3.4 \text{ MeV}$ .

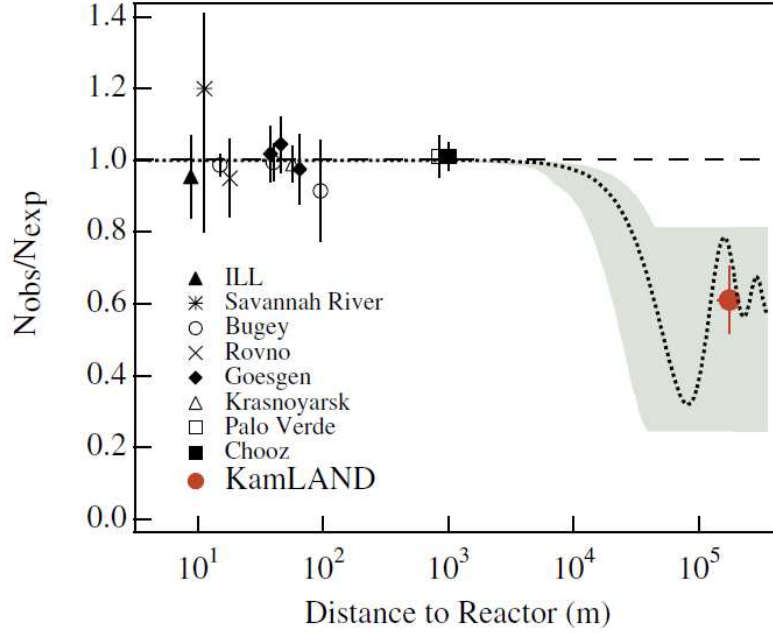
На Фиг. 1.8 са показани измерванията, направени от различните експерименти с реакторни неутрина, на отношението на наблюдавания поток електронни антинеутрина към очаквания поток в случай на липса на осцилации.

Едновременният анализ на резултатите, получени от KamLAND и резултатите, получени от експериментите със слънчеви неутрина дават възможност да бъдат изключени, като противоречащи на наблюденията големи области от пространството на стойностите на слънчевите параметри на осцилация ( $\Delta m_{12}^2$  и  $\theta_{12}$ ). Единствена възможност остава стойностите на слънчевите параметри да са в така наречената област на големите ъгли на смесване (Large-Mixing Angle или LMA).

#### 1.2.4 Експерименти с неутринни снопове

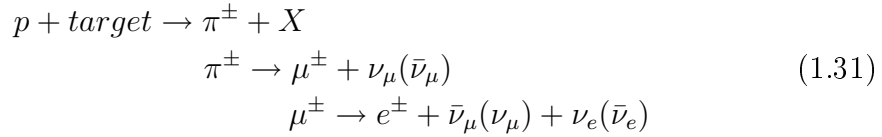
Ускорителите на частици също могат да бъдат използвани като източници на неутрина. Това може да бъде постигнато, ако пионите, получени от взаимодействието на протонен снап с неподвижна мишена, бъдат фо-

<sup>6</sup>Детектора KamLAND е разположен в мината Kamioka в Япония - на същото място, където е бил разположен детекторът KamiokaNDE.



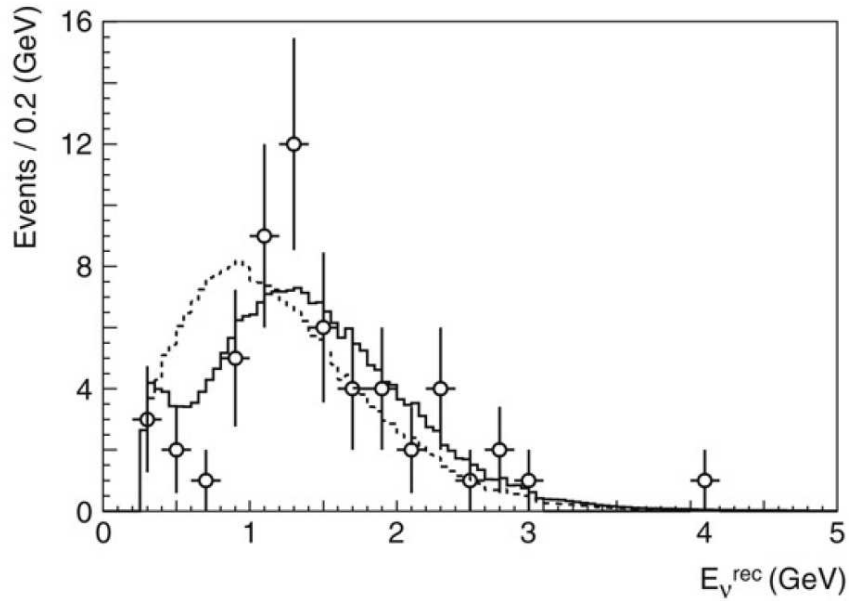
Фигура 1.8: Отношението на наблюдавания поток  $\bar{\nu}_e$  към очаквания поток при липса на осцилации. Показани са измерванията направени от различните експерименти с реакторни неутрина. Оцветената в сиво площ задава очаквания поток неутрина при LMA хипотеза (виж текста) и 95% ниво на достоверност. Пунктирната линия описва поток  $\bar{\nu}_e$ , съответстващ на стойности на параметрите на осцилация  $\Delta m^2 = 5.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$  и  $\sin^2 2\theta = 0.833$ , получени от фит [25].

кусирани и насочени към разпаден тунел.



Получените по този начин неутрина са много сходни по енергии и аромати с така наречените атмосферни неутрина<sup>7</sup>, но формират сравнително добре колимиран сноп, на пътя на който може да бъде поставен детектор за неутрина.

<sup>7</sup>Виж § 1.2.2 Експерименти с атмосферни неутрина.

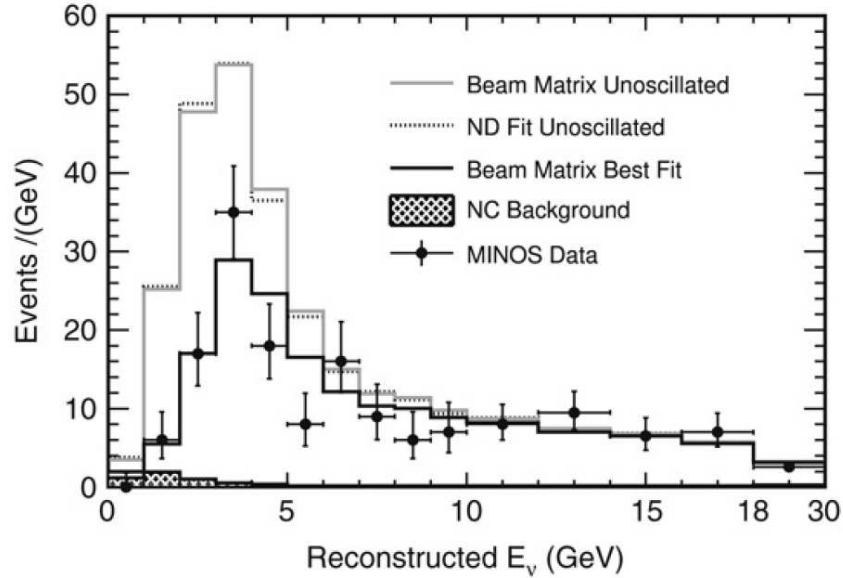


Фигура 1.9: Разпределение по енергия на регистрираните от Super-KamiokaNDE събития на взаимодействие на мюонни неутрина [28]. Плътната линия показва очаквания спектър при стойности на масовата разлика  $\Delta m^2 = 2.8 \times 10^{-3} eV^2$  и на ъгъла на смесване  $\sin^2 2\theta = 1$ , получени от фит на данните. Прекъснатата линия показва очаквания спектър без осцилации.

### Експериментът K2K

Експериментът K2K [27, 28] използва за генериране на неутринен сноп протонния ускорител КЕК с енергия  $12 \text{ GeV}$ , намиращ се близо до Токио. Неутринният сноп е насочен към детектора SuperKamiokaNDE, намиращ се на  $250 \text{ km}$ . Използван е също и така наречен “близък детектор”, чиято роля е да измери спектъра по енергии на неутринния сноп и сеченията за взаимодействие на неутрината с вещество. След завършване на анализа на данните колаборацията докладва  $107$  наблюдавани събития на взаимодействие на неутрина [28]. Очакван брой събития при липса на осцилации е  $151_{-10}^{+12}$ .

На Фиг. 1.9 е показано разпределението по енергии на неутрината на събитията, регистрирани от детектора SuperKamiokaNDE.



Фигура 1.10: Разпределение по енергия на регистрираните от MINOS събития на  $CC$  взаимодействие на  $\nu_\mu$  [29]. Плътната черна линия показва очаквания спектър при стойности на масовата разлика  $\Delta m^2 = 2.74 \times 10^{-3} eV^2$  и на ъгъла на смесване  $\sin^2 2\theta = 1$ , получени от фит на данните. Сивата линия показва очаквания спектър без осцилации.

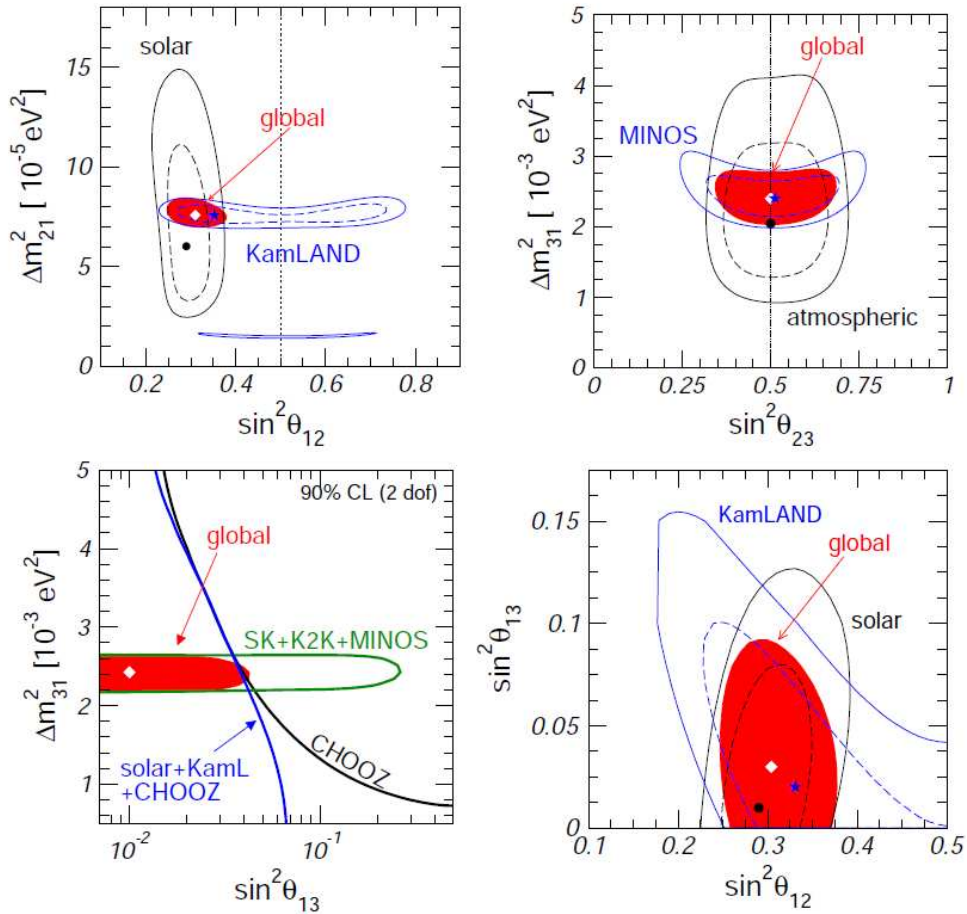
### Експериментът MINOS

Експериментът MINOS [29] използва за формирането на неутринния си сноп  $120 GeV$  протонен сноп с мощност  $0.192 MW$  от главния инжектор на ускорителния комплекс FNAL край Чикаго. За детектиране на неутрината се използват железни калориметри, като отново са използвани два детектора - близък и далечен, които са еднотипни. Близкият детектор има маса  $0.98 kt$  и е разположен на разстояние  $1 km$  от разпадния тунел. Далечният детектор има маса  $5.4 kt$  и е разположен на  $730 km$  в мината Soudan, Минесота.

Експериментът MINOS наблюдава  $122$  събития с енергия под  $10 GeV$  в далечния си детектор, докато очакваният брой при липса на осцилации е  $239 \pm 11$ . На Фиг. 1.10 е показано разпределението на събитията по енергии на неутрината.

Резултатите на експериментите K2K и MINOS потвърждават заключението, направено при анализа на данните за атмосферните неутрина,

а именно, че при тези енергии доминирацият процес, който се наблюдава, е  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилация между две поколения неутрина, като за това се съди по изчезването на мюонните неутрина. Същевременно те позволяват да бъде направена значително по-прецизна оценка на стойностите на атмосферните параметри на осцилации.



Фигура 1.11: Илюстрация на ролята, която различните експерименти имат при определянето на стойностите на параметрите на неутринните осцилации [30].

### 1.2.5 Актуални резултати за параметрите на неутринните осцилации

Определянето на параметрите на неутринните осцилации изисква съвместния анализ на всички налични данни. На Фиг. 1.11 е демонстрирана

ролята, която всеки един от описаните по-горе експерименти е изиграл за определянето тези стойностите.

Оказва се, че едната от масовите разлики  $\Delta m^2$  е от порядъка на  $10^{-5} eV^2/c^4$ , като тя е определяща за осцилациите на слънчевите неутрина и за осцилациите, наблюдавани от експериментите с реакторни антинеутрина. Втората масова разлика е от порядъка на  $10^{-3} eV^2/c^4$ , като стойността ѝ се определя от данните за осцилациите на атмосферните мюонни неутрина и от експериментите с неутринни снопове. Областите на слънчевите и атмосферните неутрина са свързани посредством параметъра  $\sin\theta_{13}$  (виж (1.18)), който се оказва малък. Това прави възможно в първо приближение данните от експериментите със слънчеви и атмосферни неутрина да бъдат интерпретирани в термините на осцилации на само две поколения неутрина.

При глобален фит на всички налични данни се получават следните стойности на параметрите на неутринните осцилации [31]:

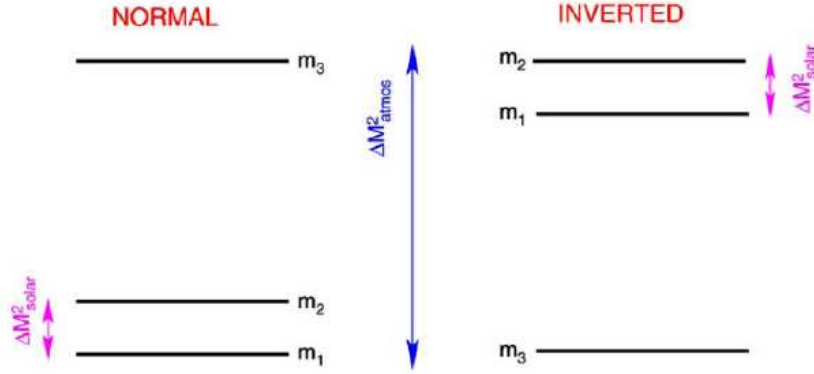
$$\begin{aligned}\Delta m_{12}^2 &= 7.67_{-0.21}^{+0.22} \left( {}_{-0.61}^{+0.67} \right) \times 10^{-5} eV^2; \\ \Delta m_{23}^2 &= \begin{cases} -2.37 \pm 0.15 \left( {}_{-0.46}^{+0.43} \right) \times 10^{-3} eV^2 & (\textit{inverted hierarchy}); \\ +2.46 \pm 0.15 \left( {}_{-0.42}^{+0.47} \right) \times 10^{-3} eV^2 & (\textit{normal hierarchy}); \end{cases} \\ \theta_{12} &= 34.5 \pm 1.4 \left( {}_{-4.0}^{+4.8} \right) \textit{ deg}; \\ \theta_{23} &= 42.3_{-3.3}^{+5.1} \left( {}_{-7.7}^{+11.3} \right) \textit{ deg}; \\ \theta_{13} &= 0.0_{-0.0}^{+7.9} \left( {}_{-0.0}^{+12.9} \right) \textit{ deg}; \\ \delta &\in [0, 360] \textit{ deg}.\end{aligned}\tag{1.32}$$

Както се вижда, за стойността на  $\theta_{13}$  е получена само горна граница, а стойността на комплексната фаза  $\delta$  е напълно неизвестна. Това оставя отворен въпроса за евентуално CP-нарушение в лептонния сектор.

Друг, нерешен към днешна дата, проблем е въпросът за големината на масите на неутрината. Параметрите  $\Delta m^2$  ни дават информация само за разликите на тези маси, но не и за стойностите им. Неясен е дори въпросът за йерархията на тези масови разлики. Двата начина, по които тези масови разлики могат да се подредят, са показани на Фиг. 1.12. Прието е двете възможни подредби да се наричат **нормална** и **обърната** йерархия.

Накрая, за стойностите на елементите на PMNS матрицата при 90%





Фигура 1.12: Нормална и обърната подредба (йерархия) на масите на неутрината.

ниво на достоверност получаваме, че те принадлежат на следните интервали:

$$U_{(90\%)} = \begin{pmatrix} 0.80 \leftrightarrow 0.84 & 0.53 \leftrightarrow 0.60 & 0.00 \leftrightarrow 0.17 \\ 0.29 \leftrightarrow 0.52 & 0.51 \leftrightarrow 0.69 & 0.61 \leftrightarrow 0.76 \\ 0.26 \leftrightarrow 0.50 & 0.46 \leftrightarrow 0.66 & 0.64 \leftrightarrow 0.79 \end{pmatrix}. \quad (1.33)$$

## 1.2.6 Близко бъдеще на физиката на неутринните осцилации

### CNGS и OPERA

Експериментът OPERA [32, 33] има за цел да потвърди описаната по-горе хипотеза за атмосферните параметри на осцилации, като детектира поява на  $\tau$  неутрина. Неутринният сноп се формира в установката CNGS (CERN Neutrinos to Gran Sasso), като е използван  $450 \text{ GeV}$  протонен сноп с мощност  $0.5 \text{ MW}$  от ускорителя SPS в CERN, Женева. Детекторът OPERA е разположен на разстояние  $735 \text{ km}$  в подземната лаборатория LNGS под върха Gran Sasso в Италия. Той използва ядрени фотоемулсии за да търси събития на  $CC$  взаимодействие, при които ще се раждат  $\tau$  лептони. Експериментът OPERA започна набиране на данни в края на

2006 г. и до този момент не е детектирал събитие с раждане на  $\tau$  лептон. Очаква се за целия период на набиране на данни OPERA да наблюдава 5-10  $\tau$  събития.

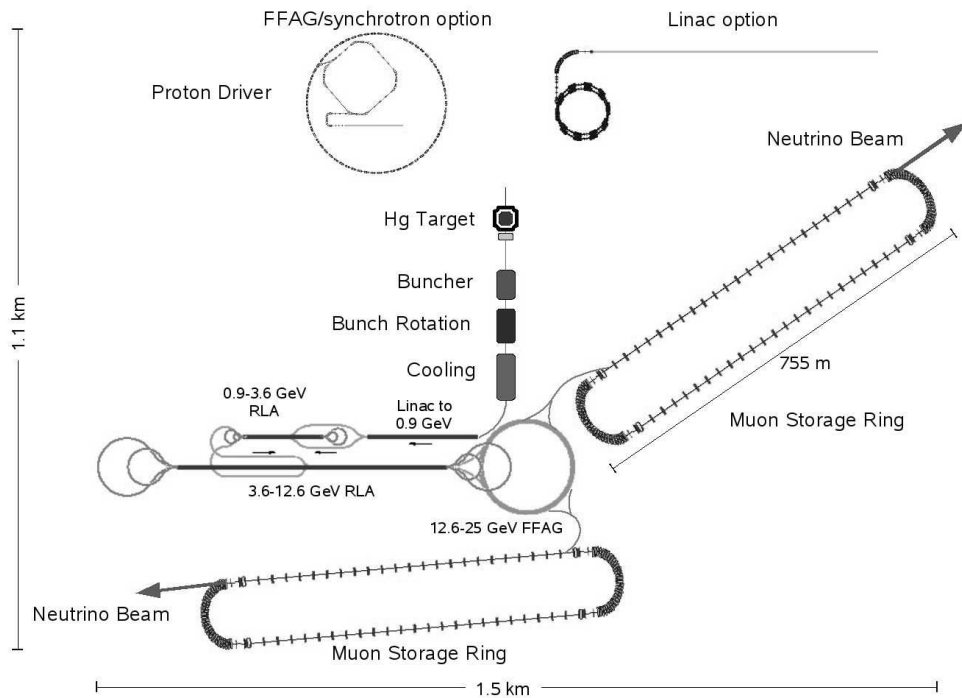
### Експериментът T2K

През втората половина на 2010 г. набиране на данни ще започна експериментът T2K [34]. За генериране на сноп неутрина ще бъде използван 50 GeV протонен сноп с мощност 0.75 MW от ускорителя JPARC. Експериментът T2K отново ще използва детектора SuperKamiokaNDE, отстоящ на 295 км. Оста на неутринния сноп е насочена под ъгъл  $2.5^\circ$  спрямо детектора SuperKamiokaNDE. Благодарение на това средната енергия на неутрината, попадащи в детектора, е 0.7 GeV. За разлика от експериментите K2K и MINOS, които наблюдаваха доминиращия процес на осцилации  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , посредством изчезване на  $\nu_\mu$ , T2K си поставя за цел да наблюдава многократно по слабата осцилация  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , търсейки поява на  $\nu_e$ . Този осцилационен процес е доминиран от параметъра  $\theta_{13}$  и наблюдаването на такава осцилация би позволило измерването му. Основният проблем, с който експериментът T2K трябва да се справи, е прецизното определяне на първоначалното количество  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  в неутринния сноп. За тази цел ще бъде използвана усъвършенствана система от близки детектори. T2K планира да набира данни до 2013, като първите резултати се очакват през 2011 г. Експериментът има потенциал да измери ъгъла  $\theta_{13}$  ако  $\sin^2 2\theta_{13} > 0.8 \times 10^{-2}$ <sup>8</sup>.

### Експериментът NO $\nu$ A

Експериментът NO $\nu$ A [35, 36] също си поставя за цел наблюдаване на  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  осцилация. Той ще използва два идентични детектора, изградени от PVC и използващи течен сцинтилатор за детектиране на неутринните взаимодействия. Близкият детектор ще има маса 260 t., а далечният-14000 t. За генериране на неутринния сноп ще бъде използван 8 GeV протонен сноп, който първоначално ще има мощност 0.7 MW, като тя постепенно ще бъде увеличавана до 2.3 MW. В крайния си вид експериментът NO $\nu$ A ще има потенциал да измери ъгъла  $\theta_{13}$  за стойности на  $\sin^2 2\theta_{13} > 0.1 \times 10^{-2}$ .

<sup>8</sup>Към днешна дата знаем, че  $\sin^2 2\theta_{13} < 0.2$  [31].



Фигура 1.13: Схема на актуалния проект за ускорителен комплекс **неутринна фабрика**.

### 1.3 Неутринна фабрика

Неутринна фабрика е название, обобщаващо различните проекти за възможен бъдещ ускорителен комплекс, имащ за цел провеждането на прецизни измервания на параметрите на неутринните осцилации. Неутринната фабрика ще създава интензивни снопове от неутрина посредством разпадания на мюони  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$  или  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  в магнитни разпадни пръстени. Тези снопове ще бъдат достатъчно интензивни, така че да осигуряват голяма вероятност за детектиране на неутрината дори на разстояния от няколко хиляди километра. Това ще бъде използвано за прецизно измерване на параметрите на неутринните осцилации. На Фиг. 1.13 е показан схематично актуалният към днешна дата идеен проект на ускорителния комплекс [37]. Планира се разпаданията на ниско енергетични пиони, родени от взаимодействието на протонен сноп с мишена, да се използват за генериране на мюони. Тези мюони трябва да бъдат охладени, ускорени и инжектирани в магнитни разпадни пръстени. Разпадните пръстени на неутринната фабрика ще имат дълги прави

участъци, в които разпадащите се мюони ще формират интензивни снопове от неутрина. За постигане на поставените пред неутринната фабрика цели е необходимо, тя да може да осигури брой мюонни разпадания в разпадните пръстени за една година от порядъка на  $10^{21}$ .

### 1.3.1 Кратко описание на неутринната фабрика

#### Протонен ускорител

Поставените високи цели за достигане на брой мюонни разпадания за година ще изискват използването на протонен ускорител с мощност  $\sim 4 MW$ . Очаква се, че максимален добив на пиони може да се получи при енергия на протонния сноп  $10 - 30 GeV$ , но тъй като при такива енергии захващането на пионите ще е трудно, като оптимална се смята енергия на протоните  $5 - 10 GeV$ . Повечето проекти за протонен ускорител за неутринна фабрика се базират на модификации и повишаване на характеристиките на вече проектирани или съществуващи съоръжения. Основните направления, в които се работи, са две. Първото направление е линеен ускорител, като се разглеждат варианти тази роля да се изпълнява от Свъръхпроводящия линеен протонен ускорител (Superconducting Proton Linac или SPL) предложен от CERN - Швейцария или от така наречения *Проект X* (Project-X linac) предложен от FNAL - САЩ. Второто направление, по което се работи, предвижда създаването на циклически протонен ускорител. Тук вариантите са Бързоциклически синхротрон (Rapid Cycling Synchrotron или RCS) и *non-scaling FFAG* (Fixed-Field Alternating-Gradient)<sup>9</sup>. Такъв ускорител може да се създаде със използването на вече наличната инфраструктура на J-PARC - Япония или ISIS - Великобритания<sup>10</sup>.

#### Мишена за генериране на пионите и тяхното улавяне

Създаването на количеството пиони, необходими за нуждите на неутринната фабрика, представлява голямо предизвикателство. От една страна мишената трябва да е плътна за да осигури достатъчно на брой взаимодействия на протоните от снопа. Това налага ограничение напречните и размери да са малки, тъй като в противен случай пионите не биха могли да я напуснат. Всичко това води до изискването, протонният сноп да бъде фокусиран в тясна област, при което плътността на енергията, която се освобождава при взаимодействието на протоните е такава,

<sup>9</sup>Това наименование няма компактен превод на български език.

<sup>10</sup>Виж също § 3.4.1 **Ускорителя ISIS**.

че моментално би разрушила всяка твърдотелна мишена. Избраното решение на този проблем е използването като мишена на струя от течен живак. Изпробването на характеристиките на такава мишена е предмет на експеримента MERIT [41].

Родените от взаимодействието на протонния сноп с мишената пиони ще бъдат улавяни посредством силни магнитни полета. В областта на живачната мишена ще имаме интензивност на магнитното поле  $\approx 20 T$ , като то плавно ще намалява, за да достигне  $\approx 2 T$  на разстояние 12 m от мишената.

### Фазово въртене и охлаждане на мюоните

Симулации показват, че мюоните, получени от разпаданията на пиони, ще формират сравнително къс във времето импулс (банч), но спектърът им по импулси ще е изключително широк  $100 \rightarrow 300 MeV/c$ . Това би направило невъзможно тяхното по-нататъшно ускоряване. С цел елиминиране на този проблем, ще бъде използван методът на фазовото въртене. Тази техника използва радиочестотни резонатори, за да забави бързата компонента на мюонния сноп и да ускори бавната му компонента. Като резултат ще имаме чувствително стесняване на разпределението по дължини импулси на мюоните. Но разпределенията по напречни импулси на мюоните също ще бъдат твърде широки. Това налага допълнително охлаждане на снопа. Планира се използването на техниката на йонизационното охлаждане, която никога не е била прилагана на практика и чието демонстриране и изследване е предмет на експеримента MICE<sup>11</sup>.

### Ускоряване на мюоните и разпадни пръстени

След йонизационното охлаждане мюоните ще бъдат ускорявани до енергия от  $25 GeV$  посредством линеен ускорител, два циклични линейни ускорителя (Re-Circulating Linacs или RCL) и FFAG пръстен. След ускоряването им те ще бъдат инжектирани в два идентични натрупващи пръстена, наричани още **разпадни пръстени**. Разпадните пръстените ще имат  $600 m$  дълги прави участъци, в които от разпадания на мюоните ще се формират високо интензивни неутринни снопове. Мюоните и антимюоните ще циркулират в пръстените в противоположни посоки.

---

<sup>11</sup>За подробности виж § 3 Експериментът MICE.

### 1.3.2 Изследване на параметрите на неутринните осцилации с неутринна фабрика

Използването на разпадания на мюони и антимюони за генерирането на неутринните снопове прави възможно на неутринната фабрика да бъдат изследвани едновременно широк спектър от процеси на неутринни осцилации<sup>12</sup>. Всичките дванадесет процеса, заедно с приетите за тях жаргонни наименования, са обобщени в Таблица 1.1.

| разпадания на мюони<br>$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ | разпадания на антимюони<br>$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ |                                    |
|--|--|------------------------------------|
| $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$                                  | $\nu_e \rightarrow \nu_e$  | изчезване                          |
| $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$                                | $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  | появяване - <i>златен канал</i>    |
| $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$                               | $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$   | появяване - <i>сребърен канал</i>  |
| $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  | $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$                                    | появяване - <i>платинен канал</i>  |
| $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  | $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$                                  | изчезване                          |
| $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$   | $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$                                 | появяване - <i>атмосферни осц.</i> |

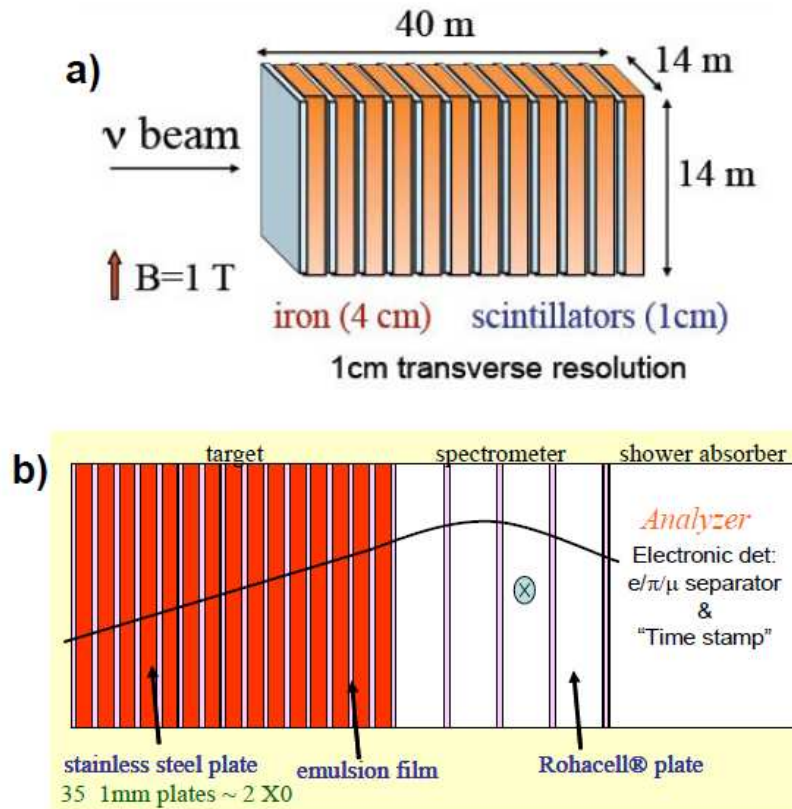
Таблица 1.1: Осцилации на неутрината, които биха се наблюдавали на неутринната фабрика.

#### Златен канал

Изследването на  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  (респективно  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ ) осцилации на неутринната фабрика дава чудесна възможност за измерването на ъгъла  $\theta_{13}$  и на комплексната фаза  $\delta$ , при стойността на  $\sin^2\theta_{13} \geq 1 \times 10^{-4}$  ( $\theta_{13} \geq 0.2^\circ$ ). Тази осцилация може да бъде наблюдавана посредством търсене на събития, при които в детектора се раждат мюони със заряд противоположен на заряда на мюоните в разпадния пръстен. Такива събития обикновено се наричат **мюони с неправилен знак**, като те ще трябва да бъдат отделени от доминиращия фон от събития с **мюони с правилен знак**, родени от взаимодействия на неосцилиралите неутрина. Отделянето на сигнала от фона в златния канал на неутринната фабрика изисква използването на силно магнитно поле при детектирането на мюоните. Това прави използването на воден черенковски детектор с големи размери, подобен на детектора SuperKamiokaNDE, невъзможно. Много по-подходящ е детектор от тип *Намагнетизиран желязен калориметър* - обикновено

<sup>12</sup>Често се използва израза **канал** на осцилация.

наричан MIND (Magnetised Iron Neutrino Detector). Схематичен вид на детектор от тип MIND е показан на Фиг. 1.14-a . Той е изграден от множество последователни слоеве от желязо и сцинтилатор, разположени перпендикулярно на пътя на неутрината.



Фигура 1.14: Схематичен вид на детекторите MIND (a) и MECC (b).

### Сребърен канал

На неутринната фабрика ще бъде възможно изследването на  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  (респективно  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ ) осцилациите, тъй като енергията на неутрината ще бъде достатъчно голяма за да направи възможно раждането в детектора чрез СС взаимодействие на  $\tau$  лептони. За наблюдаване на този канал на осцилациите е необходим детектор с много добра пространствена разделителна способност, който да може да възстанови траекторията на  $\tau$  и мястото на неговото разпадане. Също така трябва да може да

отделя мюоните с неправилен знак, на каквито ще се разпаднат  $\tau$  лептоните, от фона. Тази задача може да бъде изпълнена от така наречената *Намагнетизирана камера с емулсионни плаки* или МЕСС (Magnetised Emulsion Cloud Chamber). Схематичен вид на детектор от тип МЕСС е показан на Фиг. 1.14-b. Конструкцията на този детектор до голяма степен ще наподобява детектора на експеримента OPERA [32, 33]. Този детектор ще бъде способен да изследва също и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$  (респективно  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ) канала и да подобри точността на резултатите, получени от експериментите с атмосферни неутрина.

### Израждане на решенията

Определянето на параметрите на неутринните осцилации, чрез измерване на вероятностите за осцилация, се усложнява изключително много от проблема на израждането на решенията. Този проблем възниква, тъй като една и съща стойност на вероятността за осцилации отговаря на множество от стойности на параметрите на осцилация. На Фиг. 1.15 [42] е илюстрирано това.

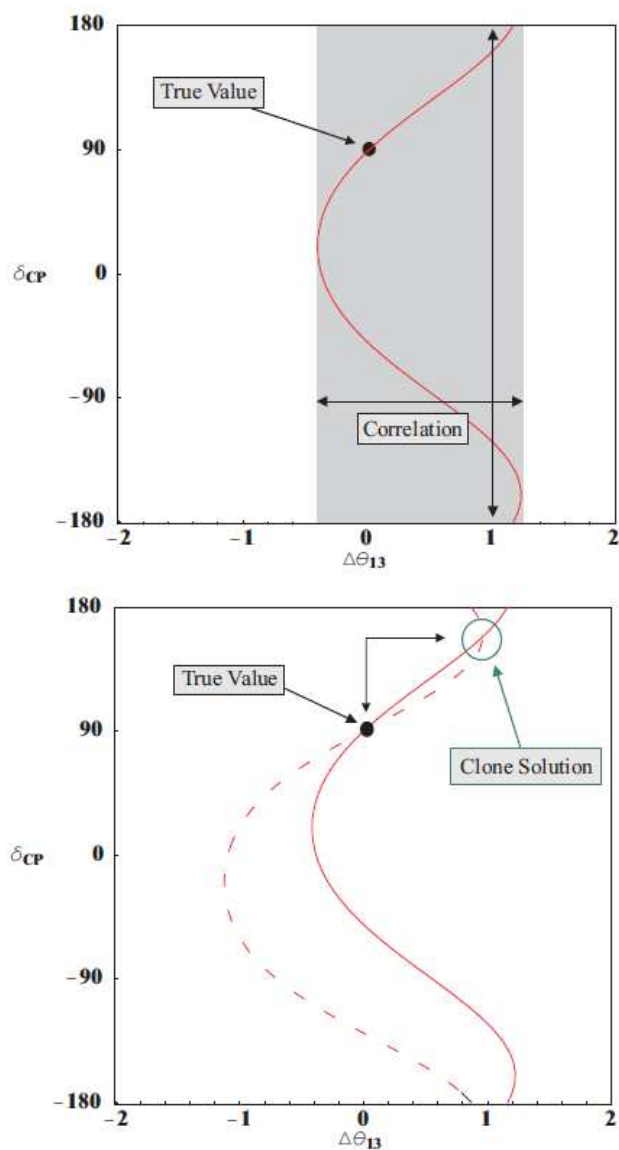
Както се вижда горе на фигурата, ако се използва само един неутринен сноп (например разпадане единствено на  $\mu^+$  в разпадния пръстен) и се наблюдава един единствен канал на осцилации, получената стойност на вероятността за осцилации ще ни даде, като решение, множество от точки, описващи крива в равнината  $(\theta_{13}, \delta)^{13}$ . Но неутринната фабрика ще използва неутринни снопове, получени от разпади на мюони и антимюони. По този начин е възможно измерването в даден канал едновременно на вероятността за осцилации за неутрина и антинейтрина. Това ни дава второ множество от решения (втора крива) в равнината на параметрите  $(\theta_{13}, \delta)$  и решава проблема, но само частично.. Както се вижда на Фиг. 1.15 - долу, освен решението отговарящо на истинските стойности на  $\theta_{13}$  и  $\delta$  ние ще имаме и още едно решение, наричано *решение-дубликат*.

Един начин, по който проблемът с израждането на решенията може да бъде елиминиран, е "на помощ да бъде извикано" измерване на вероятността за осцилация във втори канал на осцилации. Това би ни дало две допълнителни криви от решения в равнината  $(\sin^2\theta_{13}, \delta)$ , като сега ще имаме четири криви на решенията, които ще имат една единствена обща точка (Фиг. 1.16 - долу).

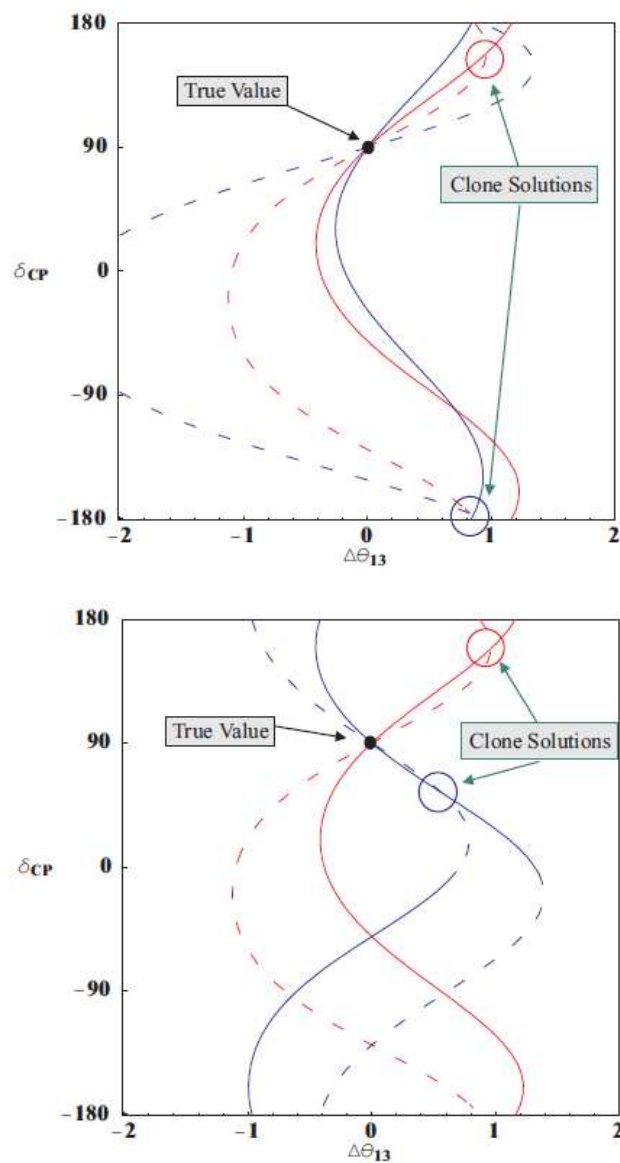
Друг начин, по който проблемът за израждането на решенията може да бъде "атакуван", е чрез варирането на отношението  $L/E_\nu$ , където  $E_\nu$

<sup>13</sup>Виж също (1.4) и коментара под формулата.





Фигура 1.15: Горѐ - множеството на решенията за параметрите  $\theta_{13}$  и  $\delta$  (плътната линия) при използване на един канал на осцилации и един неутринен сноп. Долу - множеството на решенията за параметрите  $\theta_{13}$  и  $\delta$  при използване на един канал на осцилации и два неутронни снопа (плътната и пунктирната линии). По абсцисата е нанесена разликата между истинската стойност на параметъра  $\theta_{13}$  и стойността задавана от решението -  $\Delta\theta_{13}$  в градуси, а по ординатата е комплексната фаза  $\delta$  [42].



Фигура 1.16: Горe - множествo на решенията за параметрите  $\theta_{13}$  и  $\delta$  при използване на един канал на осцилации, два неутринни снопа и две стойности на отношението  $L/E_\nu$ . Долу - множествo на решенията за параметрите  $\theta_{13}$  и  $\delta$  при използване на два канала на осцилации и два неутринни снопа. По абсцисата е нанесена разликата между истинската стойност на параметъра  $\theta_{13}$  и стойността задавана от решението -  $\Delta\theta_{13}$  в градуси, а по ординатата е комплексната фаза  $\delta$  [42].

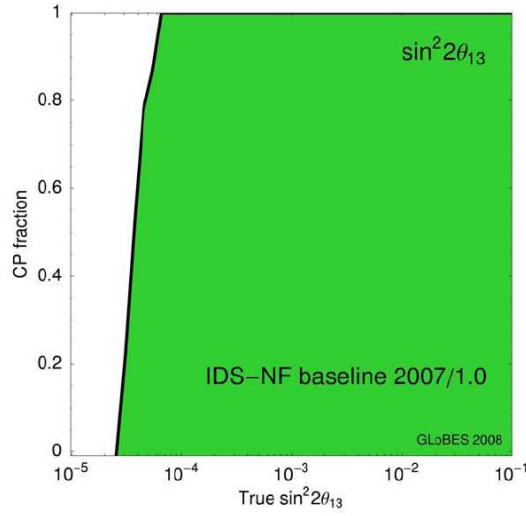
е енергията на неутрината, а  $L$  е изминатото от тях разстояние (Фиг. 1.16 - горе). Това може да стане по два начина. Може да се използват два детектора, разположени на две различни разстояния от разпадния пръстен. Също така може да се използва детектор, който да е способен да измерва енергията на неутрината с достатъчно голяма точност, и като се възползваме от широкия спектър по енергии на неутрината да пресметнем вероятностите за осцилация за множество стойности на енергията на неутрината. Тук особено полезна би била възможността да бъде правилно възстановена енергията на неутрино за стойности на  $E_\nu < 10 \text{ GeV}$ . Това чувствително би повишило възможностите за измерване на параметрите на неутринни осцилации за сценарий, при който стойността на  $\sin^2\theta_{13}$  е от порядъка на  $10^{-5}$ .

В разсъжденията до тук не беше взет под внимание проблемът с неизяснената йерархия на масите на неутрината. Отчитането му мултиплицира решенията-дубликати и прави проблема с израждането на решенията още по-заплетен. Също така под внимание трябва да се вземат неопределеността на измерването на вероятностите за осцилация, както и неопределеностите при измерванията на останалите параметри на неутринните осцилации ( $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\Delta m_{12}^2$  и  $\Delta m_{23}^2$ ). Тогава отделните решения започват да се пресичат не в точка, а в област от пространството на параметрите  $\theta_{13}$  и  $\delta$ , като големината на тази област зависи силно от това, какви точно са истинските стойности на  $\theta_{13}$  и  $\delta$ .

### Близък детектор

Пред близкия детектор<sup>14</sup> на неутринната фабрика са поставени няколко основни задачи. На първо място той трябва да може да измерва и мониторира потока неутрина, идващ от разпадния пръстен, с точност от порядъка на 1%. Също така той ще работи при светимост на неутринния сноп, многократно надвишаваща постиганото до този момент на всеки друг неутринен експеримент. Това прави близкия детектор идеална платформа за изследване на сеченията за взаимодействие на неутрината с веществото, както и за търсене на взаимодействия на неутрината извън рамките на стандартния модел. Друга важна задача, поставена пред него, е да допринесе за изясняване на спектъра на събитията, съдържащи мюони с правилен знак, което да помогне за елиминирането на фона в златния и сребърния канали на неутринните осцилации [43].

<sup>14</sup>Виж също § 2 Симулация на близък детектор за неутринна фабрика.



Фигура 1.17: Предел на чувствителността на измерването на  $\sin^2\theta_{13}$ . Оцветената площ указва областта в пространството на параметъра  $\sin^2\theta_{13}$  и  $CP$ -отношението (виж текста), за която, с ниво на достоверност  $3\sigma$ , може да бъде изключена възможността  $\sin^2\theta_{13} = 0$ .

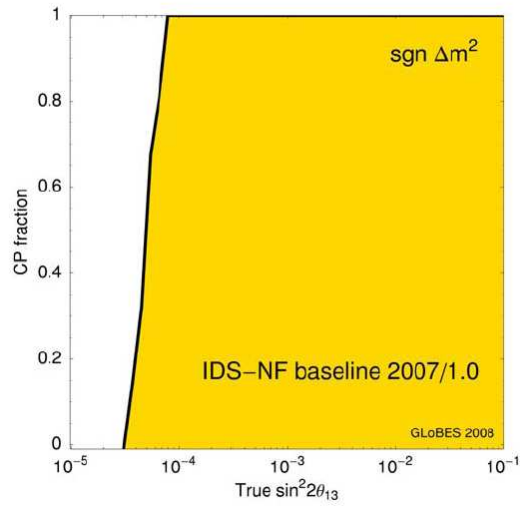
### Потенциал за измерване на йерархията на масите, $\theta_{13}$ и $\delta$ на неутринната фабрика.

Към днешна дата проектът [37] на детекторите за неутрина на неутринната фабрика включва използването на два детектора от тип MIND. Единият от тях ще бъде разположен на така нареченото *далечно разстояние* - 7000 – 8000 *km*. Вторият MIND детектор ще бъде разположен на така нареченото *междинно разстояние* - 3000 – 5000 *km*, като заедно с него там ще бъде разположен и детектор от типа МЕСС. Предвижда се MIND детекторите да имат маса на чувствителния обем 50 *kton* и магнитно поле  $\sim 1 T$ . Симулации показват, че разделителната способност по енергия на неутрината, която може да бъде достигната от MIND детектор е

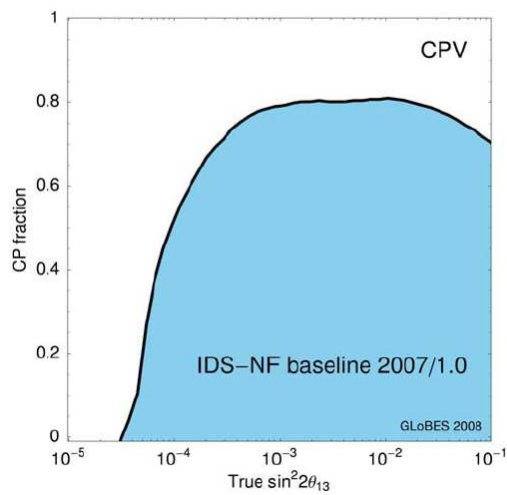
$$\sigma(E_\nu) = 55\%/\sqrt{E_\nu} [GeV^{-1/2}]. \quad (1.34)$$

За МЕСС детектора се предвижда да има маса на чувствителния обем 10 *kton* и също да използва магнитно поле  $\sim 1 T$ .

На Фиг. 1.17, Фиг. 1.18 и Фиг. 1.19 са демонстрирани възможностите, които би имала описаната по-горе неутринна фабрика, заедно с описаните по-горе детектори, да измери стойностите на параметъра  $\sin^2\theta_{13}$ , да



Фигура 1.18: Предел на чувствителността на измерването на знака на масовата разлика  $\Delta m_{31}^2$ . Оцветената площ указва областта в пространството на параметъра  $\sin^2 \theta_{13}$  и  $CP$ -отношението (виж текста), за която, с ниво на достоверност  $3\sigma$ , този знак може да бъде установен.



Фигура 1.19: Предел на чувствителността за наблюдавано  $CP$ -нарушение в лептонния сектор. Оцветената площ указва областта в пространството на параметъра  $\sin^2 \theta_{13}$  и  $CP$ -отношението (виж текста), за която, с ниво на достоверност  $3\sigma$ ,  $CP$ -нарушение може да бъде наблюдавано.

определи йерархията на масите на неутрината и да открие евентуалното  $CP$ -нарушение в лептонния сектор.

На Фиг. 1.17 е показана областта от стойности на параметъра  $\sin^2\theta_{13}$ , за която, с ниво на достоверност  $3\sigma$ , може да бъде изключена възможността  $\sin^2\theta_{13} = 0$ . По ординатата е нанесено  $CP$  - *отношението*.

$CP$ -*отношението* се дефинира като отношението на областта от стойности на  $CP$ -нарушаващата фаза  $\delta$ , за която даденият параметър може да бъде измерен, към цялото множество от всички стойности на  $\delta$  -  $[0, 2\pi]$ . За случаите, когато даденият параметър може да бъде измерен за всички възможни стойности на  $\delta$ , ще имаме  $CP$ -*отношение* = 1. За по-подробно обяснение на смисъла на  $CP$ -*отношението* виж Фиг. 3 от [44].

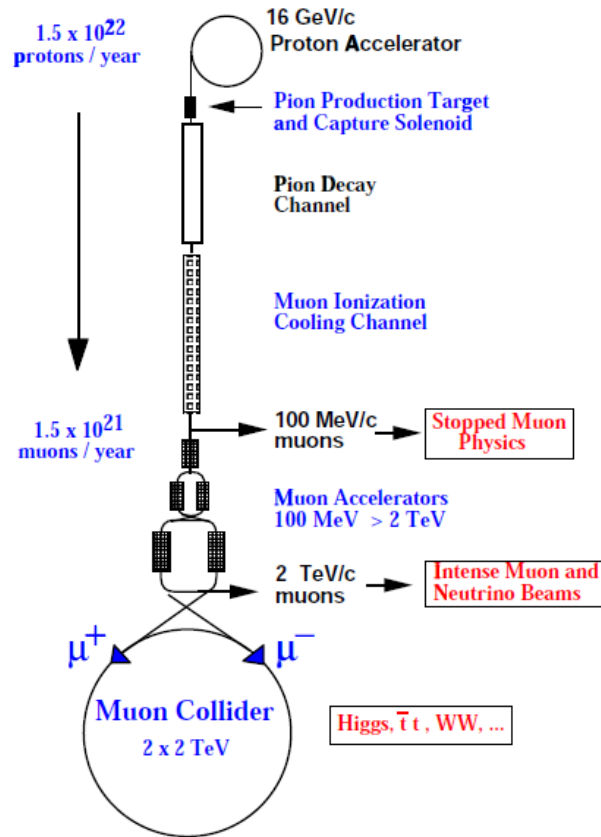
На Фиг. 1.18 е показана областта от стойности на параметъра  $\sin^2\theta_{13}$ , за която, с ниво на достоверност  $3\sigma$ , може да бъде определен знака на масовата разлика  $\Delta m_{31}^2$ , а от там и йерархията на масите на неутрината. Отново по ординатата е нанесено  $CP$ -*отношението*.

На Фиг. 1.19 е показана областта от стойности на параметъра  $\sin^2\theta_{13}$ , за която, с ниво на достоверност  $3\sigma$ , може да бъде наблюдавано  $CP$ -нарушение в лептонния сектор, ако такова съществува, като отново по ординатата е нанесено  $CP$ -*отношението*.

Резултатите по-горе са получени при допускане, че останалите параметри на неутринните осцилации имат следните стойности:

$$\begin{aligned}\Delta m_{21} &= +8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2; \\ \Delta m_{31} &= +2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2; \\ \theta_{23} &= \pi/4; \\ \sin^2\theta_{12} &= 0.3.\end{aligned}\tag{1.35}$$

От всичко казано до тук става ясно, че неутринната фабрика е едно уникално по характеристиките си съоръжение, чиито предели на чувствителността многократно надвишават възможностите на настоящите неутринни експерименти. Но построяването на ускорителния комплекс и прилежащите към него детекторни комплекси е огромно предизвикателство, изискващо разрешаването на голям брой проблеми. По-долу, в глави **§2 Симулация на близък детектор за неутринна фабрика** и **§3 Експериментът МІСЕ**, ще бъдат описани усилията на автора, насочени в тази посока.



Фигура 1.20: Схема на актуалния проект за ускорител на насрещни мюонни снопове [46].

## 1.4 От неутринна фабрика към ускорител на насрещни мюонни снопове

Ускорителят на насрещни мюонни снопове, който за по-кратко ще наричаме *мюонен колайдер*<sup>15</sup> [45, 46, 47] (виж и Фиг. 1.20) има много общи компоненти с ускорителния комплекс на неутринната фабрика. Всъщност идеята за неутринната фабрика възниква именно като първа стъпка към неговото построяване.

На мюонния колайдер се гледа като на наследник на големия адро-

<sup>15</sup>От английски: *collide* - сблъсквам се.

нен колайдер (LHC) в CERN. Също като протоните, мюоните могат да бъдат ускорявани и натрупвани в пръстени, тъй като енергетичните им загуби от спирачно лъчение са пренебрежими. От друга страна ефективната енергия при сблъскването на две точкови частици, каквито са мюоните, е около 10 пъти по-голяма от тази при сблъскване на протони. Също така мюонният ускорител ще има значително по-малки размери. Например за постигане на  $4 \text{ TeV}$  енергия в система център на масите при сблъскване на мюони е необходим пръстен с обиколка 6 км. За сравнение ускорител, използващ протони и имащ аналогичен потенциал за физични изследвания, би се нуждаел от пръстен с дължина 80 км.

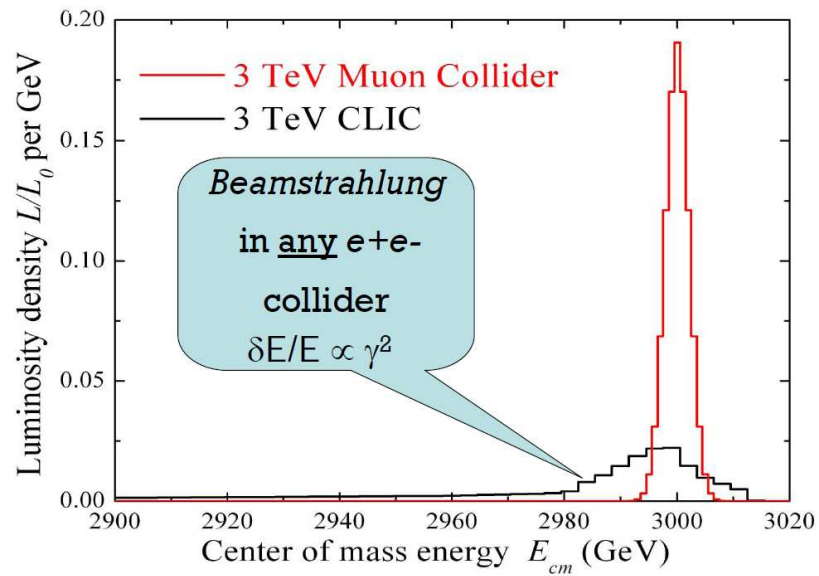
Програмата от физични изследвания, които могат да бъдат проведени на мюонният колайдер в общи линии се припокрива с възможностите на линейния ускорител на насрещни електронни снопове CLIC (Compact Linear Collider), като отново мюонният колайдер има редица предимства:

1. Мюонният колайдер може да бъде използван като фабрика за Хигс бозони, тъй като по дефиниция връзката на Хигс бозона с кварките и лептоните е пропорционална на тяхната маса<sup>16</sup>;
2. Многократно по-малките загуби на енергия от спирачно лъчение позволяват мюоните да имат многократно по-тясно разпределение по енергии (Фиг. 1.21). Това дава две предимства. От една страна позволява по-голям брой частици за банч, а от там и по-голяма светимост. От друга страна, неопределеността в енергиите на взаимодействалите мюони би могла да бъде намалена до такава степен, че да стане съизмерима с естествената ширина на Хигс;
3. Отново мюонният колайдер е по-малък като размери. Линеен електронен колайдер, достигащ  $4 \text{ TeV}$  енергия в система център на масите, би имал дължина  $\sim 50 \text{ km}$ . Тук трябва да се има предвид, че по-малък не означава непременно и по-евтин;

Наред с предимствата, пред мюонния колайдер стоят и някои трудни за решаване проблеми, като всички те са свързани с факта, че мюона е нестабилна частица и бързо се разпада на електрон и неутрина. На първо място не е ясно, дали е възможно ускорителят да бъде запазен с необходимото количество мюони, за да постигне желаната светимост. Друг проблем са неимоверно високите нива на радиация, които ще бъдат генерирани в следствие на разпадания на мюони в ускорителния пръстен.

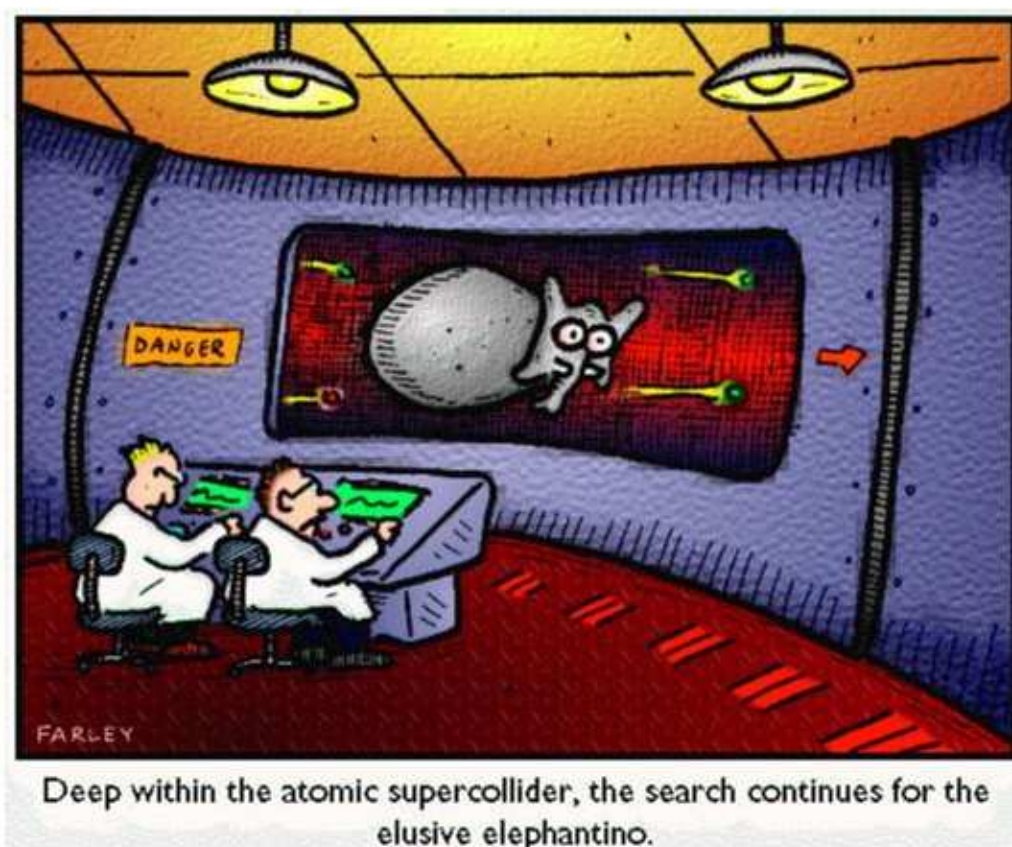
<sup>16</sup>Масата на мюона е приблизително 200 пъти по-голяма от тази на електрона.





Фигура 1.21: Плътност на светимостта като функция на енергията в система център на масите. Сравнение между муонния колайдер и линейния ускорител на електрони CLIC[48].

Бъдещите изследвания ще покажат дали тези проблеми са решими. Именно съревнованието между проектите за муонен и електронен колайдер до голяма степен ще е определящо за бъдещето на физиката на високите енергии.



Фигура 1.22: В търсене на неуловимото.

## Глава 2

# Симулация на близък детектор за неутринна фабрика

Както вече беше описано по-горе, близкият детектор на неутринната фабрика играе ключова роля при измерването на параметрите на неутринните осцилации. Пред него се поставят следните основни цели [43]:

- Измерване на потока неутрина с точност от порядъка на 1%;
- Измерване на интензивността на фоновите събития за различните канали на неутринните осцилации, което да послужи при анализа на данните от далечния детектор;
- Подобряване на точността на измерванията на сеченията за взаимодействие на неутрината;
- Търсене на нестандартни взаимодействия.

Постигането на така поставените цели е не лека задача, която изисква значително подобряване на сега съществуващите или разработването на нови методи за детектиране на неутрина. Една от основните трудности при измерването на потока неутрина е елиминиране на систематичните грешки, внесени от неопределеността на експериментално измерените сеченията за взаимодействие на неутрината.

Важно е да се знае, че спектрите по енергии на електронните и мюонните неутрина и антинейтрино в близкия и далечния детектори ще бъдат съществено различни. Обяснението на тази разлика е чисто геометрично. Поради голямото разстояние между източника на неутрина (разпадния мюонен пръстен) и далечния детектор те могат да бъдат смятани за точкови обекти. Поради тази причина спектърът по енергии на

неутрината в далечния детектор включва само неутрината, разлитащи се под изключително малко ъгли -  $\theta_{\nu \text{ max}} \sim \mu\text{rad}$ . За разлика от далечния детектор, размерите на близкия детектор са съизмерими с разстоянието между него и разпадния мюонен пръстен, а размерите на пръстена са дори по големи от разстоянието източник - детектор.

От друга страна величината, която може да бъде измерена на практика, е не потока неутрина, а произведението  $\Phi(E_\mu) \times \sigma(E_\mu)$ , където  $\Phi(E_\mu)$  е потокът неутрина като функция на енергията на неутрината, а  $\sigma(E_\mu)$  е сечението за взаимодействие на неутрината отново като функция на енергията им. От тук неопределеността в измерените сечения за взаимодействие на неутрината води до систематични грешки при измерването на потока неутрина, а от там и до грешки в пресмятането на параметрите на неутринните осцилации.

Възможно решение на този проблем е определянето на потока неутрина посредством неутринни взаимодействия, чиито сечения могат да бъдат пресметнати теоретично с голяма точност. Такъв процес е квази-еластичното разсейване на неутрината върху електрони.

По-долу ще бъдат описани проведените Монте Карло симулации с цел предварително проучване на възможността потокът неутрина на неутринната фабрика да бъде измерен от близкия детектор посредством използването на процеса на квазиеластично разсейване на неутрината върху електрони.

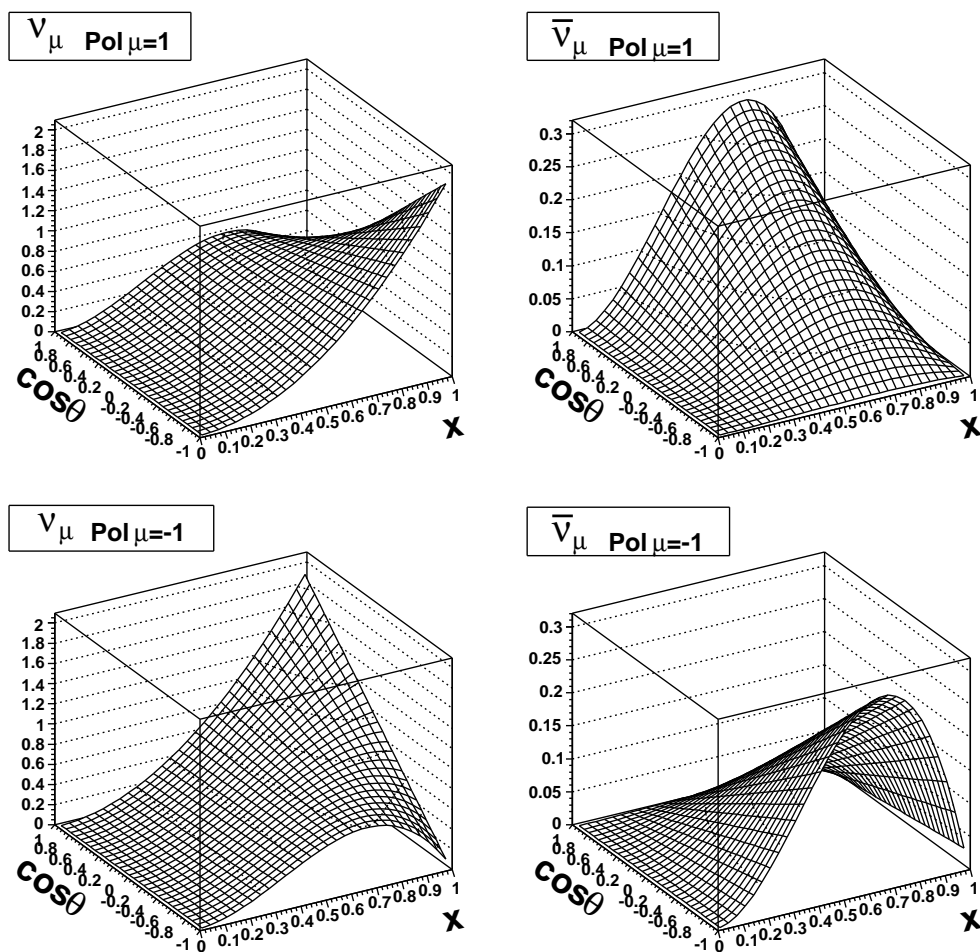
## 2.1 Симулация на потока неутрина в близкия детектор

Неутринната фабрика използва за формирането на неутринни снопове процеса на разпадане на мюона  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$  или на антимюона  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ . При разпадането на мюона ( $\mu^-$ ), вероятността за раждане на неутрино с дадена енергия и полярен ъгъл в системата на покой на мюона е пропорционална на следните изрази [49] (виж също Фиг. 2.1):

$$\nu_\mu : \quad \frac{d^2 N}{dx d\Omega} \sim ((3 - 2x) + \cos\theta_{c.m.}(1 - 2x))x^2; \quad (2.1)$$

$$\bar{\nu}_e : \quad \frac{d^2 N}{dx d\Omega} \sim ((1 - x) + \cos\theta_{c.m.}(1 - x))x^2. \quad (2.2)$$

Във формулите  $x = E_\nu/E_{max} = 2E_\nu/m_\mu$  е безразмерна величина, която се мени в интервал  $[0,1]$ , като  $E_{max}$  е максималната енергия, която



Фигура 2.1: Графично представяне на разпределенията на муонни неутрина (ляво) и електронни антинейтрина (дясно) получени от разпадането на на муони ( $\mu^-$ ) за двете поляризации на муона +1 (горе) и -1 (долу).

неутриното би могло да отнесе, а  $m_\mu$  е масата на мюона.  $\theta_{c.m.}$  е ъгъла между направлението на излитащото неутрино и направлението на спина на мюона в система на покой на мюона.

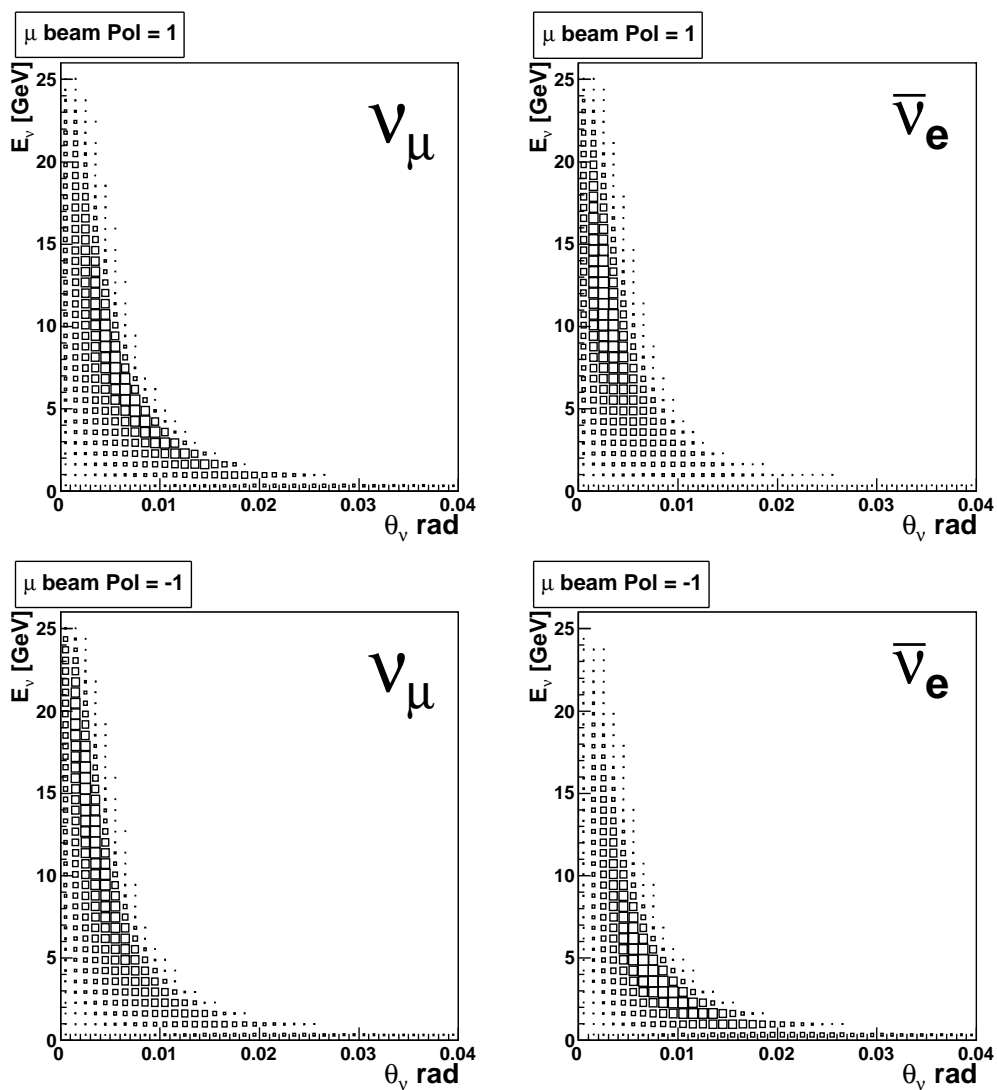
От CP-инвариантността на процеса следва, че матричните елементи за разпадане на  $\mu^-$  с дадена поляризация са идентични на матричните елементи за разпадане на  $\mu^+$  с противоположна поляризация.

С цел определяне на характеристиките на потока неутрина в близкия детектор, беше разработена програма за Монте Карло симулация на разпадането на мюони в разпадния пръстен на неутринната фабрика. Разпадите на мюони с поляризации  $+1$  и  $-1$  са разгледани по отделно. Симулацията е базирана на C++ библиотеките ROOT [50] и CLHEP [51].

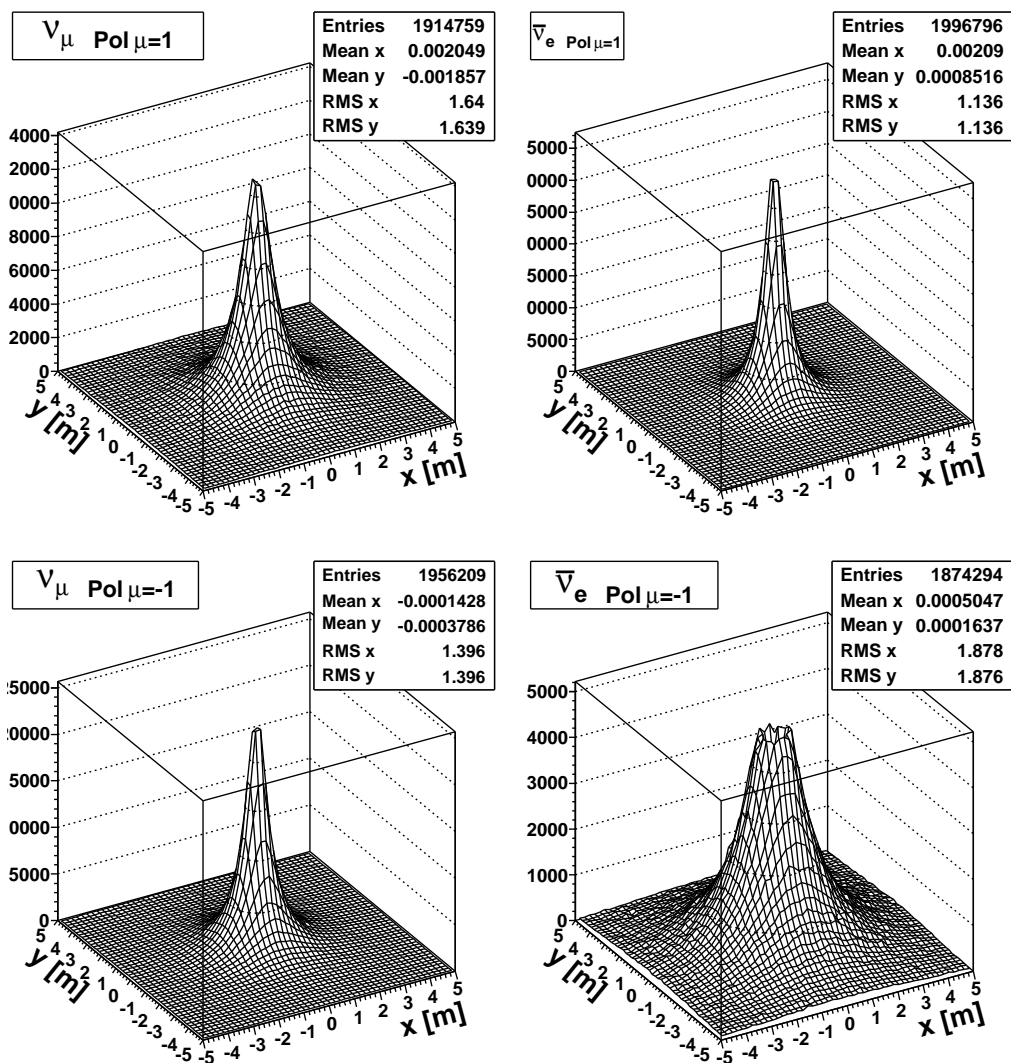
Представените по-нататък резултати от симулационните пресмятания са направени със следните входни параметри, съответстващи на актуалния вариант на проекта за неутринна фабрика [37]:

- дължина на правия участък на разпадния пръстен:  $600\text{ m}$ ;
- енергия на мюонния сноп:  $25\text{ GeV}$ ;
- разпределение по енергии на мюоните в разпадния пръстен: Гаусово ( $\sigma = 80\text{ MeV}$ );
- разпределение по ъгли на мюоните в разпадния пръстен: Гаусово ( $\sigma = 0.5\text{ mrad}$ );
- местоположение на близкия детектор:  $100\text{ m}$  след края на правия участък на разпадния пръстен;

Получените характеристики на симулирания неутринен сноп са илюстрирани на Фиг. 2.2 - 2.4. На Фиг. 2.2 са показани получените от симулацията двумерни разпределения по енергии и полярни ъгли на мюонните неутрина и на електронните антинеутрина в неутринния сноп. Разпределенията са показани за двете възможни поляризации на мюона в разпадния пръстен. Фиг. 2.3 демонстрира профила на двете компоненти ( $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_e$ ) на неутринния сноп на разстояние  $100\text{ m}$  след края на правия участък на разпадния пръстен, като отново тези профили са показани за двете крайни поляризации на снопа мюони в разпадния пръстен. Потокът неутрина зависи от поляризацията на мюонния сноп в разпадния пръстен. Това е демонстрирано на Фиг. 2.4, която за поляризации  $+1$  и  $-1$  показва потока неутрина (в неутрина/ $cm^2$ ) през равнина, перпендикулярна на оста на снопа, на разстояние  $100\text{ m}$  след края на правия участък на разпадния пръстен, като функция на разстоянието от оста на неутринния сноп.

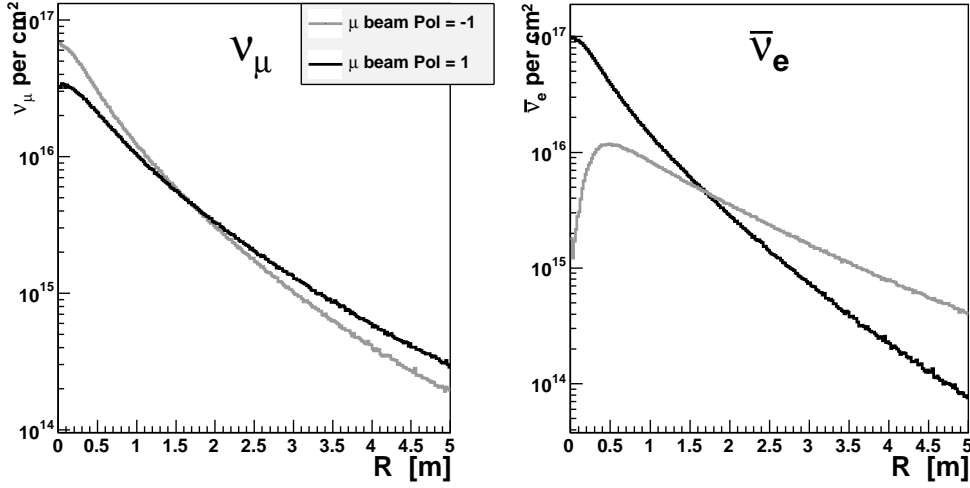


Фигура 2.2: Разпределения по енергия и полярен ъгъл за муонни неутрина (ляво) и електронни антинейтрино (дясно) за двете поляризации на муоните +1 (горе) и -1 (долу) в разпадния пръстен.



Фигура 2.3: Профил на снопа муонни неутрина (ляво) и електронни антинеутрина (дясно) за двете поляризации на муона +1 (горе) и -1 (долу).





Фигура 2.4: Поток мюонни неутрина (ляво) и електронни антинеутрина (дясно) през равнина, перпендикулярна на оста на снопа, на разстояние 100 m след края на правия участък на разпадния пръстен, като функция на разстоянието от оста на неутринния сноп. Видът на зависимостта е показан за двете крайни поляризации +1 (черно) и -1 (сиво) на снопа мюони в разпадния пръстен.

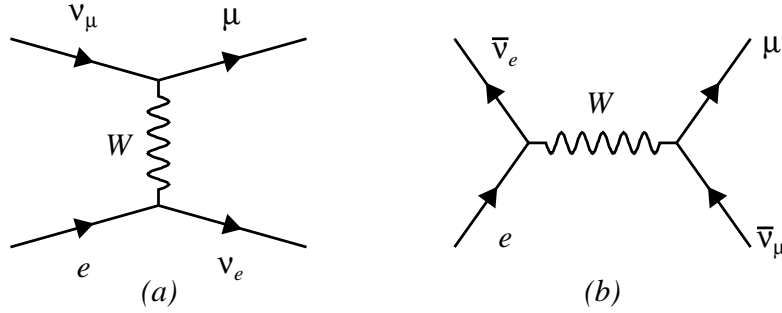
## 2.2 Симулация на квазиеластично разсейване на неутрина върху електрони

Квазиеластичното разсейване на неутрина върху електрони може да бъде използвано за прецизно определяне на потока неутрина от неутринната фабрика. Предимството на процесите на квазиеластично разсейване върху електрони пред останалите взаимодействия на неутрината е, че пълните сечения за тези процеси могат да бъдат пресметнати теоретично [52] с достатъчна точност. Също така в крайно състояние имаме единичен мюон - сравнително лесна за детектиране частица. Двата процеса (Фиг. 2.5), които представляват интерес за случай на неутринен сноп, получен от разпадането на мюони ( $\mu^-$ ), са

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^- \quad (2.3)$$

и

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-. \quad (2.4)$$



Фигура 2.5: Процесите на **обратно мюонно разпадане** (а) и **раждане на мюони чрез аниhilация** (б).

Основна трудност при определянето на потока неутрина посредством процесите (2.3) и (2.4) ще бъде елиминирането на фона от инклузивните взаимодействия на неутрината с ядра чрез зареден ток (CC - от английски Charged Current), при които също имаме мюон в крайно състояние. Тези процеси (CC) протичат с интензивност с няколко порядъка по-висока от тази на квазиеластичното разсейване върху електрони.

Сечението за процеса (2.3), който често е наричан **обратно мюонно разпадане**, е изотропно в система център на масите и се дава от

$$\sigma = \frac{G_F^2 (s - m_\mu^2)^2}{\pi s}, \quad (2.5)$$

където  $s$  е инвариантната маса на системата неутрино и електрон,  $G_F$  е константата на Ферми, а  $m_\mu$  е масата на мюона.

За процеса (2.4), наричан често **раждане на мюони чрез аниhilация**, диференциалното сечение за взаимодействие в система център на масите се задава от

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} &= \frac{G_F^2 (s - m_\mu^2)^2}{\pi s} \times \\ &\times \left(1 + \frac{s - m_\mu^2}{s + m_\mu^2} \cos\theta\right) \left(1 + \frac{s - m_e^2}{s + m_e^2} \cos\theta\right), \end{aligned} \quad (2.6)$$

а пълното сечение се задава от

$$\sigma = \frac{G_F^2 (s - m_\mu^2)^2}{\pi s^2} (E_e E_\mu + \frac{1}{3} E_{\bar{\nu}_\mu} E_{\bar{\nu}_e}), \quad (2.7)$$

където  $E_e$  и  $E_\mu$  са енергиите на електрона и мюона, а  $E_{\bar{\nu}_\mu}$  и  $E_{\bar{\nu}_e}$  са енергиите на мюонното и електронното антинеутрина в система център на масите

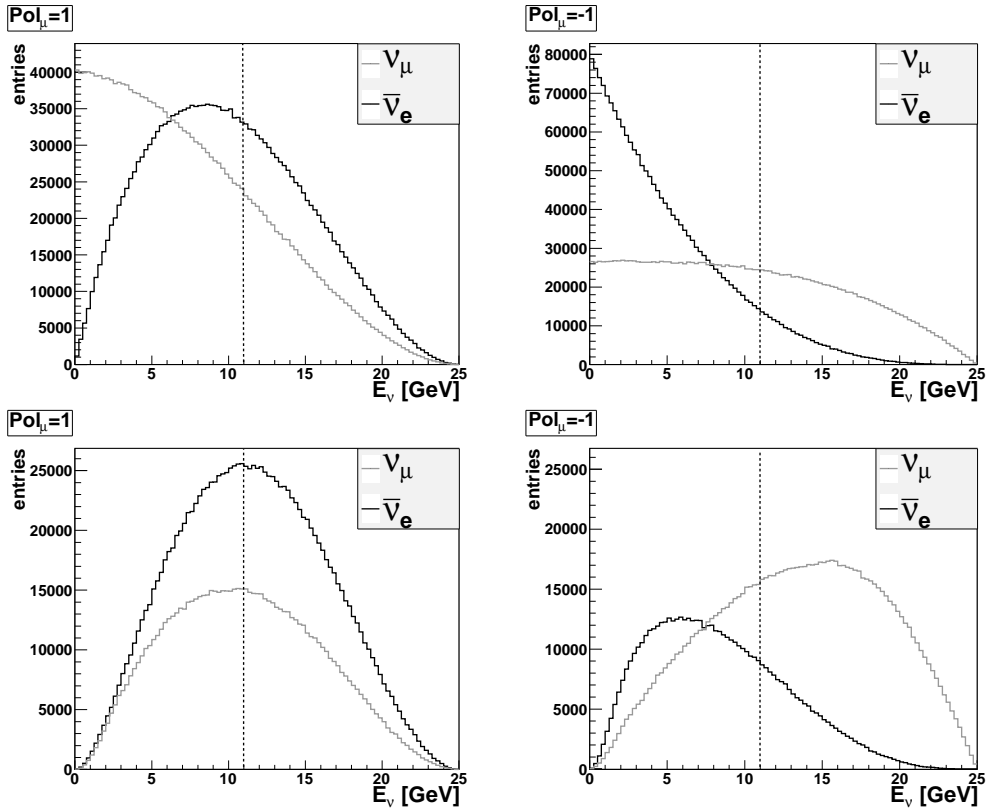
$$\begin{aligned} E_\mu &= \frac{s + m_\mu}{2\sqrt{s}} \quad , \quad E_e = \frac{s + m_e}{2\sqrt{s}} \quad , \\ E_{\bar{\nu}_\mu} &= \frac{s - m_\mu}{2\sqrt{s}} \quad , \quad E_{\bar{\nu}_e} = \frac{s - m_e}{2\sqrt{s}} \quad . \end{aligned} \quad (2.8)$$

И двата процеса са прагови, като праговата енергия на налитащото неутрино в лабораторна система е  $E_\nu \sim 11 \text{ GeV}$ . На Фиг. 2.6 (горе) са показани пълните разпределения по енергии в лабораторна система на мюонните неутрина и електронните антинеутрина от снопа на неутринната фабрика. Пунктирната линия показва праговата енергия за двата процеса на квазиеластично разсейване върху електрони.

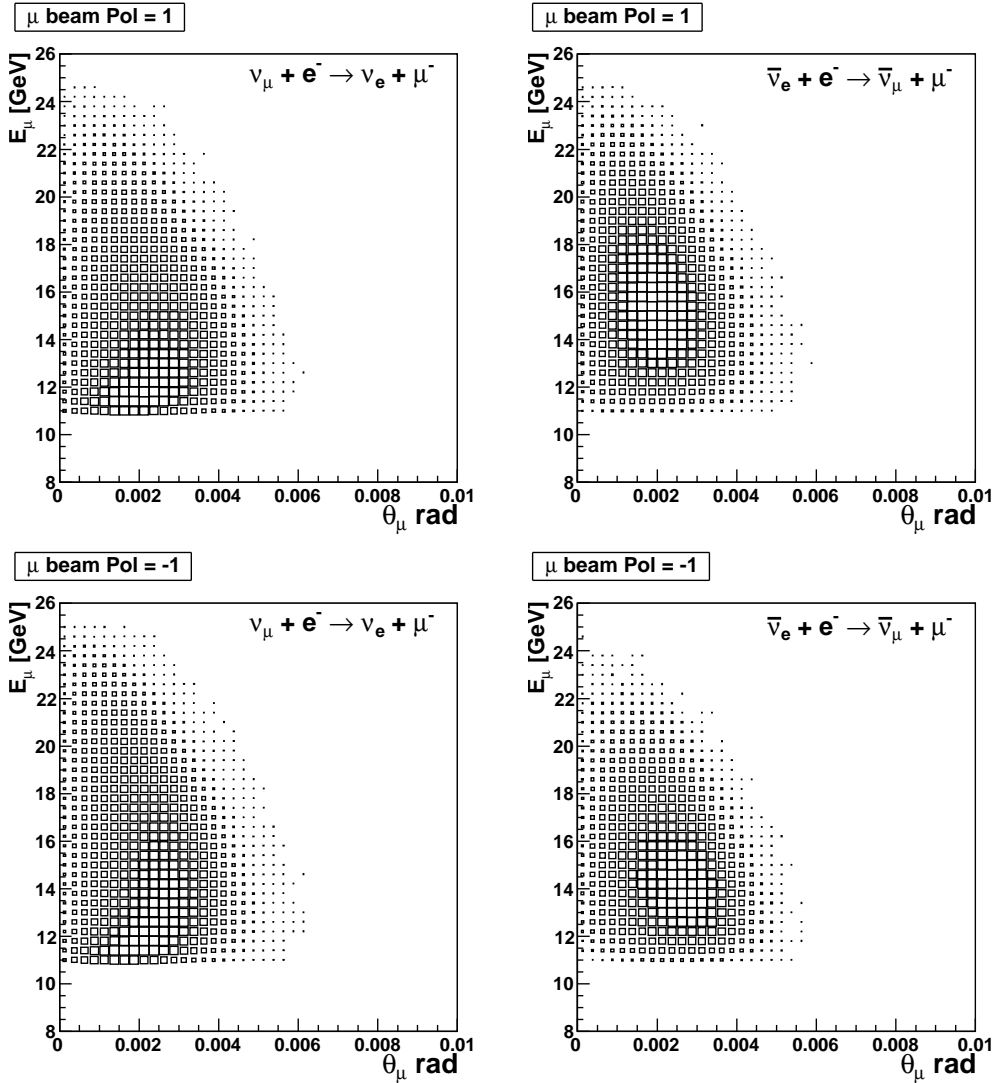
Но разпределенията по енергии на неутрината, преминаващи през близкия детектор, са различни от разпределенията, показани на Фиг. 2.6 (горе). Това е така поради ограничението по пространствен ъгли (виж Фиг. 2.2), под който неутрината, родили се по дължината на правата секция на разпадния пръстен, “виждат” активния обем на близкия детектор. На Фиг. 2.6 (долу) са показани разпределенията по енергии в лабораторна система на неутрината само за тези от тях, които преминават през обема на близкия детектор. Активният обем на детектора представлява цилиндър с радиус  $1.5 \text{ m}$ , разположен на  $100 \text{ m}$  след края на правия участък на разпадния пръстен. Отново пунктирната линия показва праговата енергия за процесите на квазиеластично разсейване върху електрони.

Свойствата на неутрината, получени от симулацията на разпадането на мюони в разпадния пръстен на неутринната фабрика, сме използвали за симулиране на процесите на квазиеластично разсейване на неутрината върху електрони в на близкия детектор (процеси (2.3) и (2.3)). На Фиг. 2.7 и Фиг. 2.8 са показани получените от симулацията едномерни и двумерни разпределенията по енергия и полярен ъгъл на мюоните, родени в детектора от процесите на квазиеластично разсейване на неутрина върху електрони.

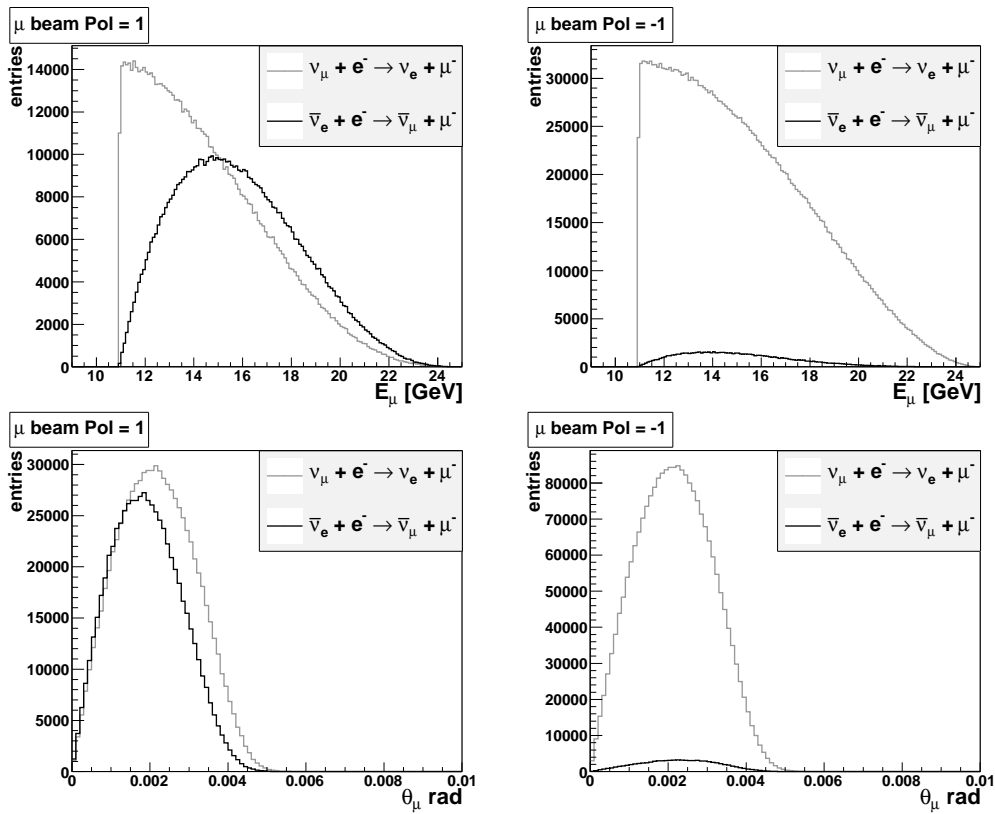
Веднага прави впечатление, че мюоните, родени при процесите на квазиеластично разсейване на неутрината върху електрони се разлитат под много малки полярни ъгли -  $\theta_\mu < 5 \text{ mrad}$  спрямо оста на неутринния сноп.



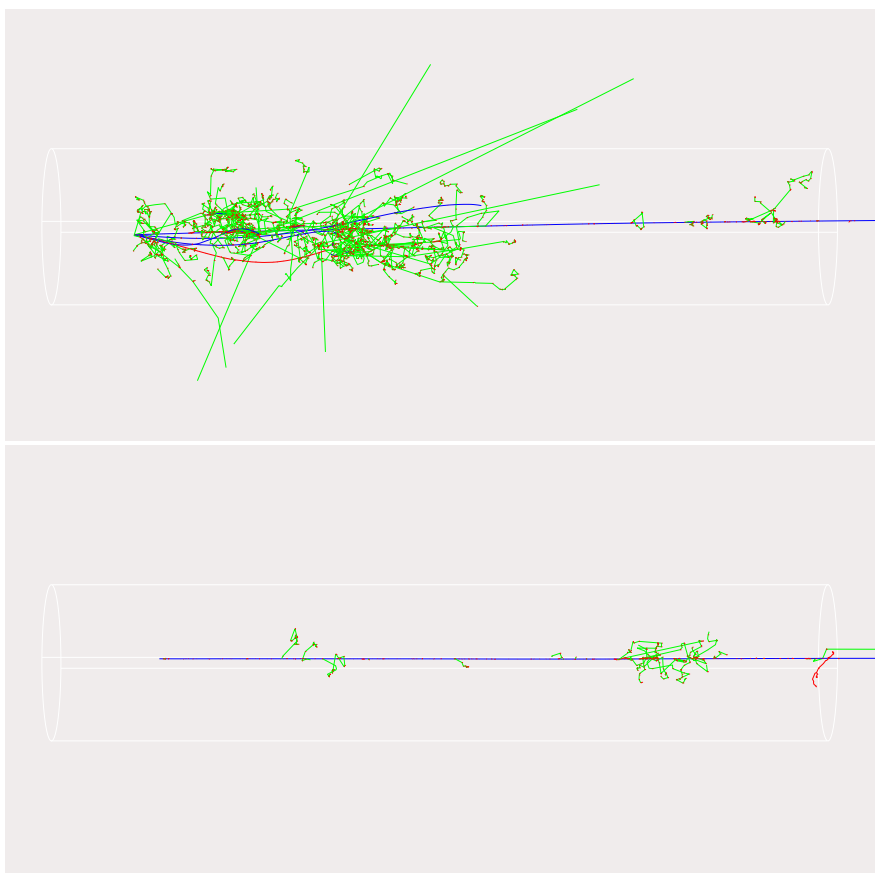
Фигура 2.6: Разпределенията по енергии на неутрината от снопа на неутринната фабрика за двете крайни поляризации +1 (ляво) и -1 (дясно) на мюонния сноп в разпадния пръстен. Показани са пълните разпределения (горе), както и разпределенията само за тези неутрина, които преминават през обема на близкия детектор. Мюонните неутрина са показани в сиво, а електронните антинеутрина в черно. Пунктирните линии показват праговата енергия за двата процеса на квазиеластично разсейване върху електрони.



Фигура 2.7: Двумерни разпределения по енергия и полярен ъгъл на мюоните, родени в детектора, от процесите  $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$  (ляво) и  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$  (дясно) за поляризация +1 (горе) и -1 (долу) на разпадащите се мюони.



Фигура 2.8: Разпределенията на симулираните събития по енергии (горе) и полярен ъгъл (долу) на мюоните, родени в детектора, от лептонните процеси  $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$  (сиво) и  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$  (черно) за поляризация +1 (ляво) и -1 (дясно) на разпадащите се мюони.



Фигура 2.9: Визуализация посредством Geant4 на единични събития на CC взаимодействие на неутрино с ядро (горе) и на квазиеластично разсейване на неутрино върху електрон (долу).

### 2.3 Симулация на разделянето на сигнала от фона в близкия детектор

Ако искаме близкият детектор на неутринната фабрика да може да измерва потока неутрина посредством процесите (2.3) и (2.4) (за по-ранни измервания на (2.3) виж [53, 54]), той трябва да може ефективно да отделя събития на квазиеластично разсейване върху електрони (за по-кратко ще ги наричаме още “лептонни събития”) от събития на CC взаимодействие на неутрината с нуклеони (виж Фиг. 2.9 - горе), при които също имаме мюон в крайно състояние.

С цел изпробване на различни критерии за подбор на лептонни съби-

тия и потискане на фона от инклузивните  $CC$  взаимодействия на неутрината с нуклеони, беше разработена симулация на взаимодействието на неутрината от снопа на неутринната фабрика с веществото на близкия детектор. За симулациите е използван цилиндричен детектор с радиус  $1.5\text{ m}$  и дължина  $5\text{ m}$ , изграден от полистирен ( $\rho = 1.032\text{ g/cm}^3$ ). Използван е поток неутрина, получен от неполяризиран мюонен сноп в разпадния пръстен (еднакви количества мюони с поляризация  $+1$  и  $-1$ ). Симулацията е направена с използването на неутринния генератор на събития GENIE [55, 56].

В генератора на събития GENIE са включени следните процеси на взаимодействие на неутрината с веществото:

- Квазиеластично разсейване;
- Еластично разсейване чрез неутрален ток (NC);
- Резонансно раждане на бариони чрез заредени и неутрални токове;
- Кохерентно неутрино-ядрено разсейване;
- Нерезонансно дълбоко нееластично разсейване (DIS);
- Квазиеластично раждане на очаровани адрони;
- Дълбоко нееластично раждане на очаровани адрони;
- Неутрино-електронно еластично разсейване;
- Обратно мюонно разпадане ( $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$ );

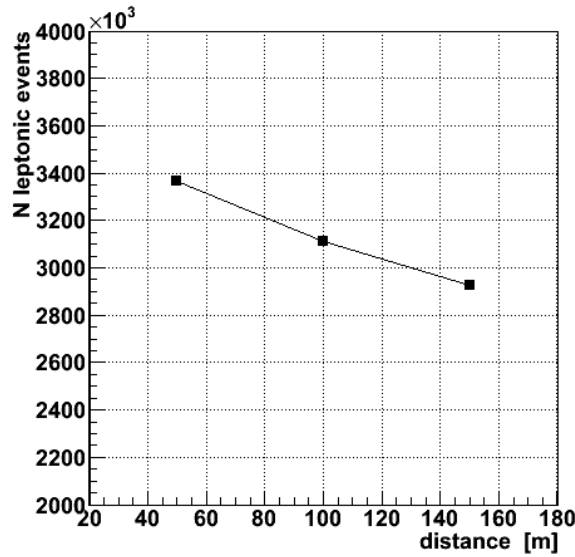
Процесът  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$  не е включен в генератора на събития GENIE, но съгласно резултатите от симулациите, описани в § 2.2, при поляризация  $0$  на мюонния сноп в разпадния пръстен този процес протича в близкия детектор с интензивност  $\sim 10$  пъти по-слаба от интензивността на обратното мюонно разпадане и може да бъде пренебрегнат при направените по-долу оценки.

На Фиг. 2.10 е показана зависимостта на броя лептонни събития, акумулирани в детектора за една година ( $10^{21}$  мюонни разпадания в разпадния пръстен) като функция на отстоянието на близкия детектор от края на правия участък на разпадния пръстен.

Всички резултати по-долу отговарят на статистика от  $\sim 3 \times 10^{17}$  мюонни разпадания в разпадния пръстен<sup>1</sup> и на близък детектор разположен

<sup>1</sup>Такъв брой мюонни разпадания отговаря на приблизително 5 часа работа на неутринната фабрика. Същевременно за извършване на пресмятията беше необходима приблизително 1 седмица компютърно време.



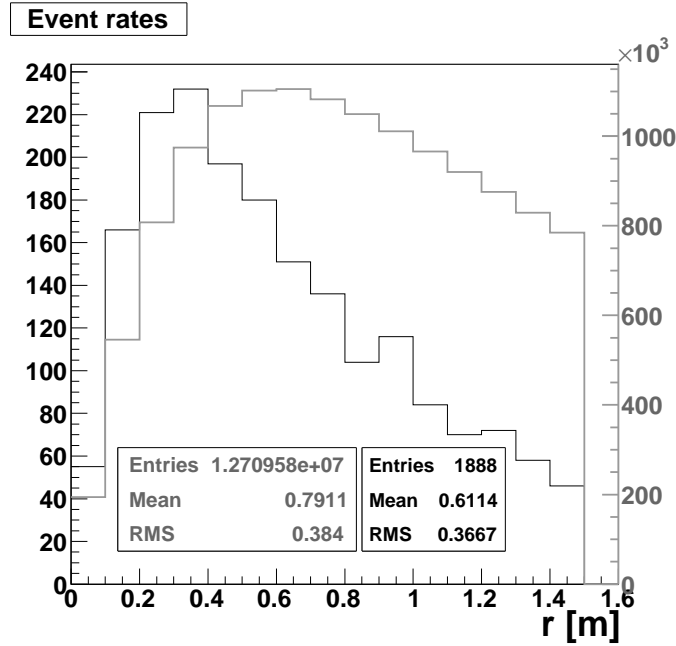


Фигура 2.10: Брой лептонни събития в близкия детектор за една година работа на неутринната фабрика като функция на отстоянието на близкия детектор от края на правия участък на разпадния пръстен.

на 100 m от края на правия участък на разпадния пръстен. На Фиг.2.11 е показана зависимостта на броя лептонни събития (черно, лява ординатна скала) в детектора като функция на разстоянието от оста на неутринния сноп. На същата хистограма е показана и същата зависимост за събития на СС взаимодействие на неутрино с ядро (сиво, дясна ординатна скала). Двумерното разпределение по енергия и полярен ъгъл на мюоните от симулацията на фоните събития в детектора е показано на Фиг. 2.12 заедно с едномерната проекцията върху оста  $E_\mu$ . Фиг. 2.13 е подобна на предишната, като тук вместо енергията на мюона  $E_\mu$  е показана пълната откатна енергия на адронната система след разсейването  $E_{had}$ , включваща енергията на всички вторично образувани частици.

От най-общи съображения бихме могли да предположим, че близкият детектор ще бъде в състояние да измерва ъгъла между направлението на родения мюон и оста на неутринния сноп  $\theta_\mu$ , импулса на мюона  $P_\mu$ , а от там и неговата енергия  $E_\mu$ , както и пълната откатна енергия на адронната система  $E_{had}$ .

Разгледани са три възможни сценария за разделителните способности, с които детекторът ще може да измерва тези величините:



Фигура 2.11: Брой лептонни събития (черно, лява ординатна скала)) и брой фонове  $\nu N$  събития (сиво, дясна ординатна скала) в близкия детектор като функция на разстоянието от оста на неутринния сноп. Броят събития отговарят на статистика от  $\sim 3 \times 10^{17}$  мюонни разпадания в разпадния пръстен.

- “лоша разделителна способност” :

$$\sigma(\theta) = 1.0 \text{ mrad}; \quad \frac{\sigma(E_\mu)}{E_\mu} = 10\%; \quad \frac{\sigma(E_{had})}{E_{had}} = 10\%; \quad (2.9)$$

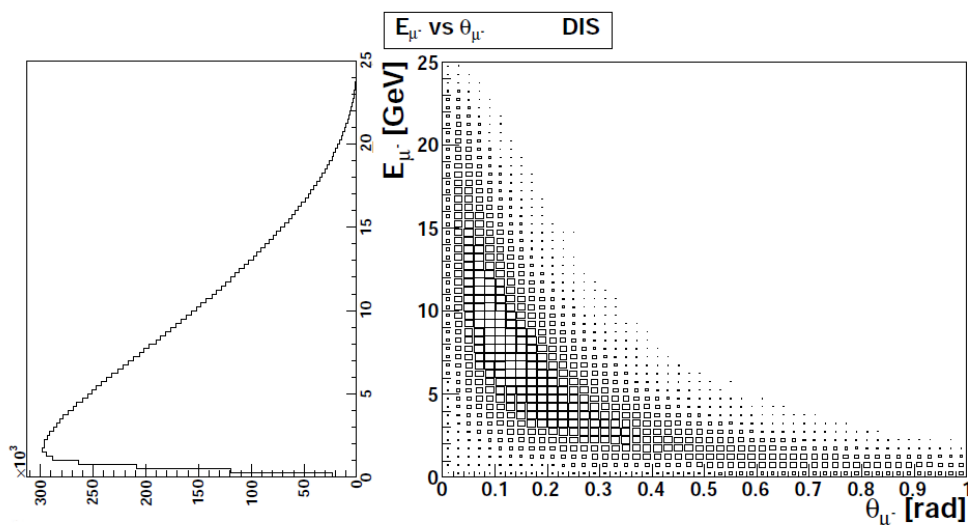
- “средна разделителна способност” :

$$\sigma(\theta) = 0.5 \text{ mrad}; \quad \frac{\sigma(E_\mu)}{E_\mu} = 5\%; \quad \frac{\sigma(E_{had})}{E_{had}} = 5\%; \quad (2.10)$$

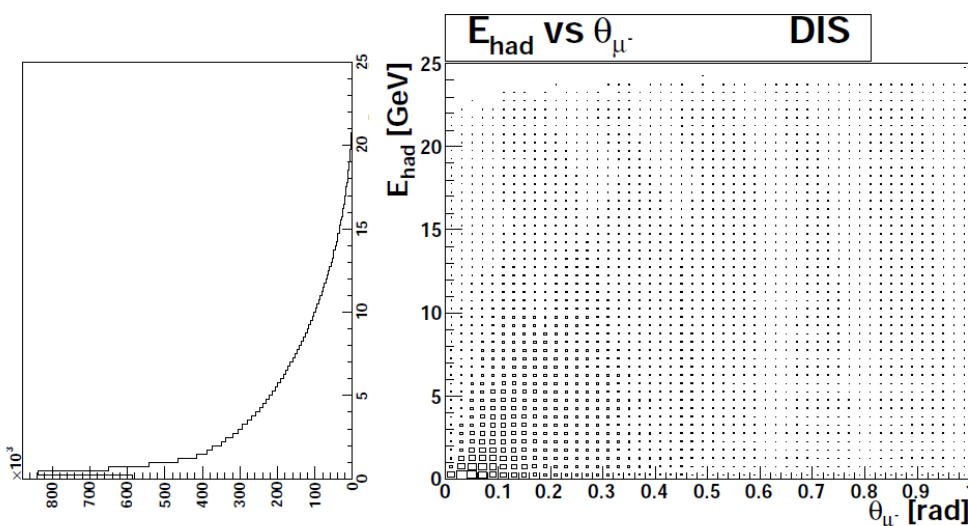
- “добра разделителна способност” :

$$\sigma(\theta) = 0.1 \text{ mrad}; \quad \frac{\sigma(E_\mu)}{E_\mu} = 1\%; \quad \frac{\sigma(E_{had})}{E_{had}} = 1\%. \quad (2.11)$$

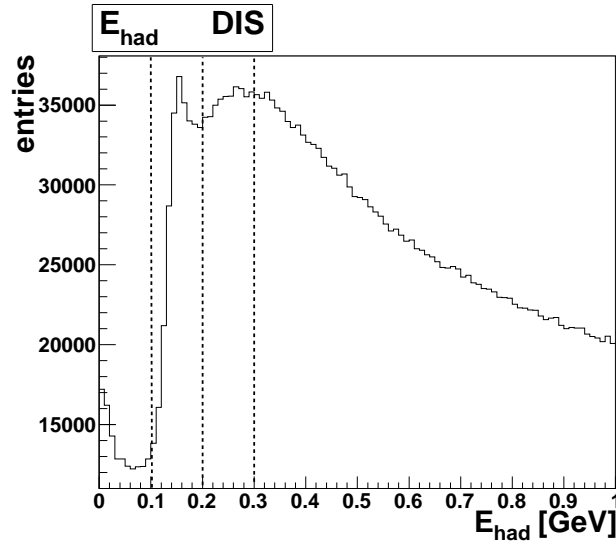
За целта стойностите на величините по-горе, получени от симулацията, са ефективно "размазани" посредством прибавяне към тях на случайни числа с подбрани по съответен начин разпределения.



Фигура 2.12: Двумерно разпределение по енергия и полярен ъгъл на мюоните, родени в детектора от симулирането на взаимодействия  $\nu N$  (дясно) и проекция върху оста  $E_\mu$  (ляво).



Фигура 2.13: Двумерно разпределение по откатна енергия на адронната система и полярен ъгъл на мюоните, родени в детектора от симулирането на взаимодействия  $\nu N$  (дясно) и проекция върху оста  $E_{had}$  (ляво).



Фигура 2.14: Разпределението на пълната откатна енергия на адронната система  $E_{had}$  за симулираните фонове събития  $\nu N$ . Пунктирните линии показват наложените ограничения (виж текста).

Разгледани са следните възможности за елиминиране на фоните събития  $\nu N$ :

- Търсене на пик в спектъра на ъгъла  $\theta_\mu$  при наложено ограничение на пълната откатна енергия на адронната система  $E_{had} < 100, 200$  или  $300 \text{ MeV}$  (виж Фиг. 2.14). Това е демонстрирано на Фиг. 2.15 - горе и Фиг. 2.16 - горе.
- Търсене на пик в спектъра по съставната величина  $E_\mu * \theta_\mu^2$  при наложено ограничение на пълната откатна енергия на адронната система  $E_{had} < 100, 200$  или  $300 \text{ MeV}$  (виж Фиг. 2.14). Това е демонстрирано на Фиг. 2.15 - долу и Фиг. 2.16 - долу.

На Фиг. 2.15 е демонстрирано отделянето на сигнала от фона за сценарий на “лоша разделителна способност” на детектора и наложено ограничение върху пълната откатна енергия на адронната система  $E_{had} < 300 \text{ MeV}$ .

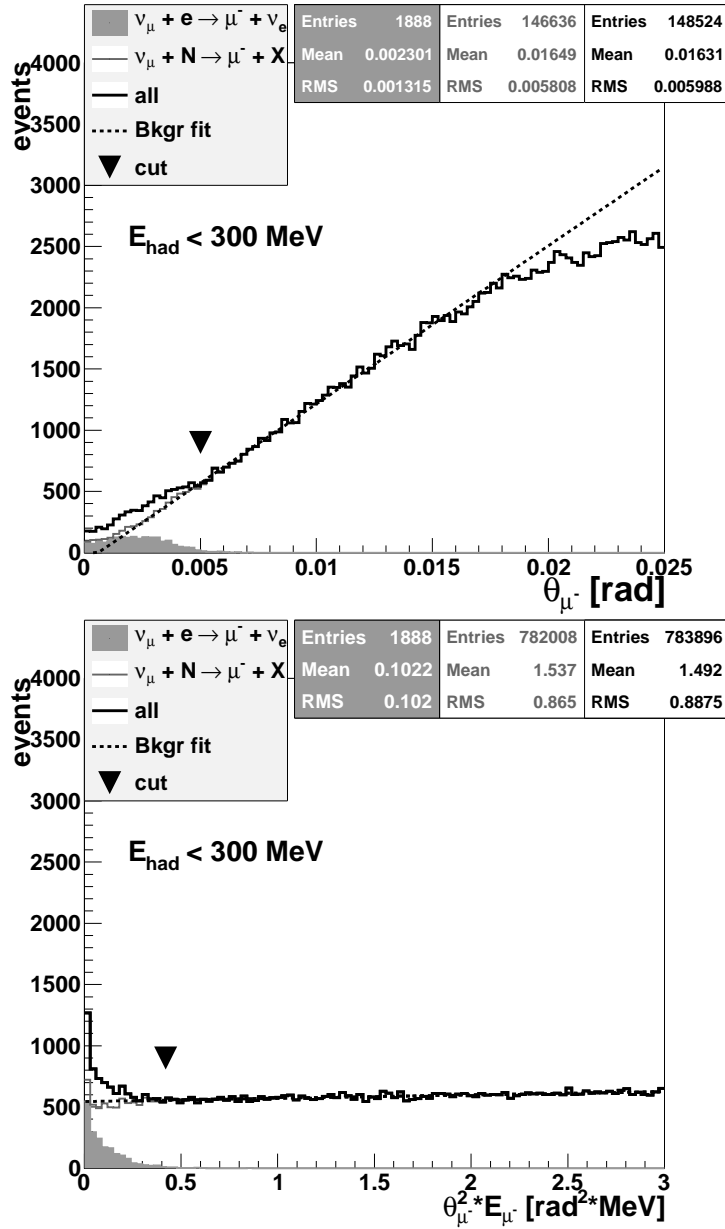
На Фиг. 2.16 е демонстрирано отделянето на сигнала от фона за сценарий на “добра разделителна способност” на детектора и наложено ограничение върху пълната откатна енергия на адронната система  $E_{had} < 100 \text{ MeV}$ .

Вижда се, че при сценария, демонстриран на Фиг. 2.16, лептонните събития се групират в ясно изразен пик, като от ключово значение за отделянето на техния брой е екстраполирането на фона от  $\nu N$  събития към точката  $\theta_\mu = 0$  ( $E_\mu * \theta_\mu^2 = 0$  респективно).

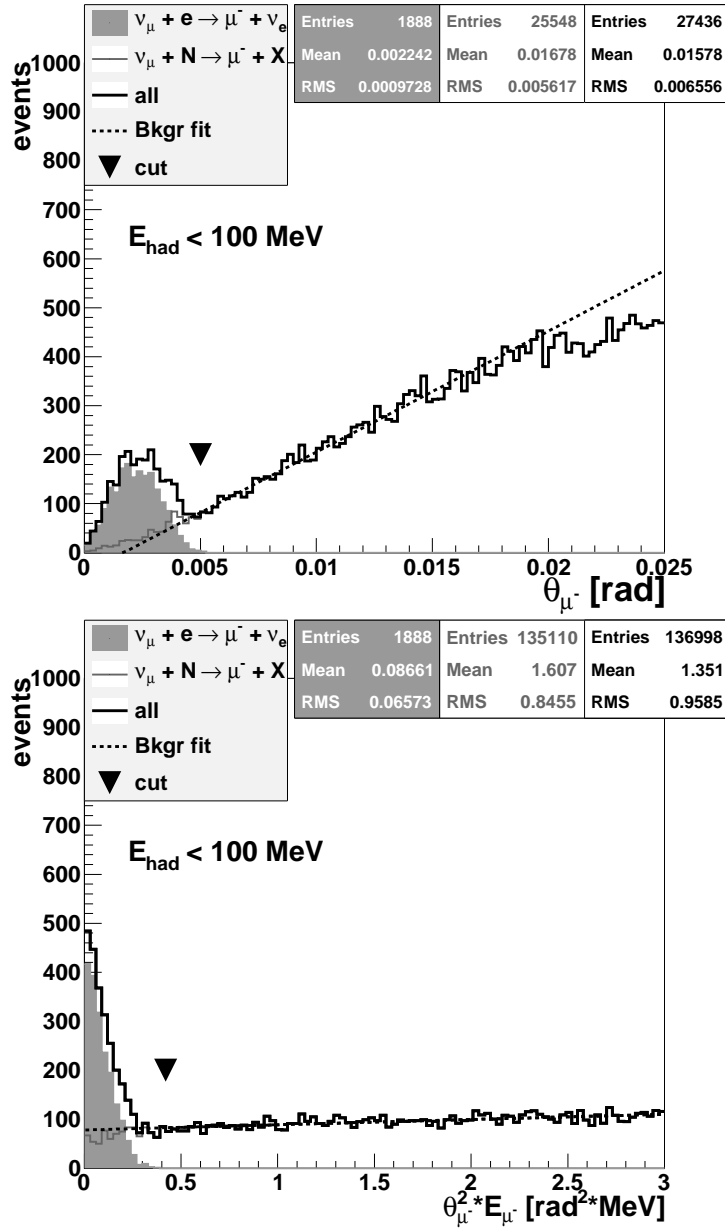
Резултатите, получени за различните сценарии за разделителната способност на близкия детектор на неутринната фабрика, са обобщени в Таблица 2.1. За определяне на фона от  $\nu N$  събития под пика на лептонните събития е използвано линейно екстраполиране на спектъра по  $\theta_\mu$  при  $\theta_\mu \in (0.005, 0.017)$  rad и на спектъра на  $E_\mu * \theta_\mu^2$  при  $E_\mu * \theta_\mu^2 < 0.5$  rad\*MeV респективно.

| сценарий<br>разд. сп. | $E_{had}$<br><<br>[MeV] | подбор<br>по           | общо<br>съб.<br>в пика | фонови<br>съб. | фонови<br>събития<br>от фита | лептонни<br>събития<br>от фита |
|-----------------------|-------------------------|------------------------|------------------------|----------------|------------------------------|--------------------------------|
| добра                 | 100                     | $\theta_\mu$           | 2476                   | 601            | $455 \pm 53$                 | $2021 \pm 53$                  |
| добра                 | 100                     | $E_\mu * \theta_\mu^2$ | 2725                   | 838            | $1127 \pm 26$                | $1596 \pm 26$                  |
| добра                 | 200                     | $\theta_\mu$           | 4614                   | 2739           | $3144 \pm 158$               | $1470 \pm 158$                 |
| добра                 | 200                     | $E_\mu * \theta_\mu^2$ | 5826                   | 3939           | $4840 \pm 52$                | $986 \pm 52$                   |
| добра                 | 300                     | $\theta_\mu$           | 6217                   | 4342           | $4192 \pm 177$               | $2025 \pm 177$                 |
| добра                 | 300                     | $E_\mu * \theta_\mu^2$ | 8097                   | 6210           | $7541 \pm 64$                | $556 \pm 64$                   |
| средна                | 100                     | $\theta_\mu$           | 2458                   | 611            | $468 \pm 56$                 | $1990 \pm 56$                  |
| средна                | 100                     | $E_\mu * \theta_\mu^2$ | 2724                   | 843            | $1129 \pm 26$                | $1595 \pm 25$                  |
| средна                | 200                     | $\theta_\mu$           | 4633                   | 2786           | $3159 \pm 159$               | $1474 \pm 159$                 |
| средна                | 200                     | $E_\mu * \theta_\mu^2$ | 5842                   | 3961           | $4858 \pm 52$                | $984 \pm 52$                   |
| средна                | 300                     | $\theta_\mu$           | 6244                   | 4397           | $4257 \pm 177$               | $1987 \pm 177$                 |
| средна                | 300                     | $E_\mu * \theta_\mu^2$ | 8164                   | 6283           | $7575 \pm 64$                | $589 \pm 64$                   |
| лоша                  | 100                     | $\theta_\mu$           | 2424                   | 642            | $587 \pm 64$                 | $1837 \pm 64$                  |
| лоша                  | 100                     | $E_\mu * \theta_\mu^2$ | 2726                   | 893            | $1196 \pm 26$                | $1530 \pm 26$                  |
| лоша                  | 200                     | $\theta_\mu$           | 4686                   | 2904           | $3172 \pm 159$               | $1514 \pm 159$                 |
| лоша                  | 200                     | $E_\mu * \theta_\mu^2$ | 5946                   | 4109           | $4969 \pm 52$                | $977 \pm 52$                   |
| лоша                  | 300                     | $\theta_\mu$           | 6381                   | 4599           | $4288 \pm 177$               | $2093 \pm 177$                 |
| лоша                  | 300                     | $E_\mu * \theta_\mu^2$ | 8357                   | 6524           | $7701 \pm 66$                | $656 \pm 66$                   |

Таблица 2.1: Обобщение на резултатите за определяне на броя фонови събития от процесите  $\nu N$ . Резултатите отговарят на статистика от  $\sim 3 \times 10^{17}$  мюонни разпадания в разпадния пръстен, като броят на получените от симулацията чисто лептонни събития е 1888.



Фигура 2.15: Разделяне на сигнал от фон посредством спектрите на ъгъла  $\theta_\mu$  (горе) и на величината  $E_\mu * \theta_\mu^2$  (долу) за “лоша разделителна способност” на детектора, при наложено ограничение на пълната откатна енергия на ядрото  $E_{had} < 300 \text{ MeV}$ . Обърнатият триъгълник сочи наложеното ограничение по  $\theta_\mu$  ( $E_\mu * \theta_\mu^2$  съответно), а пунктирната линия описва екстраполацията на фона от  $\nu N$  събития към точката  $\theta_\mu = 0$  ( $E * \theta_\mu^2 = 0$  съответно).



Фигура 2.16: Разделяне на сигнал от фон посредством спектрите на ъгъла  $\theta_\mu$  (горе) и на величината  $E_\mu * \theta_\mu^2$  (долу) за “ добра разделителна способност” на детектора ,при наложено ограничение на пълната откатна енергия на ядрото  $E_{had} < 100 \text{ MeV}$ . Обърнатият триъгълник сочи наложеното ограничение по  $\theta_\mu$  ( $E_\mu * \theta_\mu^2$  съответно), а пунктирната линия описва екстраполацията на фона от  $\nu N$  събития към точката  $\theta_\mu = 0$  ( $E * \theta_\mu^2 = 0$  съответно).

## 2.4 Изводи

Квазиеластичното разсейване на неутрина върху електрони може да бъде използвано за определяне на потока неутрина в близкия детектор, но на този етап не е ясно дали поставената цел от 1% неопределеност на измерването може да бъде постигната.

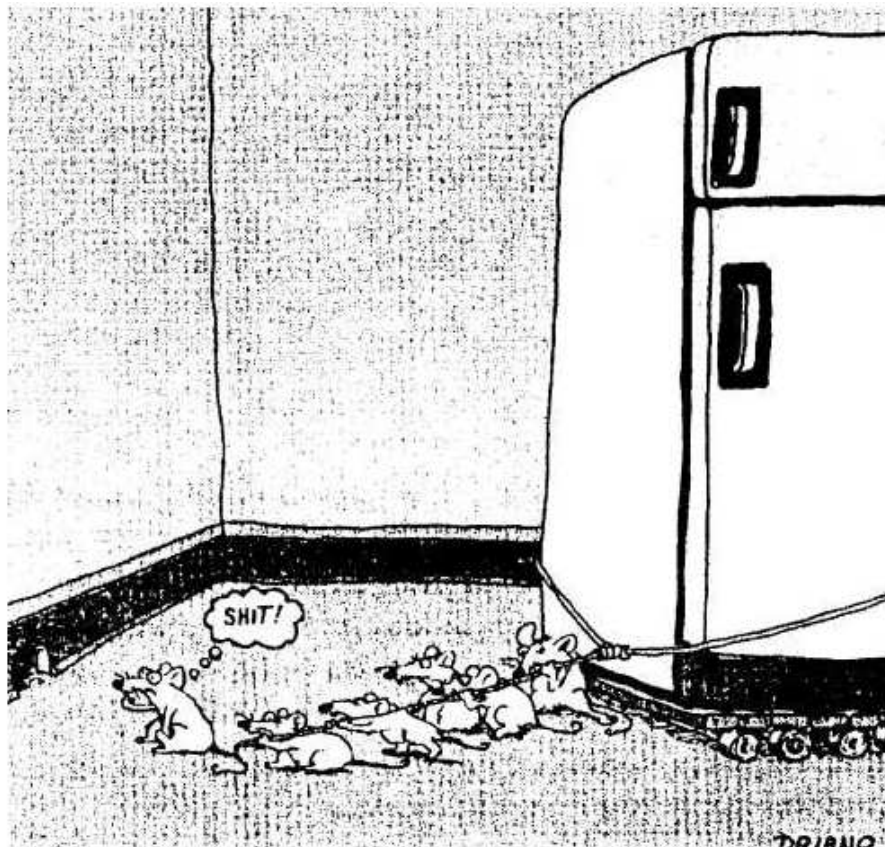
Величините  $\theta_\mu$  и  $E_\mu * \theta_\mu^2$  имат сходна аналитична сила при разделянето на лептонните събития от фона.

Адекватността на измерването на пълната откатна енергия на адронната система  $E_{had}$  за стойности от порядъка на няколко десетки  $MeV$  е от критично значение за елиминирането на фона от събития на  $\nu N$  взаимодействие.



## Глава 3

### Експериментът МІСЕ



Фигура 3.1: За мишките и хората.

### 3.1 Цели на експеримента MICE (Muon Ionization Cooling Experiment)

В наши дни неутринна фабрика, базирана на муонен разпаден пръстен, се счита за възможно най-доброто средство за изследване на неутринните осцилации, като същевременно тя дава възможност за откриване и изследване на евентуална CP асиметрия в лептонния сектор. Тя е също така и първа стъпка към създаването на ускорител на насрещни муонни снопове. Както вече бе описано в Глава 1, създаването на ускорителен комплекс от типа на неутринна фабрика или ускорител на насрещни муонни снопове изисква развиването на принципно нови технологии в ускорителната физика, като така нареченото *йонизационно охлаждане*.

Интензивността на потока неутрина, генериран от неутринната фабрика, е от изключителна важност за постигането на поставените цели. Счита се, че броят муонни разпадания в разпадния пръстен за една година трябва да бъде от порядъка на  $10^{21}$ . Но количеството муони, които могат да бъдат получени на практика от взаимодействието на протонен сноп с мишена и последващо разпадане на родените пиони, е ограничено от редица фактори. Такива са мощността на протонния сноп, нарушаването на цялостта на живачната струя в мишената при твърде голямата плътност на депозираната от снопа енергия, ефективността на захващането на пионите от магнитната система и други. Това изисква максимална част от 6-мерното фазово пространство  $(x, p_x, y, p_y, E, t)$  заемано от муоните да бъде обхванато. От друга страна първоначалното фазово пространство на муоните е на порядъци по-голямо от това, което може да бъде използвано за ускоряване и инжектиране в разпадния пръстен на неутринната фабрика или в ускорител на насрещни муонни снопове. Това налага първоначалният муонен сноп да бъде охладен (фазовото му пространство да бъде намалено).

Стандартните техники за охлаждане на снопове от протони, като електронно и стохастично охлаждане, не са приложими за муонни снопове. Това е така, понеже тези техники изискват време за охлаждане на снопа от порядъка на секунди. Това е много повече от средното време на живот на муона в покой, което е  $\sim 2,2\mu s$ . Техниките, базирани на излъчване на синхротронно лъчение, които се използват за охлаждане на снопове от електрони и позитрони, също не са приложими поради твърде голямата маса на муона. Съществува обаче и друга техника наречена *йонизационно охлаждане*, която никога не е била демонстрирана на практика, но чиято ефективност е потвърдена с детайлни Монте Карло симулации.

Техниката на йонизационното охлаждане се оказва ключова както за характеристиките, така и за цената на ускорителен комплекс от тип неутринна фабрика. Това мотивира формирането на колектив от учени и разработването на международна изследователска програма, която включва и практическо демонстриране на йонизационно охлаждане на мюони.

Целта на колаборацията MICE [57, 58] е да проектира, построи и експлоатира работеща секция от канал за йонизационно охлаждане на мюони, която да е способна да постигне 10% охлаждане на мюонен сноп за импулси на снопа между 140 и 240 MeV/c. Ефектът на охлаждане трябва да бъде демонстриран посредством измерване на напречния емитанс на мюонния сноп преди и след охладителния канал с точност от 0.1% или по-добра.

За измерване на напречния емитанс индивидуалните координати във фазовото пространство на всяка частица трябва да бъдат измерени с необходимата точност от система от детектори. Това ще позволи, при натрупването на необходимата статистика, да бъде получена стойността на напречния емитанс на ансамбъл от  $N$  частици.

Целта е не просто да се демонстрира ефектът на йонизационното охлаждане, който неминуемо ще е налице, ако всички компоненти на системата работят според предвижданията, а да се натрупа ценен практически опит за това как един такъв охладителен канал може да бъде построен и експлоатиран, като същевременно характеристиките му се изпробват върху реален мюонен сноп. Този опит трябва да послужи като основа за проектирането и изграждането на охладителния канал на неутринната фабрика.

## 3.2 Величината *Емитанс*

Движението на заредена частица в електромагнитно поле може да бъде описано от каноничните уравнения на Хамилтоновия формализъм посредством използването на обобщени канонични координати и импулси. Аналогично снопът частици в един ускорител може да бъде представен като ансамбъл от точки в 6-мерното пространство на каноничните координати и импулси. Величината *емитанс* е мярка за обема, заема от частиците на снопа в така въведеното фазово пространство. Казано по друг начин, тази величина е мярка за паралелността и монохроматичността на снопа частици. Емитансът обикновено се бележи с гръцката буква  $\epsilon$  и има размерност на дължина, но често бива представяна и като

дължина  $\times$  ъгъл.

С известно приближение би могло да се приеме, че напречните и надлъжните движения на частиците от снопа са независими. Това ни позволява да въведем величината *напречен емитанс* - фазовия обем, заеман от частиците в пространството  $(x, p_x, y, p_y)$ <sup>1</sup>. Напречният емитанс често е наричан и 4D емитанс. Аналогично се въвежда и *надлъжен емитанс*. Тъй като практически е невъзможно да бъде измерен фазовият обем заеман от абсолютно всички частици на снопа, често се използват величини като 90% емитанс - фазовият обем заеман от 90% от частиците на снопа или средно-квадратичен емитанс (на английски RMS emittance) - фазовият обем дефиниран от средно-квадратичните отклонения на разпределенията по всяка от координатите на фазовото пространство.

Важно следствие от теоремата на Лиувил е, че при отсъствие на компоненти на магнитното поле, перпендикулярни на оста на снопа, площта, заемана от ансамбъл от точки (частици) в равнината  $(x, p_x)$  е пропорционална на импулса  $p_z$ . Следствие от това е, че при липса на ускорение ( $p_z = const$ ) фокусиращите елементи на снопа, като квадруполни или соленоидални магнити, не могат да променят стойността на емитанса. Те могат да променят геометричния размер на снопа, но това става за сметка на увеличаването на напречните компоненти на импулсите на частиците. За случаите когато частиците на снопа биват ускорявани ( $p_z(z)$ ) е удобно да се въведе величината *нормиран емитанс*:

$$\varepsilon_N = \beta\gamma\varepsilon, \quad (3.1)$$

където  $\beta = v/c$ , а  $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$ . Нормираният емитанс запазваща се величина дори когато  $p_z$  не е константа.

Двумерният средно-квадратичен емитанс  $\varepsilon_x$  във фазовата равнина  $(x, p_x)$  е свързан с двумерната ковариационна матрица  $(M_{ij})_{2D}$  на снопа в същата фазова равнина посредством

$$(M_{ij})_{2D} = \begin{pmatrix} \sigma^2(x) & cov(x, p_x) \\ cov(x, p_x) & \sigma^2(p_x) \end{pmatrix} = \varepsilon_x \begin{pmatrix} \beta_{\perp} & -\alpha_{\perp} \\ -\alpha_{\perp} & \gamma_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

където  $\alpha_{\perp}, \beta_{\perp}$  и  $\gamma_{\perp}$  са така наречените Twiss параметри.

Навсякъде по-долу, когато става дума за емитанс, ще разбираме именно средно-квадратичен емитанс.

Счита се, че соленоидалните магнити са най-подходящи за изграждането на фокусиращата система на охладителния канал на мюонния

<sup>1</sup>Приемаме, че снопът е насочен по оста  $z$ .

сноп. Основното предимство на соленоидалните магнити пред системите за фокусиране, базирани на квадруполи, е в по-големият аксептанс - следствие на изотропността в равнината  $(x, y)$ , перпендикулярна на оста на соленоида. Също така соленоидалните магнити позволяват по-добро фокусиране на снопа при импулси, типични за муонното охлаждане (няколко стотин MeV).

При фокусиране на снопа посредством соленоидални магнити [59, 60] можем да допуснем, че координатите  $(x, y)$ , както и импулсите  $(p_x, p_y)$  са независими, следователно

$$\text{cov}(x, y) = 0, \quad (3.3)$$

$$\text{cov}(p_x, p_y) = 0. \quad (3.4)$$

За нормирания напречен емитанс може да получим

$$\varepsilon_N^{4D} = \frac{\sqrt{\det(M_{ij})_{4D}}}{(m_\mu c)^2}. \quad (3.5)$$

За пълния (6D) нормиран емитанс

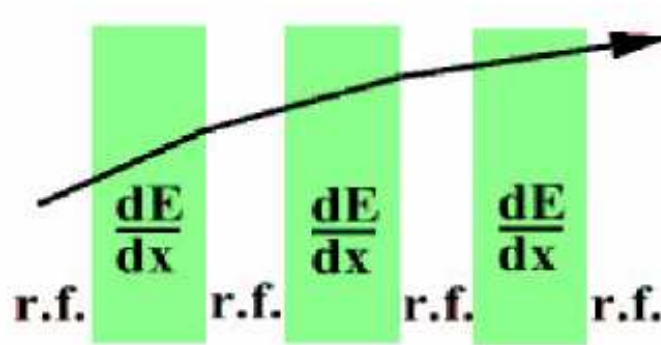
$$\varepsilon_N^{6D} = \frac{\sqrt{\det(M_{ij})_{6D}}}{(m_\mu c)^3}, \quad (3.6)$$

където  $M_{ij}$  е ковариационната матрица в съответното фазово пространство.

### 3.3 Йонизационно охлаждане

Принципът на йонизационното охлаждане [61] е демонстриран на Фиг. 3.2. Муоните първо преминават през абсорбиращ материал, където поради йонизационните енергетични загуби губят както надлъжен, така и напречен импулс. След това, посредством радиочестотен резонатор, надлъжната компонента на импулса им се увеличава. Ефектът от многократно повтаряне на така описаната процедура ще бъде понижаване на напречния емитанс на муонния сноп. Трябва да се има предвид, че конкурентен на процеса на йонизационни загуби, който охлажда, е процесът на многократно разсейване на малки ъгли, който загрява снопа. Сумарното изменение на нормирания напречен емитанс се дава [62] от уравнението

$$\frac{d\varepsilon_N}{dz} = -\frac{\varepsilon_N}{\beta^2 E_\mu} \frac{dE_\mu}{dz} + \frac{\beta_\perp (13.6 \text{ MeV})^2}{2\beta^3 E_\mu m_\mu X_0}, \quad (3.7)$$



Фигура 3.2: Принцип на действие на йонизационното охлаждане.

където  $E_\mu$  и  $m_\mu$  са енергията и масата на мюона,  $\beta = v/c$ ,  $\beta_\perp$  е бетатронната функция в абсорбера,  $X_0$  е радиационната дължина на материала на абсорбера, а  $dE_\mu/dz$  са средните енергетични загуби на мюоните във веществото.

Първият член от дясната страна на уравнението условно може да бъде наречен охлаждащ член. Вижда се, че той е пропорционален на стойността на нормирания напречен емитанс  $\varepsilon_N$  и на средните енергетични загуби на мюоните  $dE_\mu/dz$ .

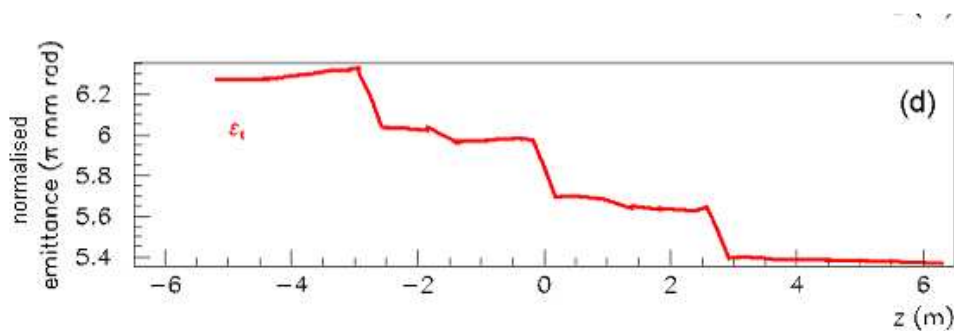
Вторият член от дясната страна на уравнението условно може да бъде наречен загряващ член. Той е обратно пропорционален на радиационната дължина  $X_0$ , следователно материалът на абсорбера трябва да има оптимално съотношение на енергетични загуби към радиационна дължина. Поради тази причина за най-добър кандидат за абсорбиращ материал се счита течният водород. Загряващият член също така е пропорционален на бетатронната функция  $\beta_\perp$  или с други думи по-доброто фокусиране на снопа (по-малка  $\beta_\perp$ ) ще ни даде по-добър охлаждащ ефект.

Когато охлаждащият и загряващият член на уравнение (3.7) се изравнят се достига така наречения равновесен емитанс.

Трябва да се има предвид също така, че описаната по-горе техника охлажда (редуцира фазовата площ заемана от снопа) в напречните

фазови равнини  $(x, p_x)$  и  $(y, p_y)$ , като същевременно загарява (увеличава фазовата площ) в надлъжното подпространство  $(t, E)$ . Това се дължи на флуктуациите на енергетичните загуби на мюоните  $dE_\mu/dz$ , които от своя страна са следствие на флуктуациите на броя на взаимодействията и на предадената енергия от мюоните на електроните от абсорбиращия материал.

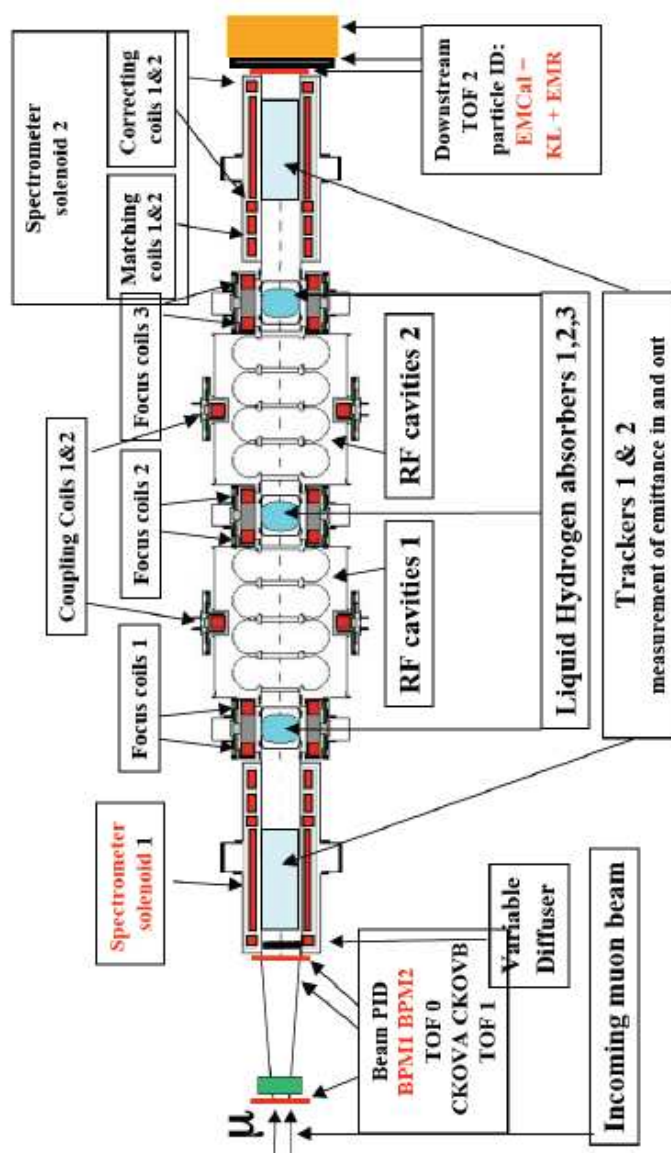
На Фиг. 3.3 е показано очакваното изменение на нормирания напречен емитанс в охладителния канал на експеримента MICE. Равновесната стойност на емитанса за течен водород се очаква да бъде  $\varepsilon_0 \sim 2.5 (\pi)mm rad$ . За сравнение към днешна дата се счита, че аксептансът на разпадния пръстен на неутринната фабрика ще бъде  $\varepsilon_0 \sim 15 - 20 (\pi)mm rad$ .



Фигура 3.3: Очакваното изменение на нормирания напречен емитанс по дължината на охладителния канал. Началото на координатната система е в центъра на охладителния канал.

### 3.4 Общо описание на експеримента MICE

Основните компоненти на експеримента MICE са представени на Фиг. 3.4. Преди да навлезе в охладителния канал мюонният сноп първо преминава през дифузъор, съставен от набор от оловни пластини. Целта на дифузъора е да позволи модифициране на емитанса на входния сноп. Непосредствено след дифузъора се намира първият от двата идентични



Фигура 3.4: Схематичен вид на експеримента МІСЕ.



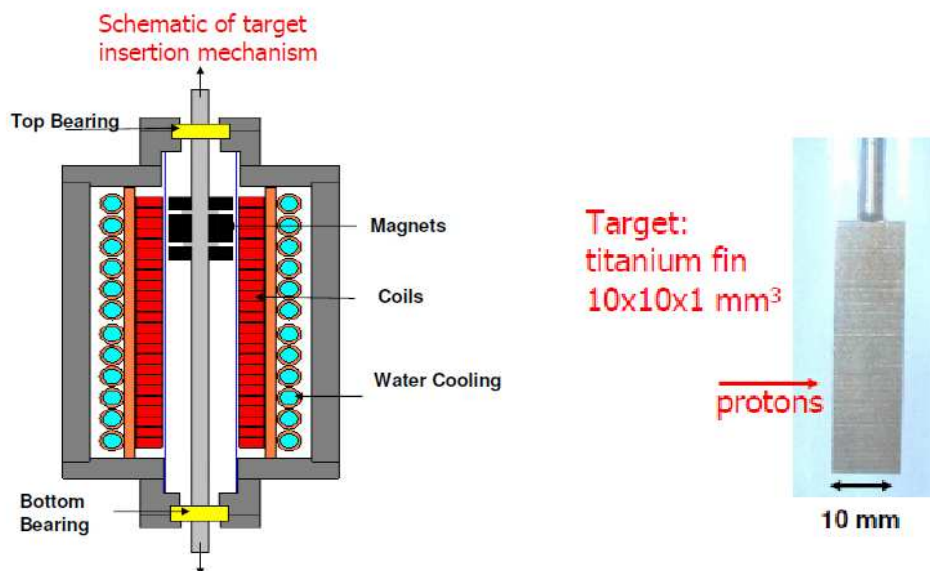
спектрометрични соленоида, във вътрешността на който е разположен прецизен треков детектор, изграден от сцинтилационни влакна. Следва охладителният канал, съставен от три абсорбиращи модула и два радиочестотни резонатора. Следва вторият спектрометричен соленоид заедно с треков детектор. Системата за идентификация на частиците се състои от три сцинтилационни ходоскопа, два прагови черенковски брояча и електромагнитен калориметър. По-долу основните компоненти на експеримента MICE, както и компонентите на системата за формиране на мюонния сноп, ще бъдат описани по-подробно.

### 3.4.1 Ускорителят ISIS

Експериментът MICE е разположен на ускорителя ISIS в лабораторията "Ръдърфорд Епълтън" в Оксфорд, Англия. Ускорителят ISIS е протонен синхротрон, проектиран да осигурява интензивен поток неутрони за нуждите на изследванията във физиката на кондензираната материя. Протоните се инжектират в пръстена на ISIS с кинетична енергия  $70 \text{ MeV}$  и биват ускорени до  $800 \text{ MeV}$ , като времето за ускорение е  $10 \text{ ms}$ . Честотата на ускорителния цикъл е  $50 \text{ Hz}$ . Максималната интензивност на снопа е  $\sim 2.5 \times 10^{13}$  протона за пулс. Ускорителят използва 10 диполни магнита, всеки от които има радиус на закривяване  $7 \text{ m}$ . Радиусът на пръстена на ISIS е  $26 \text{ m}$ .

### 3.4.2 Мишена

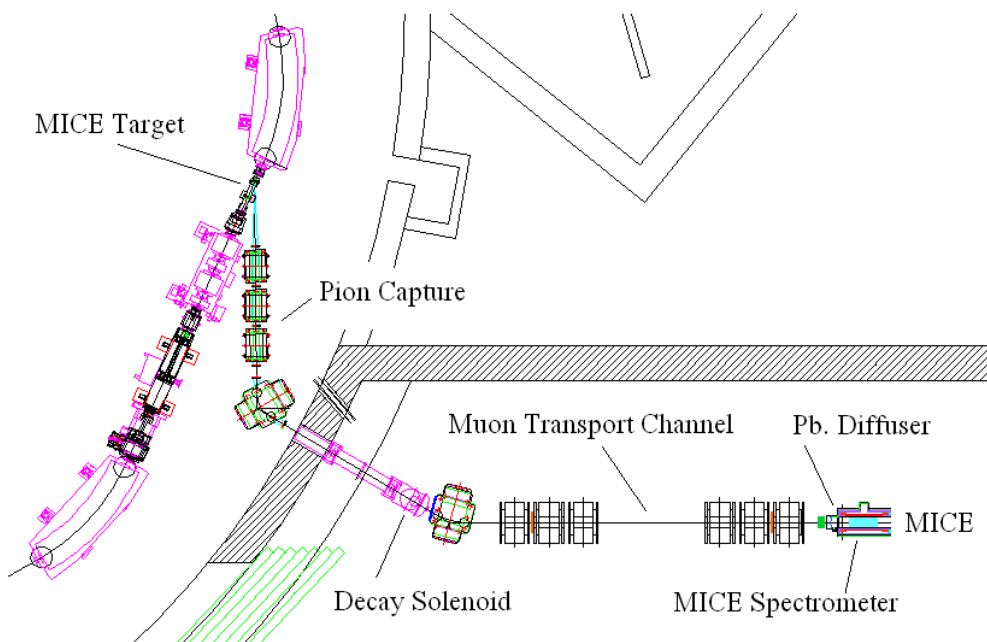
Мишената на експеримента MICE се използва за получаване на пиони посредством потапяне на тънко ( $10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ ) титаново острие (Фиг. 3.5) в халото на протонния сноп на ISIS. Тъй като основната функция на ISIS е да генерира интензивни снопове от неутрони, мишената на MICE не трябва да нарушава качеството на протонния сноп и да влияе на останалите експерименти, разположени на ускорителя. Поради тази причина мишената се потапя в снопа само веднъж за даден цикъл на ускорение, като това става точно преди извеждането на протоните от ускорителя. Тъй като радиусът на протонния сноп се свива по време на ускорителния цикъл, мишената трябва да се потопи на дълбочина от  $43 \text{ mm}$ , като титановото острие трябва да взаимодейства със снопа само през последните  $2 \text{ ms}$  от ускорителния цикъл на ISIS, който, както вече беше споменато, е  $10 \text{ ms}$ . Това изисква острието да може да се движи с ускорение  $\sim 80 \text{ g}$ . На Фиг. 3.5 е показано устройството на мишената. Задвижването се извършва от линеен магнитен мотор.



Фигура 3.5: Схема на мишената на експеримента MICE (ляво) и снимка на титановото острие (дясно).

### 3.4.3 Магнитен канал на снопа

На Фиг. 3.6 е показана схема на магнитния канал на мюонния сноп. Част от родените при взаимодействието на мишената със снопа на ISIS пиони биват захванати от триплет от квадруполи. След тях диполен магнит закривява траекториите на пионите, като ги насочва към залата на MICE. Този дипол има за цел също така да подбира пиони с точно определен импулс. След първия дипол пионите навлизат в разпадния соленоид. Той осигурява магнитно поле  $5 T$ , успоредно на оста на снопа. Разпадният соленоид е дълъг  $5 m$ , а радиусът на тръбата му е  $12 cm$ . Втори диполен магнит се използва за допълнително закривяване на снопа, както и за подбор на частиците, които ще бъдат насочени към детекторите и охладителния канал. Тук са възможни два режима на работа. При първия, наричан условно **пионен/мюонен сноп**, номиналният импулс на втория дипол е съществено различен от този на първия. Той е избран така, че да селектира мюони родени от пионни разпадания във вътрешността на разпадния соленоид, като се подбират мюони, които летят назад в система център на масите. Това свежда до минимум пион-



Фигура 3.6: Канал на муонния сноп на експеримента MICE

ното замърсяване на снопа, като същевременно осигурява муонен сноп с достатъчно голям емитанс. Именно такъв сноп ще бъде използван за демонстриране на йонизационното охлаждане. За нуждите на калибрирането на детекторите за идентификация на частици се използва и още един режим на настройка на втория дипол, който условно се нарича **пионен сноп**. При него двата дипола подбират частици с приблизително еднакъв импулс. По този начин могат да бъдат подбрани всякакъв вид частици, стига те да имат въпросния импулс. Както ще бъде показано по-долу, полученият по този начин сноп представлява смес от  $\pi^+$ ,  $\mu^+$  и  $e^+$  (съответно  $\pi^-$ ,  $\mu^-$  и  $e^-$ ) и е изключително удобен за калибриране на детекторите за идентификация на частици. След втория диполен магнит следват два квадруполни триплета, които служат за транспортиране на снопа до залата на експеримента.

### 3.4.4 Дифузьор

MICE си поставя за цел да изпробва възможностите на метода на йонизационното охлаждане за различни стойности на импулса и емитанса на муонния сноп. Както вече беше описано по-горе, импулсът на снопа

може да бъде подбиран с помощта на двата диполни магнита на магнитния канал на снопа. За промяна на емитанса на снопа при фиксиран импулс ще бъдат използвани оловни дискове с различна дебелина, които ще бъдат поставяни на пътя на снопа. Разработена е и механична система, която автоматично поставя и изважда различните дискове, без да е необходима човешка намеса. Управлението на механизма на дифузъора се извършва от контролната стая на експеримента. Дифузъорът е разположен непосредствено пред първия спектрометър (Фиг. 3.4).

### 3.4.5 Охладителен канал

В крайният си вид охлаждащият канал на експеримента MICE (Фиг. 3.4) ще се състои от три абсорберни модула, наричани още AFC модули (Absorber and Focus Coil module) и два модула от радиочестотни резонатори, наричани RFCC модули (Radio Frequency Cavity and Coupling coil module).

#### AFC модул

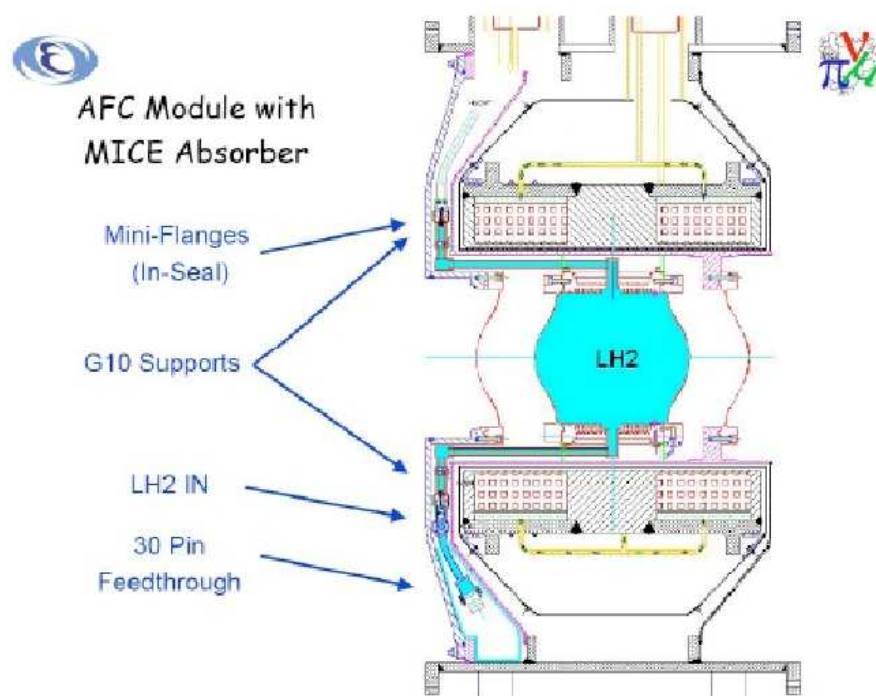
Абсорберът и фокусиращият соленоиден магнит ще бъдат монтирани в общ, обособен модул, наричан AFC модул. Схема на AFC модула е показана на Фиг. 3.7.

Абсорберът има дебелина от 350 mm, а диаметърът на активната му повърхност е 300 mm. Обемът на течния водород в него ще бъде 21 литра. Корпусът на абсорбера е изграден от алуминий. Системата за охлаждане ще може да поддържа температура в границите  $15 - 21^\circ K$  и налягане в границите  $0.14 - 1.6 \text{ bar}$ . Корпусът на абсорбера е проектиран по начин, който позволява лесно да бъде демонтиран от AFC модула. Това е направено с цел в бъдеще да бъдат изпробвани различни както течни, така и твърди абсорбиращи материали.

Фокусиращият магнит на AFC модула се състои от две свръхпроводящи намотки, които могат да работят както с еднакви ("non-flip mode"), така и с противоположни ("flip mode") полярности на подаваното напрежение.

#### RFCC модул

В експеримента MICE радиочестотни резонатори се използват за възстановяване на надлъжната компонента на импулса на частиците от мюонния снопа, като ускорението, което мюоните получават, трябва да съответства на енергетичните им загуби в материала на абсорбера. За тази цел

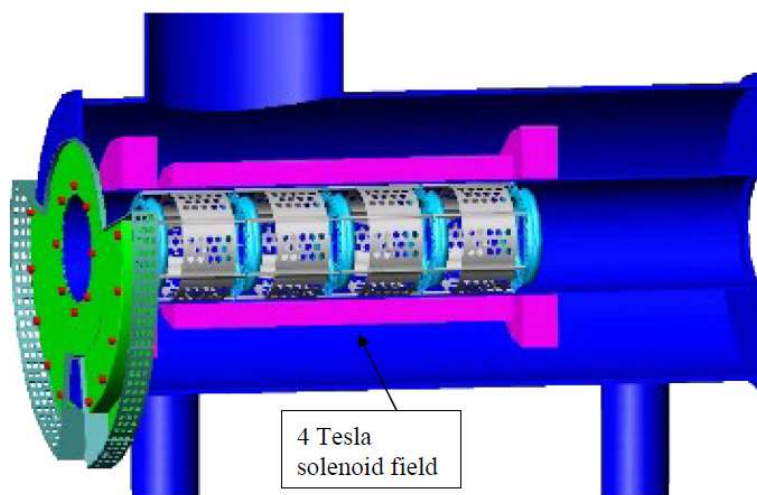


Фигура 3.7: Схема на AFC модула.

четири радиочестотни резонатора са групирани в обособен модул. Специфичното за радиочестотните резонатори на MICE, а и по принцип за резонатори на канала за йонизационно охлаждане на неутринната фабрика или на ускорителя на насрещни мюонни снопове е, че те ще трябва да имат голям аксептанс. Също така те трябва да могат да работят в среда на силни магнитни полета, породени от фокусиращите магнити. Това налага употребата на резонатори с нормална проводимост (не свръхпроводящи). Друго важно изискване към радиочестотните резонатори, специфично за експеримента MICE, е те да не генерират твърде високо ниво на шум в детекторите, разположени от двете страни на охлаждащия канал. Този шум се поражда от ниско енергетичните електрони, ускорени от резонаторите (“dark current”), които генерират спиращо лъчение, когато навлизат във веществото на детекторите.

### 3.4.6 Спектрометри и трекови детектори

Двата трекови детектора на експеримента MICE служат за измерване на емитанса на снопа преди и след охладителния канал. За тази цел те трябва да могат да осигурят необходимата разделителна способност при измерването на координатите и импулсите на частиците, така че да бъде възможно измерване на напречния емитанс с точност от 0.1% или по-добра. Също така те трябва да имат висока ефективност за реконструиране на събитията при високите нива на шум, породен от радиочестотните резонатори. С цел ограничаване на ефекта на многократно разсейване на частиците, частта от детектора, стояща на пътя на снопа, трябва да бъде максимално олекотена.



Фигура 3.8: Надлъжен разрез на соленоидалния спектрометър и разположения в него треков детектор.

Всеки от двата трекови детектора се състои от пет равнини от сцинтилационни влакна, наричани още станции. Всяка станция е съставена от три подравнини от влакна, като направлението на влакната в различните подравнини сключват ъгли от  $120^\circ$ . Всяка подравнина съдържа два слоя влакна. Използвани са  $350 \mu\text{m}$  полистиренови влакна, като всяко влакно има индивидуално прочитане на сигнала. Сцинтилацията се осигурява от para-Terphenyl (pT), който има максимум на сцинтилационния спектър  $\sim 350 \text{ nm}$ . Спектърът на генерираната светлина се отмества от ЗНФ (3-Hydroxy Flavon), който от своя страна излъчва на дължина  $\sim 525 \text{ nm}$ . Активният обем на трековите детектори има дължина 110 cm и радиус

20 cm.

Трековите детектори са поставени в два идентични соленоидални спектрометра с дължина 2 м, които осигуряват 4 Т магнитно поле, успоредно на оста на снопа.

На Фиг. 3.8 схематично са изобразени трековият детектор и соленоидалният спектрометър.

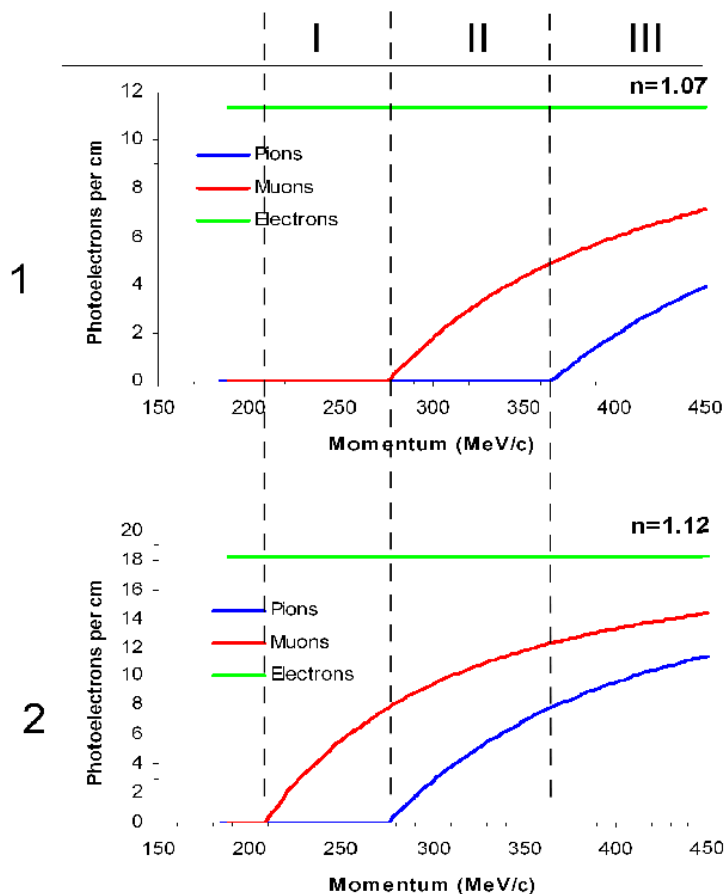
### 3.4.7 Система за идентификация на частиците

Системата за идентификация на частици (Фиг. 3.4) се състои от три сцинтилационни ходоскопа (TOF0, TOF1 и TOF2), прагов черенковски брояч (Сkov) и електромагнитен калориметър (EmCal). Сцинтилационните ходоскопи служат за идентификация на частиците, посредством измерване на техните времена на прелитане. Те се използват също така за подаване на тригериращ сигнал към системата за набиране на данни (DAQ), както и за привързване на времето на преминаващата частица към фазата на радиочестотните резонатори. Целта на праговия черенковски брояч е да добави допълнителна ефективност за разделяне на мюони от пиони. Електромагнитният калориметър на MICE ще бъде използван за разделяне на мюони от електрони и целта му е елиминиране на събитията, при които преминаващият мюон се разпада във вътрешността на охладителния канал. Системата за идентификация на частици на експеримента MICE условно се разделя на две части - предна (upstream) и задна (downstream). Предната част се състои от първите два ходоскопа (TOF0 и TOF1) и праговия черенковски брояч и е разположена пред (по пътя на снопа) спектрометрите и охладителния канал, а задната се състои от електромагнитния калориметър и последния ходоскоп (TOF2) и е разположена след спектрометрите и охладителния канал. По-долу всеки един от детекторите на системата ще бъде описан по-подробно.

#### Прагов черенковски брояч

Предназначението на черенковския брояч е да осигури идентификация на  $\mu$ ,  $\pi$  и  $e$  в пион/мюонния сноп на експеримента MICE. Както вече бе описано в § 3.4.3 **Магнитен канал на снопа**, пион/мюонният сноп ще съдържа предимно мюони, но също така и малко количество пиони, преминали през втория дипол поради широкия аксептанс на магнитната система. Пион/мюонният сноп ще съдържа още и известно количество електрони (позитрони), получени от разпадания на мюони и пиони. Измерването на времето на прелитане на частиците не може да осигури достатъчно добра ефективност за разделянето на  $\mu$  и  $\pi$  при високи

импулси на снопа. Ролята на праговия черенковски брояч е именно да повиши тази ефективност.



Фигура 3.9: Очакван брой фото електрони във фотоумножителите на двете секции на черенковския брояч (горе и долу), като функция на импулса на частицата, за пиони (синьо), мюони (червено) и електрони (зелено).

Предвижда се MICE да работи с широк спектър от импулси на снопа. Поради тази причина не е възможно да бъде подбран такъв материал за радиатора на черенковския брояч, който да бъде чувствителен за мюони и нечувствителен за пиони за целия спектър от импулси. Намереното решение на този проблем е разделянето на черенковския брояч на две независими светлинно изолирани секции, всяка от които има отделен радиатор от аерогел. Радиаторите на двете секции имат коефициент на



пречупване на светлината 1.07 и 1.12 съответно. Всяка от секциите е екипирана с четири ниско-шумови фотоумножителя ЕМІ9356КА с диаметър на фотокатода 200 *mm*. На Фиг. 3.9 е показан очакваният брой фото електрони като функция на импулса на частиците.

Праговият черенковски брояч е разположен непосредствено след първия сцинтилационен ходоскоп (TOF0).

### Електромагнитен калориметър

Целта на електромагнитния калориметър на експеримента MICE е да осигури ефективно отделяне на мюоните от електроните, получени от мюонни разпадания, настъпили след преминаването на мюоните през предната (*upstream*) част на системата за идентификация на частици. Поради тази причина той е разположен в най-задната (по пътя на снопа) част на експеримента, непосредствено зад последния ходоскоп TOF2. Подобно на черенковския брояч и електромагнитният калориметър е разделен на две независими части, като в този случай те са съществено различни.

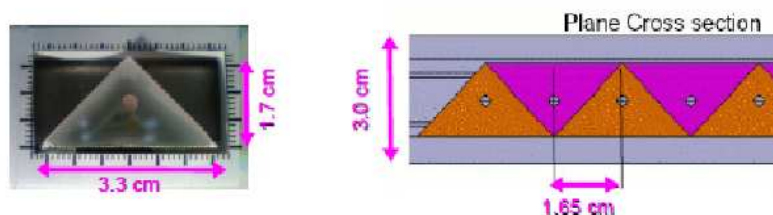
Първата (разположена отпред) част на калориметъра до голяма степен копира електромагнитния калориметър на експеримента KLOE [63]. Тази част на калориметъра обикновено бива наричана KL (*Kloe Light*). Тя представлява калориметър от тип “спагети“, изграден от сцинтилационни влакна и оловно фолио, като съотношението на двата материала е 2:1 обемни части (Фиг 3.10).



Фигура 3.10: Структура на KL. Напречен разрез на сцинтилационните влакна и оловното фолио.

Събраната светлина се детектира от двете страни на влакната като се използват 42 фотоумножителя (21 от всяка страна) Hamamatsu R1355, екипирани с активен делител на напрежение E2624-11.

Размерите на активния обем на KL са  $93 \times 93 \times 4 \text{ cm}^3$ . Той е разделен на 7 модула, като сцинтилационните влакна на всеки модул се прочитат от 6 фотоумножителя (3 от всяка страна). Диаметърът на влакната е 1 mm, като те са разположени в 40 слоя. Разделителната способност при електромагнитен порой в калориметъра се очаква да бъде  $\sigma_e = 5\%/E$ .



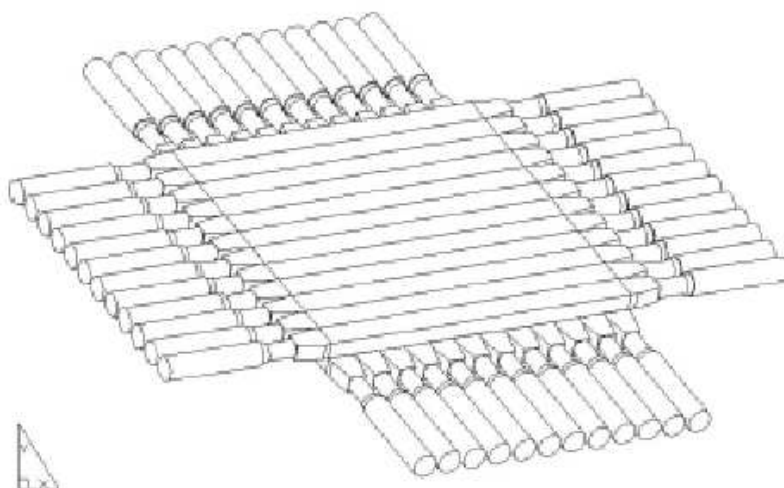
Фигура 3.11: Структура на EMR. Напречен разрез на сцинтилационните пръчки.

Втората част на електромагнитния калориметър, разположена непосредствено зад KL, е така нареченият EMR (Electron Muon Ranger) или Електронно-Мюонен калориметър, измерващ пробега на частиците. Той ще съдържа 50 слоя от сцинтилационни пръчки, разположени вертикално и хоризонтално. Всеки слой съдържа 59 сцинтилационни пръчки, като всяка от пръчките е дълга 1.1 m и има триъгълно сечение (Фиг. 3.11). Целта на EMR е да възстанови траекторията и измери енергията на мюоните посредством измерване на дължината на пробега им във веществото на детектора. Също така той трябва да може да измери пълната енергия на електромагнитния каскад, породен от електрон във веществото на KL.

Извеждането на светлината от сцинтилационната пръчка става посредством отместващо спектъра (Wave Length Shifter) оптично влакно с дебелина 1.2 mm, разположено в средата на пръчката. Пръчките на всяка равнина са свързани от едната си страна към 64 канален многокатоден фотоумножител Philips XP2972, а от другата си страна към едноканален фотоумножител Hamamatsu H7546B. Размерите на активния обем на EMR са  $100 \times 100 \times 150 \text{ cm}^3$ .

### 3.4.8 Сцинтилационни ходоскопи за измерване на времето на прелитане

Сцинтилационните ходоскопи [64, 65] имат изключително важна роля в експеримента МІСЕ. На първо място те трябва да осигурят ефективна идентификация на  $\mu$ ,  $\pi$  и  $e$  посредством измерване на времето на прелитане. Не по-малко важни техни функции са да измерят точното време на навлизане на мюона в охладителния канал, с цел това време да бъде привързано към фазата на радиочестотните резонатори, а също и да подават тригериращ сигнал на системата за набиране на данни на експеримента.



Фигура 3.12: Схематичен вид на сцинтилационен ходоскоп с две равнини от перпендикулярно разположени сцинтилационни пръчки.

За тези цели на експеримента МІСЕ се използват три сцинтилационни ходоскопа (TOF0, TOF1 и TOF2), като последните два от тях ще бъдат разположени непосредствено преди и след спектрометрите и охладителния канал, докато първия (TOF0), ще бъде разположен  $\sim 10\text{ m}$  понапред (Фиг. 3.4). И трите ходоскопа имат сходна конструкция. Всеки от тях се състои от сцинтилационни пръчки, разположени в хоризонтално

и вертикално направление (Фиг. 3.12). Светлината от всяка от сцинтилационните пръчки бива прочитана от двете страни на пръчката от бързи фотоумножители Hamamatsu R4998 с типично усилване  $G \sim 5.7 \times 10^7$ , време на нарастване на сигнала  $0.7 \text{ ns}$  и средноквадратична флуктуация на времето за достигане на първия динод от електроните (транзитно време)  $160 \text{ ps}$ .

Ходоскопът TOF0 се състои от 20 сцинтилационни пръчки, като активната му площ е  $40 \times 40 \text{ cm}^2$ . TOF1 се състои от 14 сцинтилационни пръчки, като активната му площ е  $42 \times 42 \text{ cm}^2$ , а TOF2 се състои също от 20 сцинтилационни пръчки, но активната му площ е  $60 \times 60 \text{ cm}^2$ . За изработката на TOF0 е използван сцинтилатор Vicron BC420, а за TOF1 и TOF2 - Vicron BC404.

### Поставени цели

Привързването на времето на навлизане на мюона в охладителния канал към фазата на радиочестотния резонатор изисква измерване на времето на преминаване на мюона през TOF0 с разделителна способност по-добра от  $\sim 50 \text{ ps}$ , докато ефективното разделяне на пиони от мюони изисква измерване на техните времена на прелитане с разделителна способност по-добра от  $\sim 100 \text{ ps}$ . Разделителната способност на измерването на времена на прелитане между детекторите  $i$  и  $j$  се задава от

$$\sigma_{TOFij} = \sqrt{\sigma_{T_i}^2 + \sigma_{T_j}^2 + \sigma_{calib}^2}, \quad (3.8)$$

където  $\sigma_i$  и  $\sigma_j$  са разделителните способности на двата детектора, а  $\sigma_{calib}$  е разделителната способност на системата за калибриране. Трябва да се има предвид, че за всеки от ходоскопите имаме две независими измервания на времето (имаме по една X и една Y равнини от броячи) с идентична разделителна способност и  $\sigma_{T_i}^2 = \sigma_{t_i}^2 / \sqrt{2}$ . Това налага изискване за собствена разделителна способност  $\sigma_{t_i} \sim 50 - 60 \text{ ps}$  за всеки от броячите (сцинтилационна пръчка) и разделителна способност на процедурата за калибровка  $\sigma_{calib}^2 \sim 50 \text{ ps}$ .

### Работни условия на сцинтилационните ходоскопи на експеримента MICE

В експеримента MICE сцинтилационните ходоскопи ще трябва да работят в условия на силни магнитни полета. Този проблем се отнася най-вече за TOF1 и TOF2, които се намират в непосредствена близост до соленоидалните спектрометри. Изчисления, направени с 2D и 3D Tosca [66] показват, че за някои от фотоумножителите надлъжната спрямо

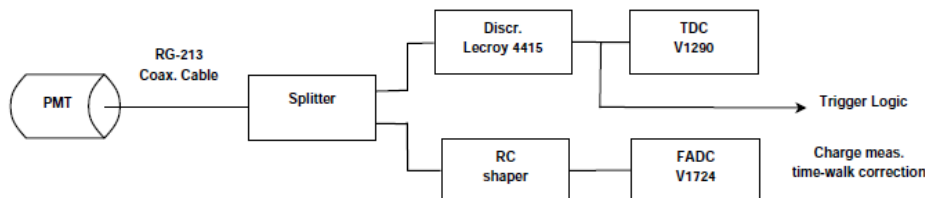
корпуса на фотоумножителя компонента на магнитното поле достига  $\sim 400 \text{ Gauss}$ , а напречната компонента достига  $\sim 1200 \text{ Gauss}$ . Трябва да се има предвид, че проблем за нормалното функциониране на фотоумножителя представлява най-вече надлъжната компонента на магнитното поле. Първоначалният план предвиждаше да се използва глобална (за целия детектор) защита на ходоскопите TOF1 и TOF2 от магнитното поле, която да представлява специална желязна "клетка" със сложен механизъм за поставяне и изваждане на детектора, който да позволи достъп до отделните му компоненти. Последвали изследвания [69] на поведението на фотоумножителите Hamamatsu R4998 в различни по посока и големина магнитни полета и при използването на различни защити показаха, че те могат да функционират нормално и при използване на локална (само за дадения фотоумножител) защита, чиято цена е многократно по-ниска. Като резултат ходоскопът TOF1 ще използва глобална защита от магнитните полета тип "клетка", а TOF2 ще използва локална защита на фотоумножителите.

Друг проблем, с който трябва да могат да се справят ходоскопите, е високата честота на настъпване на събитията и от там високите скорости на броене на детекторите. Детайлни симулации на магнитния канал на експеримента показаха, че очакваната скорост на броене в ходоскопите TOF0 и TOF1 ще достига  $\sim 1.5 \text{ MHz}$ . Това означава, че фотоумножителите и апаратурата за обработка на сигналите трябва да са способни да работят при честота  $\sim 0.5 \text{ MHz}$ . Тук трябва да се има предвид, че скоростта на броене в пръчките, разположени в средата на ходоскопите, е многократно по-голяма от тази на пръчките в края.

Важно изискване към работата на ходоскопите е също така те да могат ефективно да възстановяват времената на прелитане на частиците от снопа при високите нива на шум, породен от радиочестотните резонатори.

### Апаратура за обработка на сигналите

На Фиг. 3.13 е показана схемата на апаратура за обработка на сигналите от фотоумножителите на сцинтилационните ходоскопи. Отрицателният токов сигнал от фотоумножителя, посредством пасивен делител (50% – 50%), се изпраща към RC формирова̀тел и към прагов дискриминатор LeCroy 4415. След дискриминатора бърз време-цифров преобразувател CAEN V1290 е използван за да извърши измерването на времето. Сигналът от формирова̀теля се изпраща на бърз аналого-цифров преобразувател с паралелно преобразуване CAEN V1724 с максимална честота  $100 \text{ MS/s}$  за оцифроване на формата на импулса. В последствие

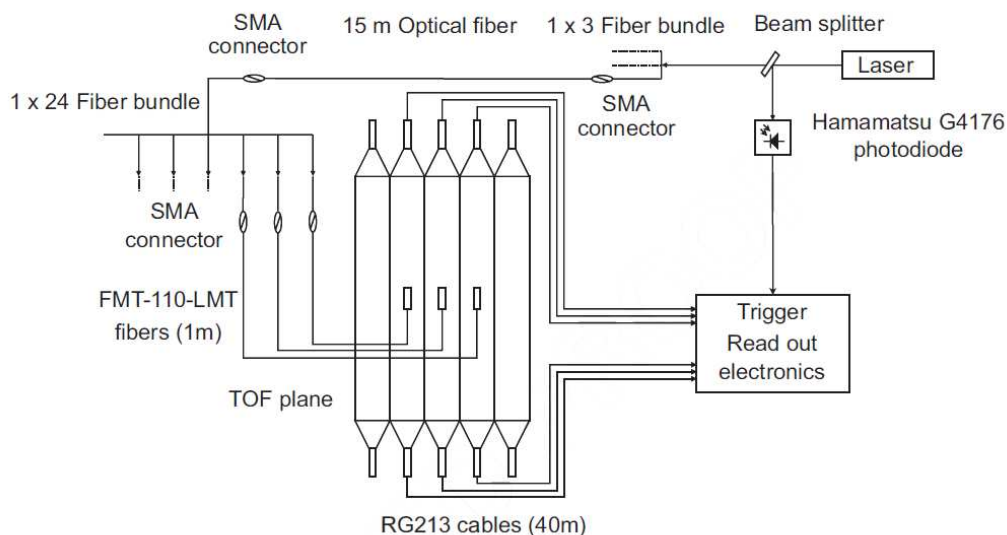


Фигура 3.13: Схема на апаратурата за обработка на сигнала от фотоумножителите на сцинтилационните ходоскопи.

максимумът на напрежителния импулс бива използван за нуждите на време-зарядовата корекция. Пасивният делител и RC формирателят са проектирани и създадени [67] специално за нуждите на MICE в катедра "Атомна физика" [68]. Формирателят осигурява четири нива на филтриране и усилване и удължава дългия  $\sim 5ns$  сигнал от фотоумножителя до  $\sim 400ns$ , което позволява аналого-цифровият преобразувател да измери големината му в поредица от 30-40 точки. По този начин формата на импулса може да бъде възстановена достатъчно прецизно.

### Лазерна система за калибриране

Предвижда се на сцинтилационните ходоскопи да бъде монтирана лазерна система за калибриране. Освен за калибриране тя ще бъде използвана и за следене на работните характеристики на детекторите. На Фиг. 3.14 схематично е показано нейното устройство. Посредством оптичен делител светлината, генерирана от лазера, е изпратена към бърз фотоумножител HamamatsuG4176, който задава стартовото време на системата за лазерно калибриране. Лазерната светлина се инжектира също и в система от оптични влакна, която я пренася до отделните сцинтилационни броячи (пръчки). Всеки от броячите е свързан към индивидуално оптично влакно, като светлината се инжектира в средата на сцинтилационната пръчка с помощта на призма с пълно вътрешно отражение.



Фигура 3.14: Схематичен вид на лазерната система за калибриране на сцинтилационните ходоскопи.

### 3.4.9 План за провеждане на експеримента

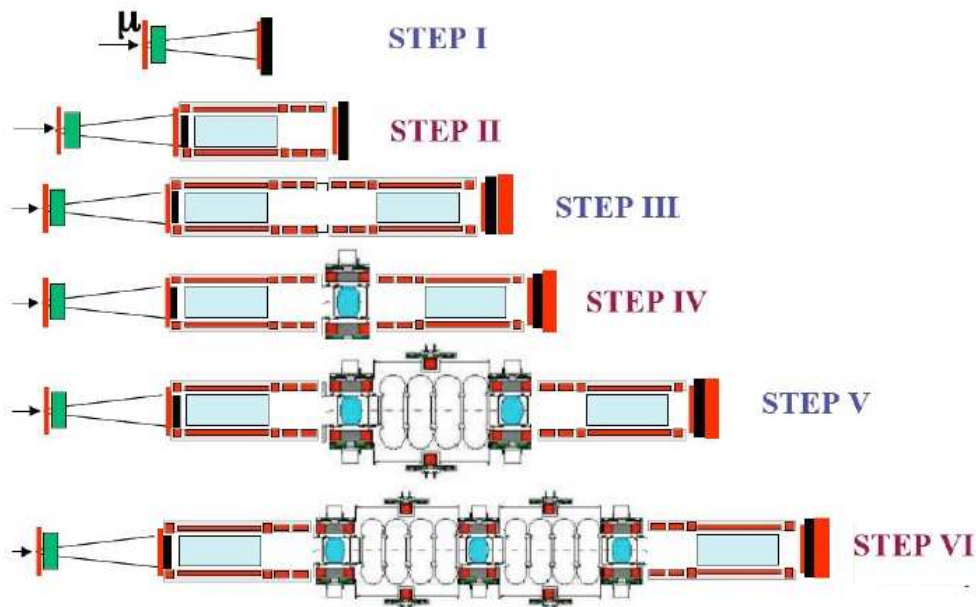
Предвижда се експериментът MICE да бъде проведен в поредица от шест стъпки (Фиг. 3.15). Всяка от стъпките има за цел да въведе в експлоатация и валидира съответната част от компонентите на експеримента.

Стъпка 1 цели да характеризира мюонния сноп и да калибрира детекторите за идентификация на частици. Провеждането и започна през лятото на 2008.

Стъпка 2 добавя и първия от двата спектрометра, което ще позволи първо измерване на емитанса на снопа. Очаква се Стъпка 2 да започне през пролетта на 2010 г.

При стъпка 3 двата спектрометра са поставени непосредствено един до друг без между тях да има поставен абсорбер. Това ще позволи тяхното взаимно калибриране.

Стъпка 4 се счита за начало на втората фаза на експеримента. Тя предвижда поставянето между спектрометрите на първия абсорбер и измерването на енергетичните загуби и многократното разсейване на мюоните за различни импулси на снопа и при различни конфигурации на фокусиращата система. Тези измервания са от голяма важност за разбиране на механизма на йонизационното охлаждане.



Фигура 3.15: Отделните стъпки от експеримента MICE.

В стъпки 5 и 6 последователно ще бъдат добавени и останалите елементи на охладителния канал, като в края на стъпка 6 се очаква MICE да бъде способен да демонстрира 10% охлаждане на мюонния сноп, измерено с точност 0.1%.

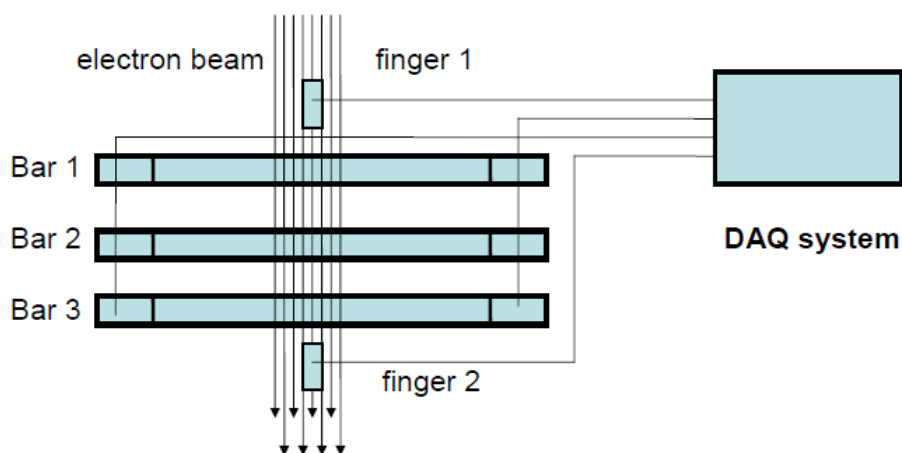
### 3.5 Предварителни тестове на системата за идентификация на частици във Фраскати (Италия)

В Laboratori Nazionali di Frascati (LNF), с използването на DAΦNE Beam Test Facility (BTF) [70] бяха проведени тестове [71], целящи оптимизация на дизайна на броячите на сцинтилационните ходоскопи на MICE. BTF е тестова установка, разполагаща с трансферна линия, доставяща електрони и позитрони с различни импулси, предимно с цел тестване и калибриране на детектори.

Целта на тестовете беше подбиране на сцинтилатора, който да бъде използван за изработката на пръчките, както и формата на световодите им. За тази цел трябваше да бъдат измерени собствената разделителна



способност, както и броя получени фотоелектрони във фотоумножителите, за различните прототипи на броячите.

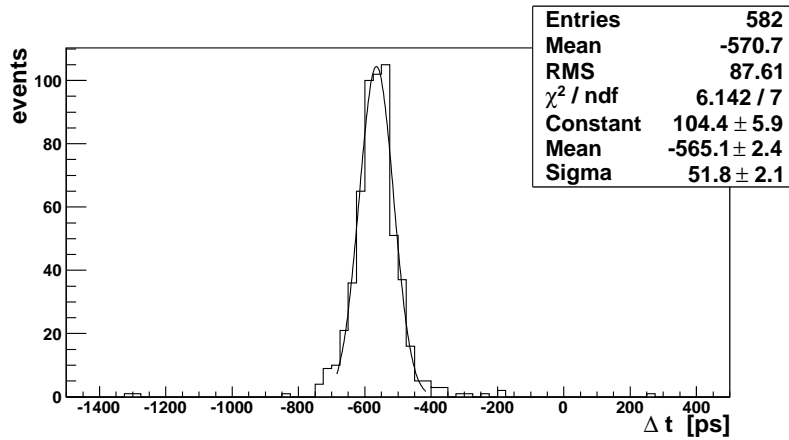


Фигура 3.16: Схема на установката за тестове на броячите прототипи в BTF LNF.

Прототипите на сцинтилационните броячи (пръчки) бяха монтирани на специален тестов стенд (Фиг. 3.16). Върху стенда се закрепяха три брояча, разположени на разстояние 10 cm един от друг. Използвани бяха също така и два допълнителни сцинтилационни брояча с размери  $5 \times 20 \text{ mm}^2$ , наричани условно броячи-пръсти. Те имаха за цел да фиксират позицията на преминаване на частиците през прототипите.

По време на тестовете бяха изпробвани прототипи направени от сцинтилационни материали Bicron BC404, BC420 и BC408, а също и Amcrys-H UPS95F. Световодите на броячите-прототипи бяха направени от Bicron BC800, REPSOL Glass UVT PMMA или PERSPEX UVA PMMA.

По време на тестовете системата за набиране на данни включваше време-цифрови преобразуватели CAEN V1290 и CAEN V775, както и зарядо-цифров преобразувател CAEN V792. Използвани бяха както пасивни, така и активни делители на сигнала, а също и широк набор от дискриминатори.



Фигура 3.17: Разпределението на разликата  $\frac{1}{2}(t_L - t_R)$  за прототип направен от ВС404.

### Измерване на собствената разделителна способност на прототипите

Времето, измерено от даден брояч, се задава от

$$T = \frac{1}{2}(t_L + t_R), \quad (3.9)$$

следователно специфичната разделителната способност за даден брояч се задава от

$$\sigma_C = \frac{1}{2}\sqrt{\sigma_{t_L}^2 + \sigma_{t_R}^2}, \quad (3.10)$$

където  $\sigma_{t_L}$  и  $\sigma_{t_R}$  са разделителните способности на измерването на времето с левия и десния фотоумножител на брояча. Тази специфична разделителната способност на брояча е точно равна на стандартното отклонение на разликата  $\frac{1}{2}(t_L - t_R)$ , където  $t_L$  и  $t_R$  са времената, измерени с левия и десния фотоумножители на прототипа. Това, разбира се, е вярно само при условие, че при всички измервания налитащата частица попада на едно и също място (или в ограничена по размерите си област) по дължината на сцинтилационната пръчка. В случая ролята на двата брояча-пръсти е именно да осигурят това условие.

На Фиг. 3.17 е показано разпределението на разликата  $\frac{1}{2}(t_L - t_R)$  за прототип, направен от ВС404. Получената разделителна способност за конкретната комбинация от делител на сигнал и дискриминатор е  $\sim 52 \text{ ps}$ . В таблица 3.1 са сумирани оптималните разделителни способности за даден прототип, получени с използването на различни компоненти на системата за набиране на данни.

| прототип                              | $\sigma_t$ (ps) |
|---------------------------------------|-----------------|
| UPS95F 4cm пръчка Winston Cone        | $56 \pm 2$      |
| UPS95F 4cm пръчка REPSOL UVT световод | $50 \pm 8$      |
| BC404 6cm пръчка REPSOL UVT световод  | $46 \pm 5$      |
| BC420 6cm пръчка REPSOL UVT световод  | $45 \pm 1$      |
| BC408 6cm пръчка PERSPEX UVA световод | $60 \pm 2$      |

Таблица 3.1: Получените собствените разделителни способности за различните броячи прототипи.

### Измерване на броя фотоелектрони

Ако разпределението по амплитуди на импулсите, генерирани от фотомножителя, е Поасоново, то броят фотоелектрони, излъчени от фотокатода, се задава от формулата [72]

$$N_{p.e.}^{raw} \simeq \left( \frac{\langle R \rangle}{\sigma_R} \right)^2, \quad (3.11)$$

където  $\langle R \rangle$  е средната амплитуда на сигнала, а  $\sigma_R$  е стандартното отклонение на разпределението, което може да бъде получено посредством фитиране с Гаусово разпределение, ако броят фотоелектрони е голям. Получената по този начин стойност е доста груба оценка, тъй като се пренебрегват редица ефекти като шумове в електрониката, флуктуациите на усилването и др.

Използвайки формула (3.11), броят фотоелектрони за прототип, направен от BC 240, бе установен в границите 200-300 ф.е. Тази стойност е в добро съответствие със стойността 230 ф.е., получена от симулации с GUIDEIT [73].

### Време-зарядова зависимост

По време на тестовете във Фраскати стана ясно, че време-зарядовата зависимост и нейната корекция са от изключителна важност за постигането на поставените цели за прецизност при измерването на времената на частиците<sup>2</sup>. Описаният по-горе метод за измерване на собствената разделителна способност на брояча е практически нечувствителен към време-зарядовата зависимост. Това е така, понеже усилванията на двата фотомножителя са предварително изравнени, а налитащите частици

<sup>2</sup>За по-детайлно обяснение на произхода на време-зарядовата зависимост виж § 3.6.1 **Време-зарядова калибровка** по-долу.

попадат винаги в средата на пръчката. Това гарантира, че импулсите, генерирани от двата фотоумножителя на брояча, са сходни и ефектът на време-зарядовата зависимост не може да се прояви в разликата на двете измерени времена. Този ефект обаче става съществен, когато се измерва разделителната способност на времето на прелитане на частицата между два от тестовите прототипа. Както вече беше обяснено, наложеното условие частицата да е преминала през двата брояча-пръсти гарантира, че всички наблюдавани частици преминават през броячите в тясна пространствена област в центъра на пръчката, което от своя страна гарантира, че двата фотоумножителя на дадения брояч ще генерират сходни импулси. Не така обаче стоят нещата за импулсите на фотоумножителите на два различни брояча, които могат да бъдат съществено различни поради флукуациите на предадената от частицата енергия във вътрешността на брояча.

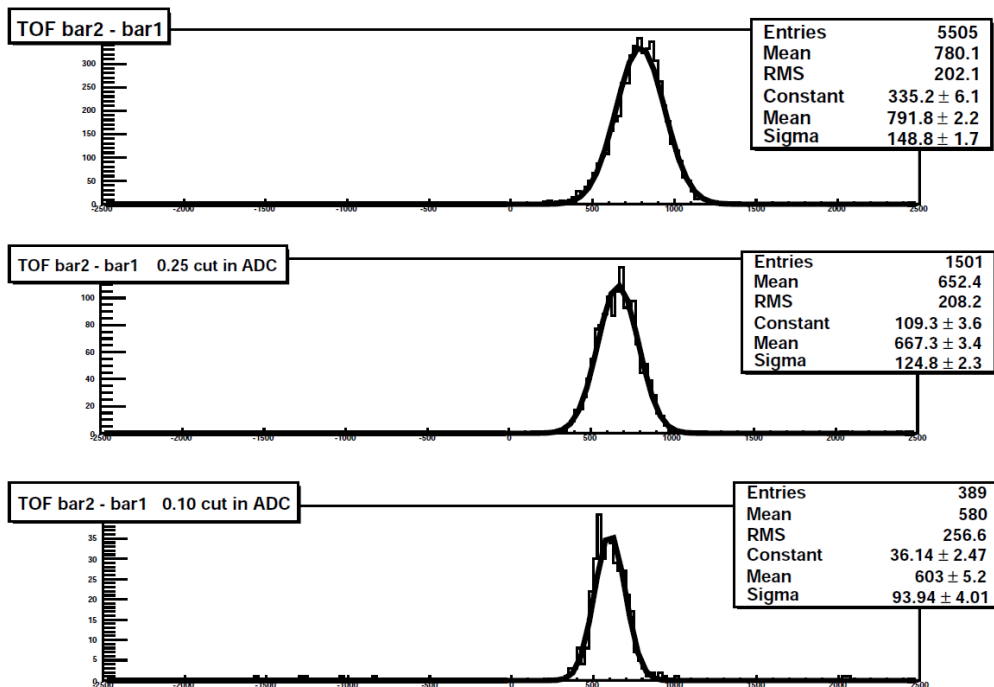
На Фиг. 3.18 е демонстрирано влиянието на време-зарядовата зависимост върху времето на прелитане между два от прототипите, които за дадената конфигурация на системата за набиране на данни са показали собствена разделителна способност (измерена посредством метода описан по-горе) от  $\sigma \sim 60$  ps и  $\sigma \sim 70$  ps. Това означава, че очакваното стандартно отклонение на разликата от двете измерени времена е  $\sigma \sim 92$  ps. Най-горе на фигурата е показано разпределението на тази разлика. Вижда се, че то има стандартно отклонение  $\sigma \sim 140$  ps.

Ефектът на време-зарядовата зависимост може да бъде потиснат посредством подбирането на събития с неголяма разлика на количеството заряд в импулсите от фотоумножителите в двете пръчки, измерена от зарядо-цифровия преобразувател. На Фиг. 3.18 в средата и долу са показани разпределенията на разликата на времената, измерени от двата брояча, при наложено ограничение разликите на стойностите, измерени от зарядо-цифровия преобразувател за два фотоумножителя от двата броячи, да е не по-голяма от 25% и 10% съответно. Вижда се, че измереното стандартно отклонение при ограничение 10% е  $\sigma \sim 94 \pm 4$  ps, което добре се съгласува с очакваната стойност. Трябва да се има предвид, че при получаването на разпределенията на Фиг. 3.17 и Фиг. 3.18 не са взети под внимание различните закъснения в кабелите, поради което абсолютните стойности на времената са произволни.

Наблюдаваната възможност време-зарядовата зависимост да бъде успешно потискана посредством налагане на ограничение върху разликата на заряда на импулсите от фотоумножителите е съществена и по-късно беше използвана при калибрирането на детекторите<sup>3</sup>.

---

<sup>3</sup>Виж също § 3.6.1 Време-зарядова калибровка.

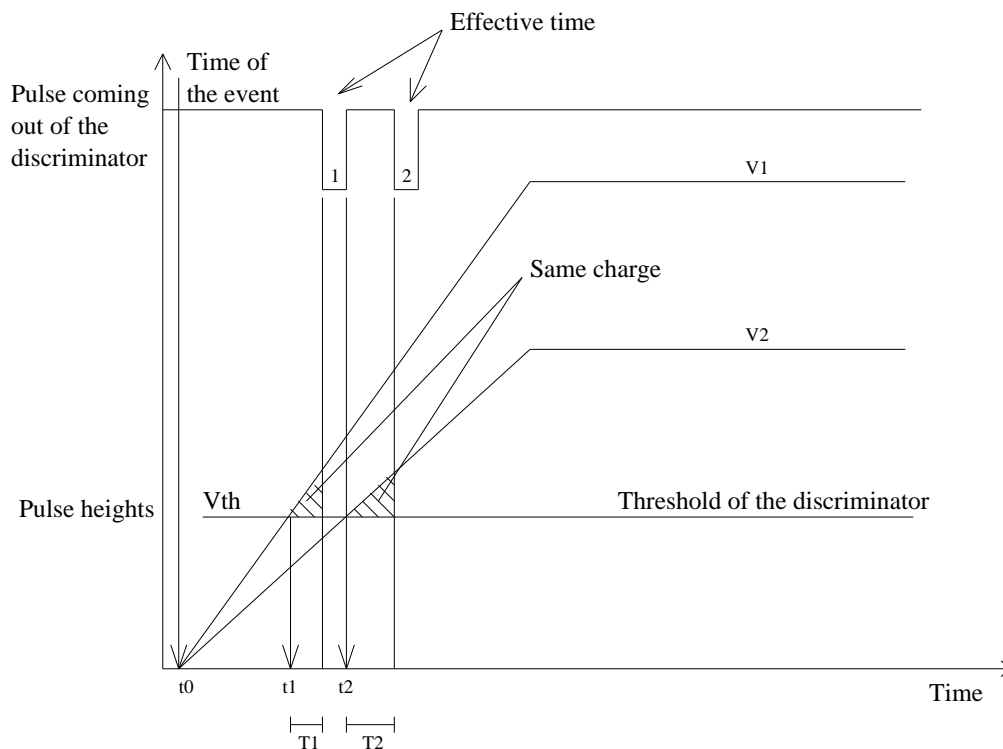


Фигура 3.18: Разпределение на времето на прелитане между два от броячите прототипи без налагане на ограничение (горе) и с ограничение от 25% (в средата) и 10% (долу) върху разликата на импулсите от два фотоумножителя от двата броячи.

### 3.6 Калибриране на системата за измерване на време на прелитане

Различните канали на измервателната апаратура на системата за измерване на времената на прелитане на частиците имат различни закъснения на сигналите. Това се дължи на различната дължина на използваните кабели, както и на факта, че закъсненията в различните канали на компонентите на измервателната апаратура не са напълно идентични. Тези разлики трябва да бъдат отчетени и съответни корекции трябва да бъдат приложени към измерените стойности на времената на прелитане. Също така трябва да бъде отчетена и коригирана време-зарядовата зависимост на измерените времена. По-долу ще бъде описана процедурата, по която това е направено.

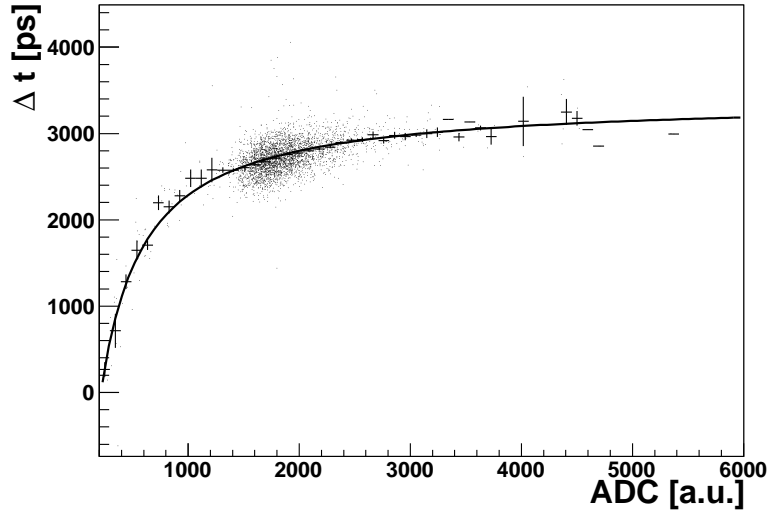
### 3.6.1 Време-зарядова калибровка



Фигура 3.19: Схематично обяснение на произхода на време-зарядовата зависимост на измерването на времето на сигнала.

Използването на прагови дискриминатори при измерването на времената на сигналите предизвиква появата на зависимост на измерените времена от големината на електричния сигнал, генериран от фотоумножителя. Обяснението на тази зависимост е демонстрирано на Фиг. 3.19. В случаите, когато количеството заряд, събрано по време на формирането на сигнала във фотоумножителя, е по-голямо, предният фронт на сигнала нараства по-стръмно, поради което и праговата стойност се достига по-бързо. Резултатът от това е, че измерените времена на две събития, имащи абсолютно идентично време на настъпване, ще бъдат различни, ако големината на сигналите, генерирани от фотоумножителите, е различна.

За пресмятане на време-зарядовата корекция на времената, измерени от време-цифровите преобразуватели, е използвана разликата между измереното време от дадения канал на електрониката и рефериращо време.



Фигура 3.20: Време-зарядовата зависимост и фитиращата функция за типичен фотоумножител.

Рефериращото време се задава от измерване в друг канал, съответстващ на фотоумножител от съседната равнина на ходоскопа. Зависимостта на тази времева разлика от големината на сигнала в канала, който калибрираме, е фитирана с функцията (3.12) (виж също Фиг. 3.20)

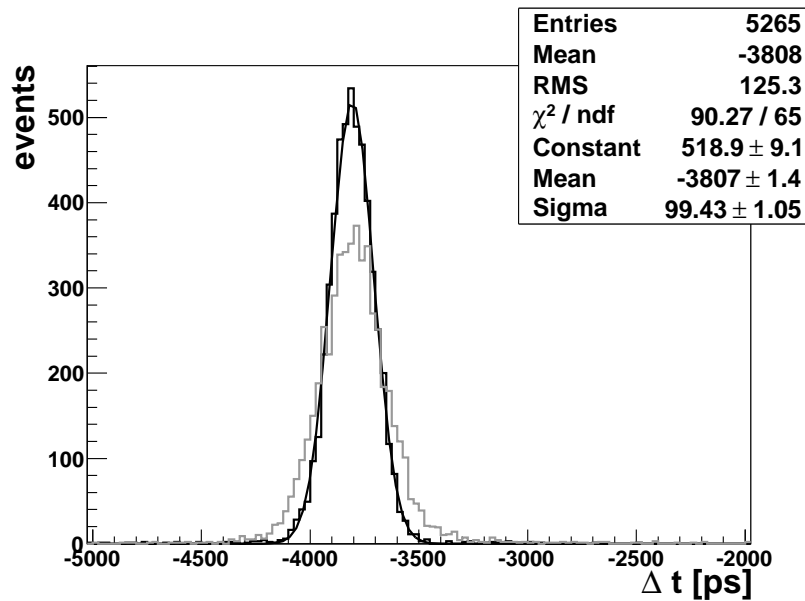
$$f(ADC_{max}) = P_1 + \frac{P_2}{(ADC_{max} + P_0)} + \frac{P_3}{(ADC_{max} + P_0)^2}, \quad (3.12)$$

където  $ADC_{max}$  е амплитудата на напрежителния сигнал, а  $P_1, P_2, P_3$  и  $P_4$  са свободни параметри.

За потискане на време-зарядовата зависимост на измерената стойност на рефериращото време са подбрани само такива събития, за които големината на сигнала от рефериращия фотоумножител варира в тесни граници. Надеждността на такова ограничение беше демонстрирана при анализа на данните от тестовите във Фраскати.

Получените стойности на четирите параметъра за даден фотоумножител (канал на електрониката) след това се използват за пресмятане на време-зарядовата корекция отново посредством функцията (3.12).

Фиг. 3.21 демонстрира ефекта от прилагането на време-зарядовата корекция. Показани са разпределенията на разликите на измерените време на от две типични пръчки от TOF0 преди и след прилагането на време-



Фигура 3.21: Разликата на времената, измерени от пръчка 4 на хоризонталната равнина и пръчка 5 на вертикалната равнина на ходоскопа TOF0, преди (сиво) и след (черно) време-зарядовата корекция.

зарядовата корекция. Както ще бъде показано по-късно, тази разлика може да се използва за директно измерване на разделителната способност по време на детектора.

Трябва да се има предвид, че точността, с която се пресмята време-зарядовата корекция, е ограничена. Това е така поради факта, че за фита, показан на Фиг. 3.20, са използвани единствено събития, при които частица преминава както през брояча който калибрираме, така и през брояча, в който се намира фотоумножителят, задаващ рефериращото време. Като следствие от това, при всички използвани събития частиците попадат в тесен участък от цялата дължина на пръчката (обикновено в средата) и амплитудите на сигналите варират в недостатъчно широки граници. Това се вижда ясно на Фиг. 3.20, където практически липсват събития със амплитуда на напрежителния сигнал, по-малка от 1000 и по-голяма от 3000 единици на аналого-цифровия преобразувател. Особено съществен е проблемът при малките стойности на амплитудата на сигнала, при които време-зарядовата зависимост е най-силна. Такива сигнали ще се наблюдават при събития, при които частицата преминава през срещуположния край (спрямо фотоумножителя) на сцинтилационната пръчка. Очаква се този проблем да бъде решен с влизането в експлоата-



ция на системата за лазерно калибриране. Тя ще увеличи многократно броя на използваните при фитирането събития, като същевременно ще осигури по-равномерно разпределение по амплитуди на сигнала.

### 3.6.2 Абсолютно калибриране по време

Както беше описано по-горе, пред сцинтилационните ходоскопи се поставят изисквания за постигане на изключително висока разделителна способност по време. Като най-трудно за постигане се счита изискването ходоскопът, използван за привързване на времето на преминаване на частицата към фазата на радиочестотните резонатори (измерване на абсолютна стойност на времето), да може да осигури измерване с точност 50 ps или по-малко. Изключително важно е, също така, да бъдат избегнати систематичните грешки в измерването на това време. Основен източник на такива систематични грешки е промяната на дължината на кабелите, свързващи детектора със системата за набиране на данни, поради вариации на температурата. Такава промяна води до промяна на закъснението на сигналите в кабелите, което рефлектира върху стойността на измереното време. С цел елиминиране на този проблем в експеримента MICE ходоскопът, използван за измерване на абсолютното време на частицата, ще бъде използван също така и като тригер. Той генерира сигнал, наречен *Particle trigger request*, като измерените времена в отделните канали на системата за набиране на данни биват съотнасяни към времето на *Particle trigger request*. Тъй като отделните фотоумножителни детектори използват еднакви кабели, които преминават по едни и същи кабелни трасета, то те би трябвало да търпят сходни изменения на дължината си в следствие на промените в температурата в помещенията. Поради тази причина разликата на времето, измерено от дадения канал на системата за набиране на данни и времето на сигнала *Particle trigger request*, би трябвало да не се влияе от ефекта на променящите се кабелни дължини.

Всеки един от трите ходоскопа (TOF0, TOF1, и TOF2) може да бъде използван като тригер, но се планира в последните етапи на експеримента (стъпка 5 и стъпка 6) за тригер да бъде използван TOF0, тъй като той е най-отдалечен от охладителния канал, поради което ще бъде в най-малка степен засегнат от шума, генериран от радиочестотните резонатори.

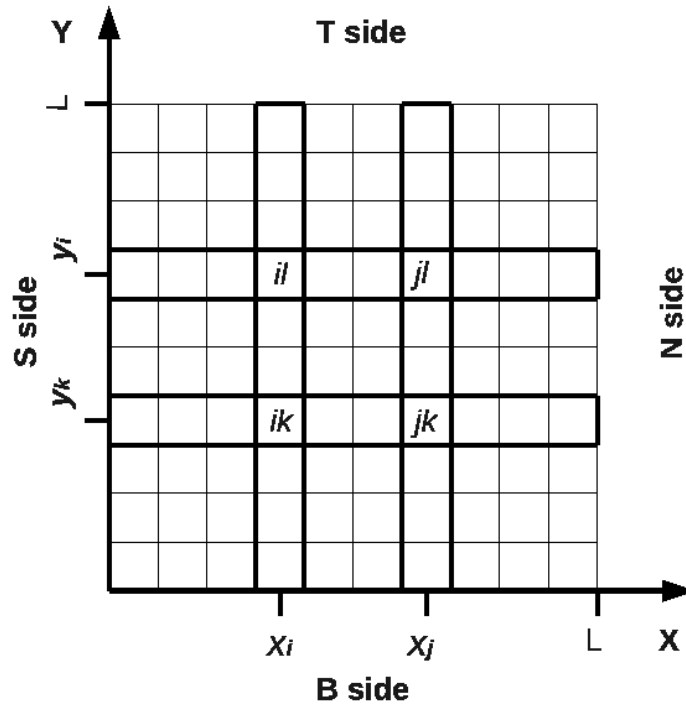
Абсолютното калибриране по време на системата за измерване на времето на прелитане, при режим в който един от ходоскопите работи като тригер, е нетривиална задача. По-долу ще бъде описан методът, разработен за решаването на този проблем.

### Общи дефиниции

Както вече беше описано, всеки ходоскоп на системата за измерване на време на прелитане се състои от две равнини от сцинтилационни пръчки, като всяка сцинтилационна пръчка е екипирана с два фотоумножителя - по един от всяка страна. Всеки фотоумножител е свързан посредством индивидуален кабел към прагов дискриминатор и време-цифров преобразувател. Цифровата стойност на измереното време съответства на времето, изминало от последното нулиране на време-цифровия преобразувател. В първите етапи от експеримента MICE (2008-2009 г.) системата за набиране на данни използва три време-цифрови преобразувателя, като всеки от тях разполага с по 32 канала.

Различните време-цифрови преобразуватели не са синхронизирани помежду си, но всеки от тях получава на канал 1 копие от сигнала *Particle trigger request*. Този сигнал се генерира от логически модул на системата за набиране на данни. Генерирането му става при настъпването на първото двойно съвпадение на сигнали от двата фотоумножителя на дадена сцинтилационна пръчка, като времето му се задава от времето на последния от двата пристигнали сигнала. Цифровата стойност на времето на *Particle trigger request* сигнала се използва като реферираща стойност за всички останали измервания, направени от съответния време-цифров преобразувател. Поради факта, че нулирането на отделните устройства не е синхронизирано, измерената стойност на времето на сигнала сама по себе си е безполезна. Тя има смисъл само, когато е съотнесена към измерената стойност на времето на *Particle trigger request* сигнала.

За реализиране на калибровката са използвани само събития, при които имаме сигнал в една единствена сцинтилационна пръчка на всека от равнините на ходоскопа, отговорен за генерирането на *Particle trigger request* сигнала (тригериращата станция). Тези събития отговарят на случай, при които една единствена частица преминава през станцията. За изясняване на идеята нека за момент да приемем, че тригериращата станция е TOF0. Нека приемем също, че частицата попада в детектора в точката  $(x, y)$ , като преминава през вертикалната пръчка  $i$  и хоризонталната пръчка  $k$  (виж Фиг. 3.22). По-долу ще наричаме областта на пресичане на вертикалната пръчка  $i$  и хоризонталната пръчка  $k$  пиксел  $ik$ . Нека наречем тази частица  $p(x, y)$  или още по общо  $p_{ik}$ . Тази частица ще генерира сигнал във фотоумножителите  $B_i$ ,  $T_i$ ,  $S_k$  и  $N_k$ , където главните букви имат смисъл на Bottom, Top, South и North. Нека с  $t_{p(x,y)}$  бележим времето, когато частицата попада в детектора, а с  $t_{Nk}^{PM}$  времето, когато генерираната светлина достига фотокатода на фотоумножителя



Фигура 3.22: Схематично представяне на детектора TOF0 и разделянето на лицевата му повърхност на пикселите.

$N_k$ . С тези означения имаме :

$$\begin{aligned}
 t_{Nk}^{PM} &= t_{p(x,y)} + \frac{(x)}{v} + \Delta T, \\
 t_{Sk}^{PM} &= t_{p(x,y)} + \frac{L-x}{v} + \Delta T; \\
 t_{Bi}^{PM} &= t_{p(x,y)} + \frac{y}{v}; \\
 t_{Ti}^{PM} &= t_{p(x,y)} + \frac{(L-y)}{v};
 \end{aligned}
 \tag{3.13}$$

където  $v$  е средната скорост на светлината в сцинтилационната пръчка,  $L$  е дължината на пръчката и  $\Delta T$  е времето, необходимо на частицата да премине от едната равнина на станцията в другата. За тези променливи

в сила са уравненията:

$$\begin{aligned}
 t_V &= \frac{t_{Bi}^{PM} + t_{Ti}^{PM}}{2} = t_{p(x,y)} + \frac{(L)}{2v}; \\
 t_H &= \frac{t_{Sk}^{PM} + t_{Nk}^{PM}}{2} = t_{p(x,y)} + \Delta T + \frac{(L)}{2v}; \\
 t_H - t_V &= \Delta T,
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

които ни дават възможност да получим времето на преминаване на частицата през всяка от равнините на ходоскопа. Важно е да се отбележи, че това време не зависи от позицията на попадението на частицата  $p(x, y)$ .

### Цифрова стойност на времето

За жалост не времената  $t^{PM}$  са това, което системата за набиране на данни цифровизира. Това, което е регистрирано и записано, е времето, когато електричният сигнал достига съответния канал на време-цифровия преобразувател. Нека бележим това време с  $t_{Nk}^{TDC}$ . Времената  $t_{Nk}^{PM}$  и  $t_{Nk}^{TDC}$  са различни, тъй като генерирането на сигнала във фотоумножителя, пренасянето му по кабелите до контролната стая, обработката му от съответния канал на дискриминация модул и последващото изпращане на сигнал към време-цифровия преобразувател са все процеси, чиято продължителност е неизвестна. И така за канала  $N_k$  имаме

$$t_{Nk}^{TDC}(p(x, y)) = t_{p(x,y)} + \frac{x}{v} + dT_{cable\ Nk}, \tag{3.15}$$

където  $dT_{cable\ Nk}$  обобщава закъсненията в кабелите, електрониката и т.н. в канала  $N_k$ .

Ако подберем само събития, в които частицата е попаднала в детектора в пиксела  $ik$ , то *Particle trigger request* би могъл да е генериран от всеки един от каналите  $B_i$ ,  $T_i$ ,  $S_k$  и  $N_k$ , но поради факта, че закъсненията на четирите канала са съществено различни, може да се очаква, че за пиксела  $ik$  каналът, който подава тригера, ще бъде винаги един и същ. И така за записаната цифрова стойност на времето на *Particle trigger request* сигнала можем да запишем

$$t_{tr}^{TDC}(p(x, y)) = t_{tr}^{TDC}(p_{ik}) = t_{p(x,y)} + dT_{tr\ ik}, \tag{3.16}$$

където  $dT_{tr\ ik}$  е общото закъснение в канала, който подава тригера (би могъл да е  $B_i$ ,  $T_i$ ,  $S_k$  или  $N_k$ ) включително и закъснението в логичес-

кия модул. При тези означения измерените времена в четирите канала, съотнесени към времето на *Particle trigger request* се дават от:

$$\begin{aligned}
 TDC_{Ti}(p(x, y)) &= t_{Ti}^{TDC}(p(x, y)) - t_{tr}^{TDC}(p_{ik}) = \\
 &= \frac{L - y}{v} + dT_{cable\ Ti} - dT_{tr\ ik}; \\
 TDC_{Bi}(p(x, y)) &= t_{Bi}^{TDC}(p(x, y)) - t_{tr}^{TDC}(p_{ik}) = \\
 &= \frac{y}{v} + dT_{cable\ Bi} - dT_{tr\ ik}; \\
 & \hspace{15em} (3.17)
 \end{aligned}$$

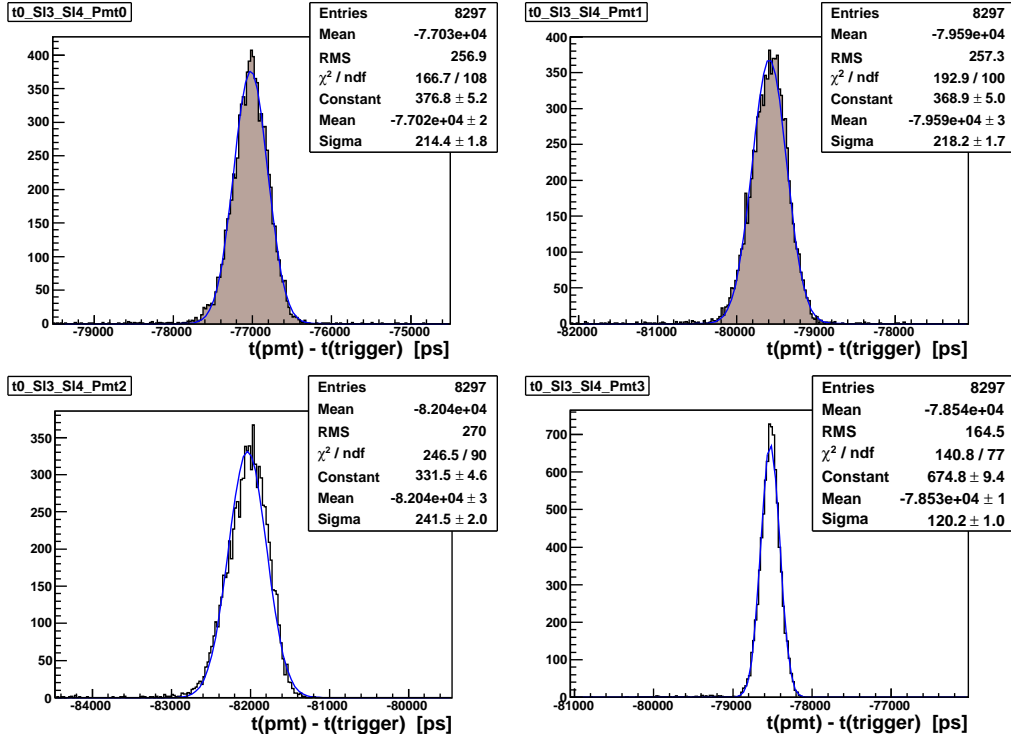
$$\begin{aligned}
 TDC_{Sk}(p(x, y)) &= t_{Sk}^{TDC}(p(x, y)) - t_{tr}^{TDC}(p_{ik}) = \\
 &= \frac{L - x}{v} + dT_{cable\ Sk} - dT_{tr\ ik};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 TDC_{Nk}(p(x, y)) &= t_{Nk}^{TDC}(p(x, y)) - t_{tr}^{TDC}(p_{ik}) = \\
 &= \frac{x}{v} + dT_{cable\ Nk} - dT_{tr\ ik} .
 \end{aligned}$$

Вижда се, че зависимостта от времето на преминаване на частицата през ходоскопа  $t_{p(x,y)}$  изчезва. Доколкото  $dT_{cable}$  и  $dT_{tr}$  са константи, то флуктуациите при едно такова измерване ще се дължат единствено на различното разположение на попаденията на частиците вътре в пиксела  $ik$ . На Фиг. 3.23 са показани разпределенията на измереното време от четирите канала на пиксел 34, съотнесени към времето на *Particle trigger request* сигнала.

Вижда се, че тези разпределения наподобяват Гаусово разпределение, като централната им стойност е специфична за дадения канал. Ще обозначим тази централна стойност като

$$t0_{Nk}^{ik} = \langle TDC_{Nk}(p(x, y)) \rangle_{ik} = \langle \frac{x}{v} + dT_{cable\ Nk} - dT_{tr\ ik} \rangle, \quad (3.18)$$



Фигура 3.23: Разпределения на измерените времена за четирите канала на пиксел 34.

където скобите означават усредняване по всички частици  $p(x, y)$ , попадащи в пиксела  $ik$ . По същия начин:

$$\begin{aligned}
 t0_{Sk}^{ik} &= \langle TDC_{Sk}(p(x, y)) \rangle_{ik}; \\
 t0_{Ti}^{ik} &= \langle TDC_{Ti}(p(x, y)) \rangle_{ik}; \\
 t0_{Bi}^{ik} &= \langle TDC_{Bi}(p(x, y)) \rangle_{ik}.
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

Веднага прави впечатление, че едно от разпределенията, показани на Фиг. 3.23, се различава съществено от останалите (долу в дясно на фигурата). Това е именно каналът, който подава тригериращия сигнал за дадения пиксел. Докато другите три разпределения представляват разлика между две независими измервания на едно и също събитие (преминаване на частица през пиксела 34), то в канала, който подава тригера, флуктуациите се дължат единствено на обработката на сигнала от електрониката.

### Обща концепция за абсолютната калибровка по време

Така дефинираните константи  $t_0$  могат да се използват за корекция на измерените времена, като

$$t_{Bj}^C(p_{jl}) = TDC_{Bj}(p_{jl}) - t0_{Bj}^{jl} + T_0, \quad (3.20)$$

$$t_{Tj}^C(p_{jl}) = TDC_{Tj}(p_{jl}) - t0_{Tj}^{jl} + T_0, \quad (3.21)$$

където произволна константа  $T_0$  може да бъде добавена, за да зададе абсолютната стойност на измереното време. При използване на такава корекция станцията на системата за измерване на време на прелитане, която е използвана като тригер (в дадения пример TOF0), ще измерва винаги едно и също време, а вариациите на измереното време около стойността  $T_0$  ще се дължат единствено на флукуациите при измерването.

Прилагането на такава корекция изисква измерването на 4 калибровъчни константи за всеки пиксел от станцията, използвана като тригер. За случая на тригер подаван от TOF0, това прави 400 константи. Ако тази концепция бъде използвана и за калибрирането на следващият в дадения пример ходоскоп - TOF1, то биха ни били нужни допълнителни 4 константи за всяка възможна комбинация от пиксели в TOF0 и TOF1, което увеличава многократно броя на константите, с което и прави времето за набиране на данни, необходими за реализацията на такава калибровка огромно. За щастие не всички от така дефинираните константи  $t_0$  са независими и съществува по-разумен начин, по който те могат да бъдат параметризирани.

### Средни времена за придвижване на светлината

Независимо от измерването на константите  $t_0$  могат да бъдат измерени и средните времена, необходими на светлината да се придвижи между два пиксела  $\Delta T_{ik \rightarrow jk}$  (виж Фиг. 3.22). Имаме:

$$\begin{aligned} TDC_{Sk}(p_{ik}) - TDC_{Nk}(p_{ik}) &= t_{Sk}^{TDC}(p_{ik}) - t_{Nk}^{TDC}(p_{ik}) = \\ &= dT_{cable\ Sk} - dT_{cable\ Nk} + \frac{2x_i}{v} - \frac{L}{v}, \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} TDC_{Sk}(p_{jk}) - TDC_{Nk}(p_{jk}) &= t_{Sk}^{TDC}(p_{jk}) - t_{Nk}^{TDC}(p_{jk}) = \\ &= dT_{cable\ Sk} - dT_{cable\ Nk} + \frac{2x_j}{v} - \frac{L}{v}. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Тогава

$$\begin{aligned} TDC_{Sk}(p_{jk}) - TDC_{Nk}(p_{jk}) - [TDC_{Sk}(p_{ik}) - TDC_{Nk}(p_{ik})] = \\ = \frac{2(x_j - x_i)}{v} \end{aligned} \quad (3.24)$$

и

$$\begin{aligned} \Delta T_{ik \rightarrow jk} &= \frac{\langle x_j - x_i \rangle}{v} = \\ &= \frac{\langle TDC_{Sk}(p_{jk}) - TDC_{Nk}(p_{jk}) \rangle}{2} - \\ &\quad \frac{\langle TDC_{Sk}(p_{ik}) - TDC_{Nk}(p_{ik}) \rangle}{2}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

където скобите отново означават усредняване по всички частици, попадащи в пикселите  $jk$  и  $ik$ . Въпреки че всички сцинтилационни пръчки са идентични и направени от един и същ материал, средните времена за придвижване на светлината не са независими от разположението на пикселите  $jk$  и  $ik$ . Зависимостта се дължи на уникалното и неравномерно разпределение на попаденията на частиците във всеки един от пикселите.

На Фиг. 3.24 са показани разпределенията  $\langle TDC_{Sk} - TDC_{Nk} \rangle$  от различните пиксели на пръчка 4 от вертикалната равнина на TOF0.

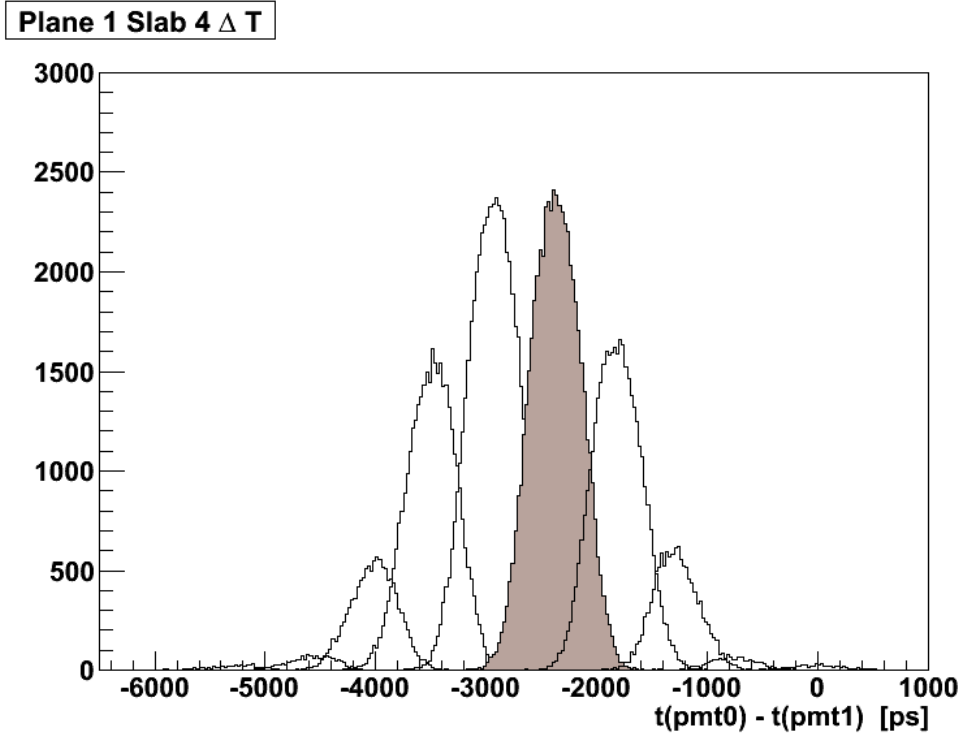
### Относителни тригерни закъснения

От дефинициите на  $t_0$  (3.18) и  $\Delta T_{ik \rightarrow jk}$  (3.25) може да се види, че

$$\begin{aligned} t_{Sk}^{jk} - t_{Sk}^{ik} &= \frac{x_j - x_i}{v} - [dT_{tr\ jk} - dT_{tr\ ik}] = \\ &= \Delta T_{ik \rightarrow ij}^H - dT_{tr\ jk} + dT_{tr\ ik}, \end{aligned} \quad (3.26)$$

$$\begin{aligned} t_{Nk}^{jk} - t_{Nk}^{ik} &= \frac{x_i - x_j}{v} - [dT_{tr\ jk} - dT_{tr\ ik}] = \\ &= dT_{tr\ ik} - dT_{tr\ jk} - \Delta T_{ik \rightarrow ij}^H, \end{aligned} \quad (3.27)$$





Фигура 3.24: Разпределенията на разликата на измерванията в двата фотоумножителя за различните пиксели на типична сцинтилационна пръчка.

$$\begin{aligned}
 t0_{Bi}^{il} - t0_{Bi}^{ik} &= \frac{\langle y_l - y_k \rangle}{v} - [dT_{tr\ il} - dT_{tr\ ik}] = \\
 &= \Delta T_{ik \rightarrow il}^V - dT_{tr\ il} + dT_{tr\ ik}, \tag{3.28}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 t0_{Ti}^{il} - t0_{Ti}^{ik} &= \frac{\langle y_k - y_l \rangle}{v} - [dT_{tr\ il} - dT_{tr\ ik}] \\
 &= dT_{tr\ ik} - dT_{tr\ il} - \Delta T_{ik \rightarrow il}^V. \tag{3.29}
 \end{aligned}$$

Уравненията (3.26 - 3.29) показват, че само два члена имат принос в разликата между константите  $t0$  за дадена сцинтилационна пръчка.

Единият е средното време за прелитане на светлината между пиксели-те, а другият е разликата на закъсненията на тригериращия сигнал за дадените два пиксела.

Сега, ако изберем един единствен пиксел  $i_0k_0$  от тригериращата стан-ция за отправен, ние можем да дефинираме нова калибровъчна константа - **относително тригерно закъснение**  $\Delta T_{tr\ jl}$ :

$$\Delta T_{tr\ jl} = dT_{tr\ jl} - dT_{tr\ i_0k_0}. \quad (3.30)$$

Относителните тригерни закъснения са лесни за пресмятане за пик-селите от пръчката, в която се намира отправния пиксел.

$$\Delta T_{tr\ i_0l} = \frac{t0_{Bi_0}^{i_0k_0} - t0_{Bi_0}^{i_0l} + t0_{Ti_0}^{i_0k_0} - t0_{Ti_0}^{i_0l}}{2} \quad (3.31)$$

$$\Delta T_{tr\ jk_0} = \frac{t0_{Sk_0}^{i_0k_0} - t0_{Sk_0}^{jk_0} + t0_{Nk_0}^{i_0k_0} - t0_{Nk_0}^{jk_0}}{2} \quad (3.32)$$

В общия случай има два начина да бъде получена стойността на  $\Delta T_{tr\ jl}$ :

$$\Delta T_{tr\ jl} = \frac{t0_{Bj}^{jk_0} - t0_{Bj}^{jl} + t0_{Tj}^{jk_0} - t0_{Tj}^{jl}}{2} + \Delta T_{tr\ jk_0}; \quad (3.33)$$

$$\Delta T_{tr\ jl} = \frac{t0_{Sl}^{i_0l} - t0_{Sl}^{jl} + t0_{Nl}^{i_0l} - t0_{Nl}^{jl}}{2} + \Delta T_{tr\ i_0l}, \quad (3.34)$$

като най-добре е да бъде взето средното от двете.

### Краен вид на калибровъчните корекции за ходоскопа, използван за тригер

Разсъжденията по-горе ни доведоха до следните дефиниции на калибро-въчните корекции:

$$t_{Bj}^C(p_{jl}) = TDC_{Bj}(p_{jl}) - t0_{Bj}^{jk_0} + [\Delta T_{tr\ jl} - \Delta T_{tr\ jk_0}] + T0; \quad (3.35)$$

$$t_{Tj}^C(p_{jl}) = TDC_{Tj}(p_{jl}) - t0_{Tj}^{jk_0} + [\Delta T_{tr\ jl} - \Delta T_{tr\ jk_0}] + T0; \quad (3.36)$$

$$t_{Sl}^C(p_{jl}) = TDC_{Sl}(p_{jl}) - t0_{Sl}^{i_0l} + [\Delta T_{tr\ jl} - \Delta T_{tr\ i_0l}] + T0; \quad (3.37)$$

$$t_{Nl}^C(p_{jl}) = TDC_{Nl}(p_{jl}) - t0_{Nl}^{i_0l} + [\Delta T_{tr\ jl} - \Delta T_{tr\ i_0l}] + T0. \quad (3.38)$$

В този случай имаме нужда от 40 константи  $t0$  - по една за всеки канал (фотоумножител) и 100 относителни тригерни закъснения  $\Delta T_{tr}$  - по едно за всеки пиксел.

### Калибриране на останалите ходоскопи на системата за измерване на времето на прелитане

За станциите, които не се използват като тригер (TOF1 и TOF2 в нашия пример), процедурата е много по-проста. За частицата  $p_{ik;mn}$ , преминаваща през пиксел  $ik$  на TOF0 и през пиксел  $mn$  на TOF1, използвайки същите означения, можем да запишем

$$\begin{aligned} TDC_{Bm}(p_{ik;mn}) &= t_{Bm}^{TDC}(p_{ik;mn}) - t_{tr}(p_{ik}) = \\ &= TOF + \frac{y_1}{v_1} + dT_{cable\ Bm} - dT_{tr\ ik}, \end{aligned} \quad (3.39)$$

където  $TOF$  е времето за прелитане на частицата между двете станции,  $y_1$  е вертикалната позиция на попадението в TOF1 и  $v_1$  е средната скорост на светлината в сцинтилационната пръчка на TOF1. Аналогично уравнение може да се напише и за друга частица  $p_{jl;mn}$ , попадаща в същия пиксел на TOF1, но преминаваща през пиксел  $jl$  на TOF0. От двете можем да напишем

$$TDC_{Bm}(p_{ik;mn}) - TDC_{Bm}(p_{jl;mn}) = dT_{tr\ jl} - dT_{tr\ ik}, \quad (3.40)$$

а калибровъчната константа може да бъде дефинирана като

$$t0_{Bm}^{mn} = \langle TDC_{Bm}(p_{jl;mn}) + \Delta T_{tr\ jl} \rangle_{mn} = TOF + \frac{y_1}{v_1} + dT_{cable\ Bm}, \quad (3.41)$$

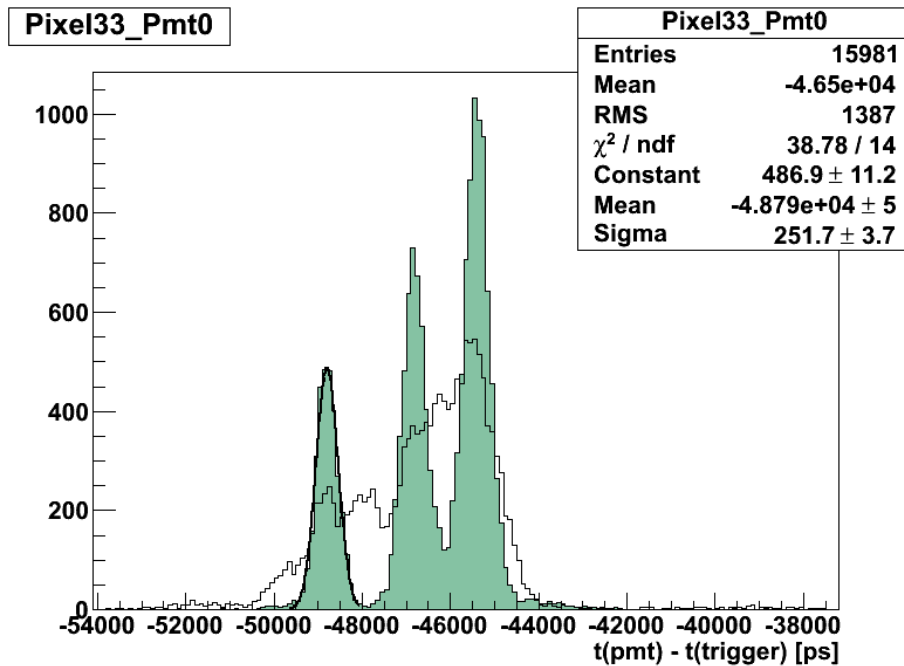
където скобите отново означават усредняване по всички частици попаднали в пиксела  $mn$ . Разликата между разпределенията  $TDC_{Bm}(p_{jl;mn})$  и  $t0_{Bm}^{mn}$  е демонстрирана на Фиг. 3.25. Ясно се вижда ролята на относителното тригерно закъснение  $\Delta T_{tr}$ . След прилагане на корекцията се виждат три пика, които съответстват на  $e$ ,  $\mu$  и  $\pi$  от снопа.

Ако за пресмятането на  $t0_{Bm}^{mn}$  се използват частици, за които времето TOF за прелитане между двете станции е известно, калибровъчната корекция за канала  $B_m$  на TOF1 може да се запише по следния начин:

$$t_{Bm}^C(p_{jl;mn}) = t_{Bm}^{TDC}(p_{jl;mn}) - t_{tr}(p_{jl}) + \Delta T_{tr\ jl} - t0_{Bm}^{mn} + T0 + TOF. \quad (3.42)$$

Аналогични са и корекциите за  $T_m$ ,  $S_n$  и  $N_n$ . Така за калибрирането на TOF1 ще ни бъдат нужни допълнителни 28 константи - по една за всеки канал (фотоумножител). Аналогично за калибрирането на TOF2 ще са необходими 40 допълнителни константи.

За нуждите на абсолютното калибриране по време са подбрани събития с електрони/позитрони (най-левият максимум на Фиг. 3.25), които при импулси над  $50\ MeV$  се движат практически със скоростта на светлината във вакуум.

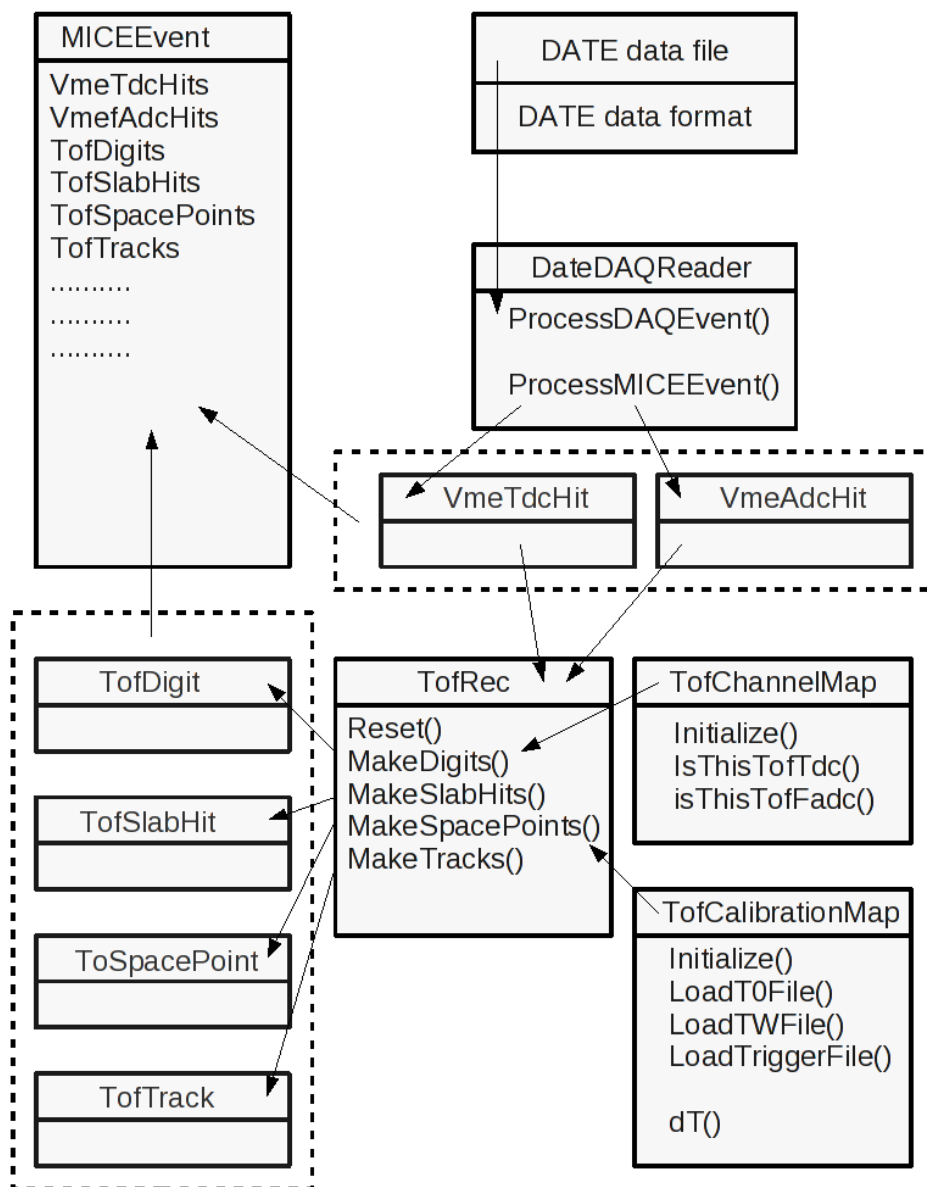


Фигура 3.25: Разликата между измереното в дадения канал на TOF1 време и тригериращия сигнал преди (светла хистограма) и след (хистограма със сив фон) прилагане на корекция за относителното тригерно закъснение. Спектърът е получен от данни, набрани с конфигурация на магнитния канал отговаряща на така наречения **300 MeV пионен сноп**.

## 3.7 Програмно осигуряване на системата за измерване на време на прелитане

### 3.7.1 Алгоритъм за реконструиране на събитията

Схематично описание на структурата и начина на действие на пакета за реконструкция на събитията в детекторите за измерване на време на прелитане е показано на Фиг. 3.26. Този пакет е разработен от автора и сега е част от библиотеката за симулации, реконструкция и анализ на данните G4MICE. Набраните данни от детектора се съхраняват в бинарни файлове, кодирани с помощта на пакета DATE [75], разработен за системата за набиране на данни на експеримента ALICE [76] на ускорителя LHC в CERN. Класът DATEReader управлява изчитането на тези файлове и създаването на обекти от тип VmeTdcHit и VmefAdcHit,



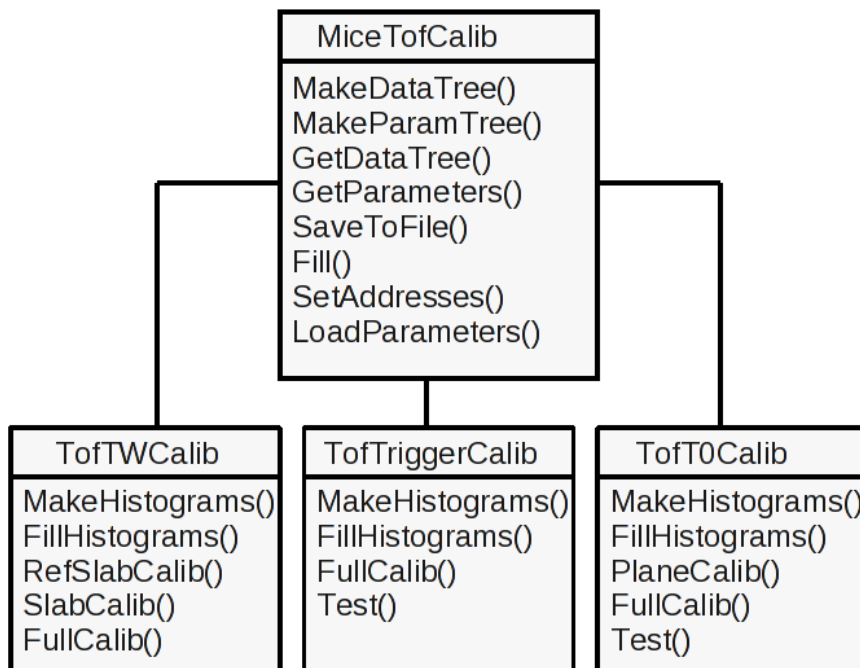
Фигура 3.26: Структура на пакета за реконструкция на събитията от детекторите за измерване на време на прелитане.

дефинирани в библиотеката G4MICE. Тези обекти отговарят за съхранението, обработката и достъпа до данните от време-цифровите преобразуватели (от английски TDC) и бързите аналого-цифрови преобразуватели с паралелно преобразуване (от английски flash ADC). VmeTdcHit и VmefAdcHit обектите биват записани в обект от тип MICEEvent, който съхранява в себе си информация за отклика на всички детектори. В следствие класът TofRec прочита VmeTdcHit и VmefAdcHit обектите и използвайки класовете TofChannelMap и TofCalibrationMap, в последователни стъпки създава вектори от обекти от тип TofDigit, TofSlabHit, TofSpacePoint и TofTrack. Всяка от тези стъпки съответства на все по-високо ниво на реконструкция на събитието. Обектите от тип TofDigit, TofSlabHit, TofSpacePoint и TofTrack също биват записани в обекта контейнер MICEEvent, за да могат в следствие да бъдат използвани от приложенията за анализ на данните.

### 3.7.2 Алгоритъм за реализиране на калибровката

Йерархичната структура на класовете, управляващи процеса на калибриране на детекторите за измерване на време на прелитане, е показана на Фиг. 3.27. Базовият клас MiceTofCalib отговаря за прочитането на набраните от детекторите данни и записа на информацията, необходима за калибровката в обект от тип TTree, дефиниран в библиотеките Root [50]. Този клас е отговорен още и за съхранението и достъпа до калибровъчните константи по време на изпълнението на алгоритъма за калибриране на детекторите.

Класовете TofTWCALIB, TofTriggerCalib и TofT0Calib наследяват базовия клас MiceTofCalib, като всеки един от тях отговаря съответно за време-зарядовата корекция (жаргонният термин на английски е Time Walk correction), абсолютната калибровка по време на тригериращата станция и абсолютната калибровка по време на останалите станции. Редът, в който се изпълняват съответните стъпки от калибровката, е същият като реда, в който са изброени трите класа по-горе. Всеки един от тези три класа има дефинирани функции за създаване и запълване на хистограмите, необходими за пресмятането на калибровъчните константи, както и функции, реализиращи съответните пресмятания. Дефинирани са и тест функции, които работят като опростена реконструкция на събития и могат да пресмятат получената след калибровката разделителна способност по време на отделните ходоскопи. Алгоритъмът за калибриране е напълно автоматизиран, като изпълнението му изисква единствено потребителят да има съвсем базови познания за библиотеката G4MICE. Постигната е максимална гъвкавост на алгоритъма, така че



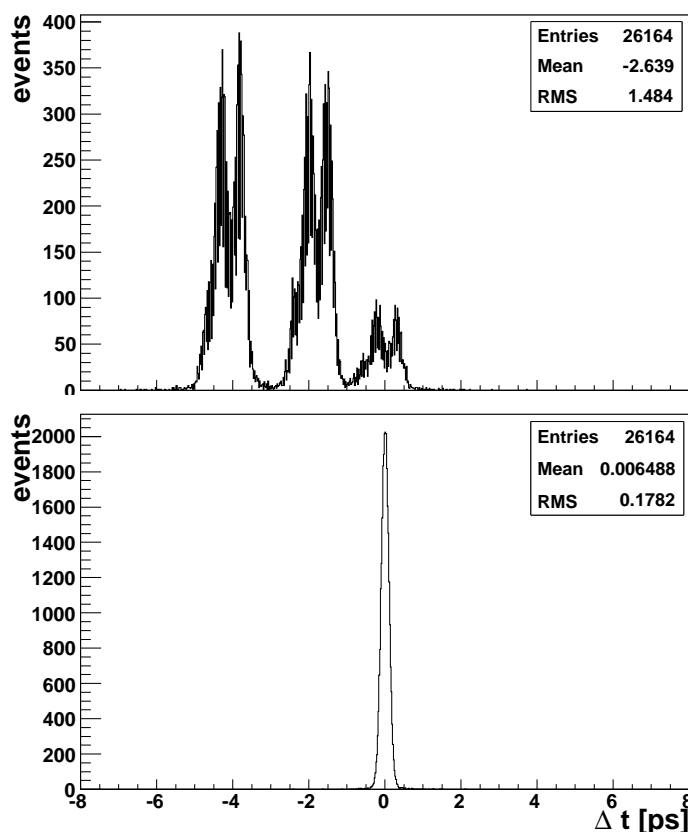
Фигура 3.27: Йерархична структура на класовете за калибриране на детекторите за измерване на време на прелитане.

потребителят да може да използва за различните стъпки от калибровката различен набор от данни, като те могат да бъдат както в DATE така и в Root формат.

### 3.8 Постигнати резултати

Фиг. 3.28 демонстрира ефекта от прилагането на калибровъчните корекции. На нея е показано разпределението на разликата на измерените за дадено събитие времена от сцинтилационните пръчки в двете равнини на TOF0. Разпределенията са получени без налагане на ограничения за мястото на попадение на частицата, така че измерванията могат да са направени от кои да е две сцинтилационни пръчки. Показан е видът на разпределенията преди и след прилагането на калибровъчните корекции.

Разликата между времената, измерени в двете равнини на дадена станция на системата за измерване на време на прелитане, може да бъде

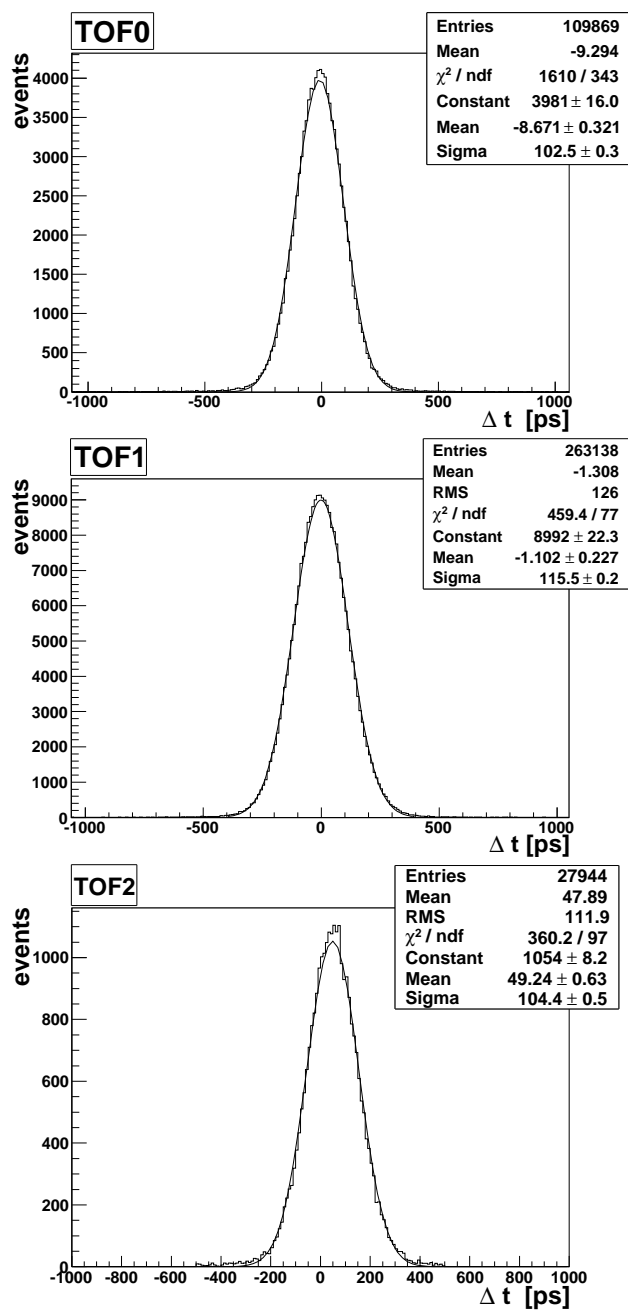


Фигура 3.28: Разликата на измерените времена от двете равнини на TOF0 преди (горе) и след (долу) прилагането на калибровъчните корекции.

използвана и за директно измерване на разделителната способност по време на дадената станция. Разпределението на тази разлика би трябвало да бъде центрирано в нулата, а стандартното му отклонение може да бъде измерено посредством фитиране с Гаусова функция. От друга страна измереното време на преминаване на частицата през дадената станция се задава от средното от времената, измерени в двете равнини. Неопределеността на това измерване е точно равна на стандартното отклонение на разликата, разделено на две.

На Фиг. 3.29 са показани разпределенията на разликите на измерените времена в TOF0, TOF1 и TOF2. Получените стойности за стандартно отклонение на разликата на времената от двете равнини на TOF0, TOF1 и TOF2 са съответно 102 ps, 115 ps и 104 ps. Получените стойности на





Фигура 3.29: Разпределения на разликите на измерените времена от двете равнини на сцинтилационните ходоскопи TOF0 (горе), TOF1 (в средата) и TOF2 (долу).

средната разделителна способност на единичен брояч и разделителната способност на измерването на времето от съответния ходоскоп са показани в Таблица 3.2.

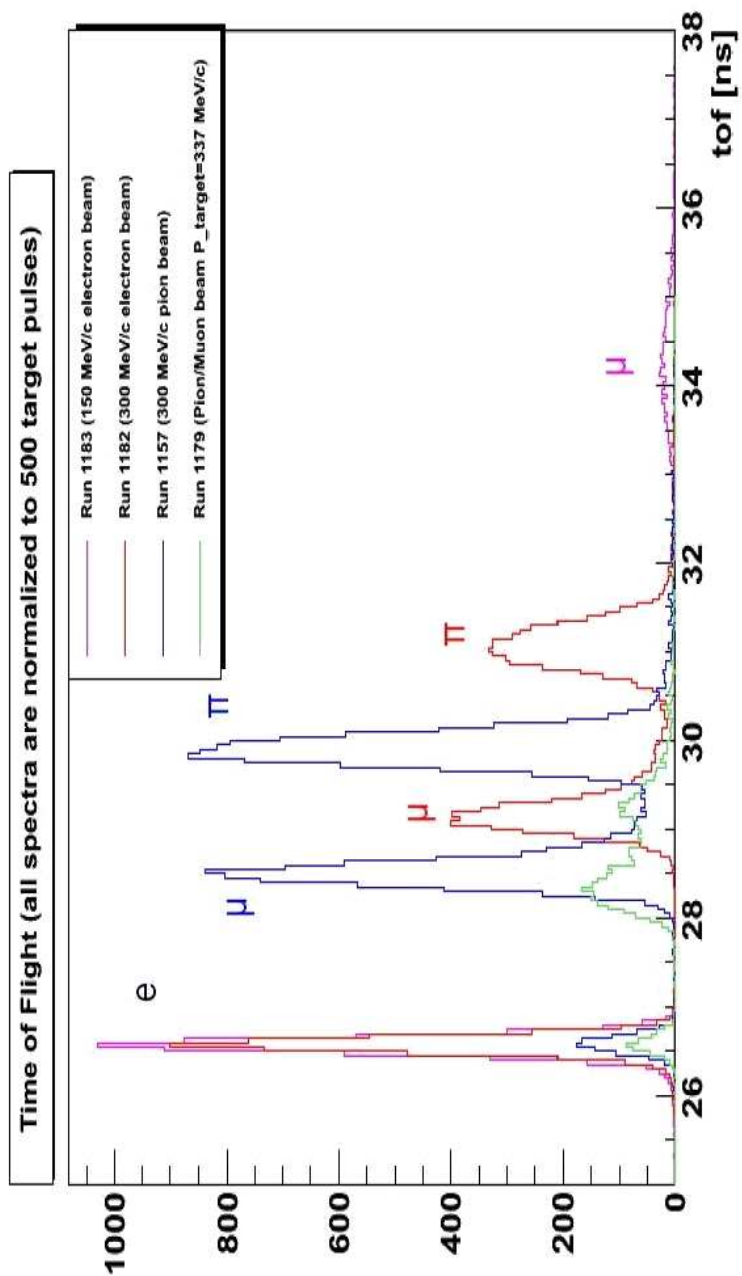
| детектор | $\sigma_{\Delta t}$ [ps] | $\sigma$ [ps]<br>за брояч | $\sigma$ [ps]<br>за измерването |
|----------|--------------------------|---------------------------|---------------------------------|
| TOF1     | 102                      | 72                        | 51                              |
| TOF2     | 115                      | 82                        | 57                              |
| TOF1     | 104                      | 74                        | 52                              |

Таблица 3.2: Получените разделителни способности по време за трите станции на системата за измерване на време на прелитане.

Таблица 3.3 може да послужи за сравнение на разделителните способности за единичен брояч, постигнати на други експерименти със сходни детектори, базирани на пластмасов сцинтилатор. Вижда се, че постигнатата на експеримента MICE разделителна способност по време е една от най-добрите, постигнати с детектори, използващи пластмасов сцинтилатор.

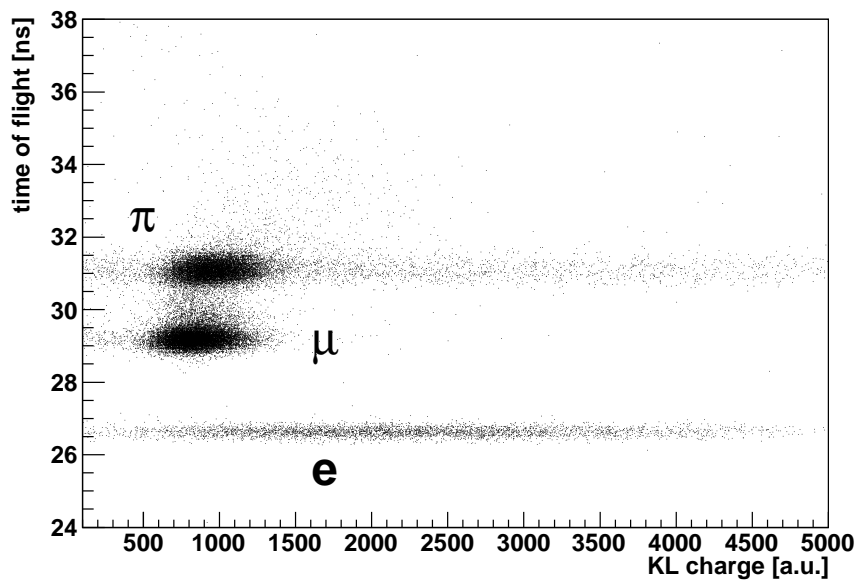
| детектор        | сцинтилатор  | фотоумн.      | $\sigma$ [ps] |
|-----------------|--------------|---------------|---------------|
| HARP [77]       | BC408        | XP2020        | 160           |
| DIRAC [78]      | BC420        | Ham. R1828-01 | 123           |
| NA49 [79]       | BC408        | Ham. R3478    | 80            |
| DASP [80]       | NE110        | RCA 8575      | 210           |
| E813 [81]       | BC408        | Ham. H1949    | 110           |
| ARGUS [82]      | NE110        | RCA8575       | 210           |
| CLEOII [83]     | BC408        | XP2020        | 139           |
| $N\bar{N}$ [84] | NE110        | XP2020        | 300           |
| OBELIX [85]     | NE110        | XP2020        | 170           |
| E735 [86]       | BC408        | XP2020        | 110           |
| MARKIII [87]    | NE Pilot F   | XP2020        | 170           |
| DELPHI [88]     | NE110        | EMI19902KB    | 1200          |
| CLAS [89]       | BC408        | XP43132B/D1   | 163           |
| MICE            | BC420, BC404 | Ham. R4998    | 72 - 82       |

Таблица 3.3: Разделителни способности по време за единичен брояч, постигнати на други експерименти със сходни детектори, използващи пластмасов сцинтилатор.



Фигура 3.30: Спектри на времената на прелитане на частиците между ходоскопите TOF0 и TOF1 за пакети от данни 1157, 1182, 1179 и 1183. Всички спектри са нормирани за 500 активации на мишената.

На Фиг. 3.30 е демонстрирана способността на системата за измерване на време на прелитане да идентифицира електроните, мюоните и пионите за различни настройки на магнитния канал. Пакети от данни с номера 1157, 1182 и 1183 са различни варианти на настройки на магнитния канал на снопа от тип **пионен сноп**. В спектрите по времената на прелитане ясно се виждат максимумите, съответстващи на електрони, мюони и пиони. Пакет 1179 използва настройка на магнитния канал на снопа от тип **пион/мюонен сноп**.



Фигура 3.31: Двумерно разпределение на събитията по време на прелитане и отклик на калориметъра KL.

На Фиг. 3.31 е демонстрирано взаимодействието на системата за измерване на времена на прелитане с калориметъра KL. Фигурата показва двумерно разпределение на събитията по време на прелитане и отклик на калориметъра. Както се очаква, сигналите от мюоните (минимално йонизираща частица) са групирани в ограничена област. Същото важи и за пионите, но при тях се наблюдава ”опашка“, дължаща се на взаимодействието на някои от тях с ядрата на веществото на калориметъра. Електроните генерират порои в KL. В резултат на това амплитудите на сигнала, който те генерират в калориметъра, са силно разхвърляни, поради което се наблюдава широка ивица в двумерното разпределение.

# Глава 4

## Приноси

- Със същественото участие на автора е създадена система от сцинтилационни ходоскопи за прецизно измерване на времената на попадане и прелитане на частиците в експеримента MICE;
- В резултат на специални тестови измервания е оптимизиран изборът на веществото на сцинтилаторните елементи, фотоумножителите и електрониката за регистрирането на сигналите на системата;
- От автора са предложени и разработени методи и алгоритми за корекция и за калибровка на измерените сигнали. Предложените алгоритми са реализирани във вид на система от библиотеки на C++, която е важна част от компютърното осигуряване на експеримента MICE;
- Експериментално е показано, че изградената детекторна система и създадените алгоритми и компютърни програми осигуряват неопределеност в измерените времена на попадане и прелитане от  $\sim 50$  ps и  $\sim 80$  ps, съответно, които са достатъчни за постигане на целите на експеримента MICE и са едни от най-добрите за подобни системи в световен мащаб;
- Разработен е пакет от програми за симулиране на високоинтензивния сноп от неутрина, получен в резултат на разпаданията на мюони в специално конструиран ускорителен комплекс, наречен неутринна фабрика;
- С помощта на този пакет е показано, че посредством подходящ избор на ограничения върху експериментално измерими величини и съответни апроксимации на техните разпределения е възможно статистическото разделяне на събитията от разсейване върху

електрони от тези върху нуклеони с точност от няколко процента. Това открива възможност за мониториране на интензивността на неутринния сноп с достатъчна точност чрез използването на такива процеси.

## Глава 5

# Благодарности

Бих искал да изкажа моята голяма благодарност на научния си ръководител доц. д-р. Румен Ценов за искрата, която той запали в мен и за напътствията, с които ме водеше по пътя ми на физик. Искам да изкажа благодарност на членовете на колаборацията MICE и по-специално на M. Banesini, A. Blondel, J.S. Graulich и M. Ellis за предоставената ми възможност и за доверието, което имаха в мен. Също бих искал да благодаря на всички приятели от катедра Атомна физика за топлия прием и за дружеския дух.

## Глава 6

# Списък с публикации на автора във връзка с дисертацията

### Публикации в списания и доклади на конференции:

1. T. Abe,...,Y. Karadzhov et al., Detectors and flux instrumentation for future neutrino facilities, JINST, v.4 (2009), T05001.
2. R.Bertoni,...,Y. Karadzhov et al., The design and commissioning of the MICE upstreal time-of-flight system, Nucl. Instr. and Meth. A 615 (2010) 14.
3. Y. Karadzhov, NF beam and elastic scattering off electrons in the near detector, Detector working group workshop of NF-ISS, CERN, 2-5 July, 2006, <http://dpnc.unige.ch/users/blondel/detectors/NFsimul.ppt>.
4. Y.Karadzhov, Monte Carlo simulation of the performance of the particle identification (PID) system of the MICE (Muon Ionization Cooling Experiment), PoS(Nufact08)128, Nufact08, Valencia, Spain 2008, [http://pos.sissa.it/archive/conferences/074/128/Nufact08\\_128.pdf](http://pos.sissa.it/archive/conferences/074/128/Nufact08_128.pdf).
5. Y. Karadzhov, Neutrino Factory Near Detector Simulation, Poster 56 Nufact08, Chicago, USA 2009.
6. Y. Karadzhov and R.Tsenov, Neutrino factory near detector simulation, Годишник на Софийския университет, Физически факултет, Том 103, 2010.



**Вътрешни публикации на колаборацията MICE:**

1. Bonesini, M. Bogomilov, J. S. Graulich, V. Verguilov, Y. Karadzhov, R. Tsenov, Study of the MICE TOF prototypes performance at the BTF test beam, MICE note 163, 23.02.2007.
2. R. Bertoni, M. Bonesini, Y. Kharadzov, M. Rayner and S. Terzo, Tests in magnetic field of conventional Hamamatsu R4998 PMTs, MICE note 201, 05.02.2008.
3. MICE Collaboration, Y. Karadzhov et al., MICE Status report - December 2008, MICE note 230, 17.12.2008.
4. Y. Karadzhov, M. Bonesini, J. S. Graulich, R. Tsenov, TOF Detectors Time Calibration, MICE note 251, 08.04.2009.
5. MICE Collaboration, Y. Karadzhov et al., MICE Status Report - October 2009, MICE note 267, 08.10.2009.
6. R. Bertoni, M. Bonesini, A. de Bari, G. Cecchet, Y. Karadzhov, R. Mazza, The construction of the MICE TOF2 detector, MICE note 286, 02.03.2010.

(Всички вътрешни съобщения на колаборацията MICE са достъпни на адрес: <http://mice.iit.edu/notes/notes.html>)

**Доклади на срещи на колаборацията MICE:**

1. Y.Karadzhov, Analysis of TOF data, MICE Collaboration Meeting 16, RAL, 8-11 October 2006.
2. Y.Karadzhov, BTF TOF test results, MICE Collaboration Meeting 17, CERN, 22-25 February 2007.
3. Y.Karadzhov, Progress and plans on PID simulation and analysis, MICE Collaboration Meeting 18, RAL, 13-16 June 2007.
4. Y.Karadzhov, Review of PID Simulation and reconstruction results, MICE Collaboration Meeting 19, RAL, 7-10 October 2007.
5. Y.Karadzhov, CKOV Software, MICE Collaboration Meeting 20, RAL, 10-13 February 2008.

*Глава 6. Списък с публикации на автора във връзка с дисертацията*121

6. Y.Karadzhov, TOF Calibration,  
MICE Collaboration Meeting 25, RAL, 4-7 November 2009.
7. Y.Karadzhov, TOF Software report,  
MICE Collaboration Meeting 25, RAL, 4-7 November 2009.

(Всички доклади от срещи на колаборацията MICE са достъпни на адрес: <http://www.mice.iit.edu/cm/cm.html>)

# Библиография

- [1] W. Pauli, Letter sent to the Tübingen conference, December 1930.
- [2] F.Reines et al. Science 124 (1956) 103.
- [3] A. Pich, The Standard Model of Electroweak Interactions, arXiv:hep-ph/0502010v1 .
- [4] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ 33 (1957) 549 (Sov. Phys. JETP 6 (1958) 429).
- [5] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ 34 (1958) 247 (Sov. Phys. JETP 7 (1968) 172).
- [6] R. Davis, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1205.
- [7] Q.R. Ahmad, et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 071301.
- [8] Q.R. Ahmad, et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301.
- [9] R. Mohapatra and P. Pal, Massive neutrinos in physics and astrophysics, Third edition.
- [10] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D 17(9) 2369 (1978).
- [11] S. P. Mikheev and A. Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985) 913.
- [12] J.N. Bahcall, A.M. Serenelli, S. Basu, Astrophys. J. 621 (2005) L85.
- [13] B.T. Cleveland, et al., Astrophys. J. 496 (1998) 505.
- [14] J.N. Abdurashitov, et al., SAGE Collaboration, J. Exp. Theor. Phys. 95 (2002) 181.
- [15] W. Hampel, et al., GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B 447 (1999) 127.

- [16] M. Altmann, et al., GNO Collaboration, Phys. Lett. B 616 (2005) 174.
- [17] Y. Fukuda, et al., Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1683.
- [18] Y. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A501 (2003) 418.
- [19] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.
- [20] Q.R. Ahmad, et al., SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011302.
- [21] S.N. Ahmed, et al., SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 181301.
- [22] B. Aharmim, et al., SNO Collaboration, Phys. Rev. C 72 (2005) 055502.
- [23] M. Apollonio, et al., Phys. Lett. B 466 (1999) 415.
- [24] M. Apollonio et al., Eur. Phys. J. C 27 (2003) 331.
- [25] K. Eguchi et al. KamLAND Collaboration, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802.
- [26] S. Abe et al. Phys.Rev.Lett.100 (2008) 221803.
- [27] S.H. Ahn, et al., K2K Collaboration, Phys. Lett. B 511 (2001) 178.
- [28] E. Aliu, et al., K2K Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 081802.
- [29] D.G. Michael, et al., MINOS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 191801.
- [30] Michele Maltoni, Three-flavour neutrino oscillation update and comments on possible hints for a non-zero  $\theta_{13}$ , arXiv:0812.3161v1.
- [31] M.C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, Phys. Rep. 460 (2008) 1.
- [32] OPERA Collaboration (M. Guler et al.), OPERA: An appearance experiment to search for  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  oscillations in the CNGS beam. Experimental proposal, CERN-SPSC-2000-028, CERN-SPSC-P-318, LNGS-P25-00, Jul 2000.
- [33] R. Acquafredda, et al., OPERA Collaboration, New J. Phys. 8 (2006) 303.

- [34] T2K Collaboration, Tokai-to-Kamioka (T2K) Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Proposal, April 2006,  
[http://j-parc.jp/NuclPart/pac\\_0606/pdf/p11-Nishikawa.pdf](http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p11-Nishikawa.pdf)
- [35] NO $\nu$ A Collaboration, Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$  Oscillations in the NuMI Beamline, March 2005,  
[http://nova-docdb.fnal.gov/0005/000593/001/NOvA\\_P929\\_March21\\_2005.pdf](http://nova-docdb.fnal.gov/0005/000593/001/NOvA_P929_March21_2005.pdf).
- [36] NO $\nu$ A Technical Design Report,  
[http://www-nova.fnal.gov/nova\\_cd2\\_review/tdr\\_oct\\_23/tdr.htm](http://www-nova.fnal.gov/nova_cd2_review/tdr_oct_23/tdr.htm).
- [37] K. Long, The International Design Study for the Neutrino Factory, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements 188 (2009), 194.
- [38] S. Geer. Phys. Rev. D57 (1998) 6989.
- [39] K. Long, Physics at a future Neutrino Factory and super-beam facility, arXiv:0710.4947v2.
- [40] T. Abe et al., JINST 4 T05001 (2009).
- [41] H Kirk et al. A proposal to the ISOLDE and Neutron Time-of-Flight Experiments Committee: Studies of a Target System for a 4-MW, 24 GeV proton Beam. CERN-INTC-2004-016, 2006.
- [42] S. Rigolin, Physics reach of  $\beta$ -beams and  $\nu$ -factories: the problem of degeneracies, arXiv:hep-ph/0509366v1 .
- [43] T. Jian amd W. Walter, Physical Review D, 80 (2009), 053001.
- [44] V. Barger et al., Precision physics with a wide band super neutrino beam, hep-ph/0607177.
- [45] D. Neuffer, Multi-TeV Muon Colliders, AIP Conf. Proc. 156 (1987) 201.
- [46] Mohammad M. Alsharo'a et al., Recent progress in neutrino factory and muon collider research within the Muon Collaboration, Phys. Rev. ST Accel. Beams 6 (2003) 081001.
- [47] J. Scott Berg, Introduction to the Muon Collider Study Group,  
<http://www.cap.bnl.gov/mumu/info/intro.html>.

- [48] V. Shiltsev, Muon Collider vs CLIC: Common Problems, Different Problems, LEMC-09, Fermilab,  
[http://www.muonsinc.com/lemc2009/presentations/Shiltsev\\_MCvsCLIC\\_LEMC09.pdf](http://www.muonsinc.com/lemc2009/presentations/Shiltsev_MCvsCLIC_LEMC09.pdf).
- [49] D. Bardin and V. Dokuchaeva, Nucl. Phys. B287 (1987) 839.
- [50] Root web site <http://root.cern.ch> .
- [51] CLHEP web site [www.cern.ch/clhep](http://www.cern.ch/clhep) .
- [52] Лептони и кварки, Л.Б.Окунь.
- [53] P. Vilain et al, Phys. Lett. B 364 (1995) 121.
- [54] S. R. Mishra et al., Phys. Lett. B 252 (1990) 170.
- [55] GENIE web site <http://www.genie-mc.org> .
- [56] C. Andreopoulos et al., The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator, Nucl. Instrum. Meth. A614 (2010) 87.
- [57] MICE web site <http://mice.iit.edu> .
- [58] A. Blondel et al., Proposal, RAL 2003.
- [59] F. Neri and G. Rangarajan, Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1073.
- [60] G. Penn and J. S. Wurtele, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 764.
- [61] A. N. Skrinsky and V. V. Parkhomchuk, Sov. J. Nucl. Phys. 12 (1981) 223.
- [62] D. Neuffer, Particle Accelerators 14 (1983) 75.
- [63] G. Capon and Kloe collaboration, Nuclear Physics A 623 (1997) 237.
- [64] R. Bertoni et al., The design and commissioning of the MICE upstream time-of-flight system, Nucl. Instr. and Meth. A 615 (2010) 14.
- [65] M. Bonesini et al. The design of MICE TOF0 detector, MICE note 145.
- [66] Tosca 2D и Tosca 3D <http://www.vectorfields.com> .
- [67] I. Rusinov, Stretcher-splitter: design, test results, production, доклад на MICE Collaboration Meeting 20. <http://indico.cern.ch/contributionDisplay.py?contribId=40&sessionId=1&confId=26983> .

- [68] Катедра "Атоман физика" <http://atomic.phys.uni-sofia.bg/> .
- [69] R.Bertoni et al., Tests in magnetic field of conventional Hamamatsu R4998 PMTs, MICE note 201.
- [70] The DAFNE Beam-Test Facility,  
<http://www.lnf.infn.it/acceleratori/btf/>
- [71] M. Bonesini et al., Study of the MICE TOF prototypes performance at the BTF test beam, MICE note 163.
- [72] B. Bencheikh et al., Nucl. Instr. and Meth. A315 (1992) 349.
- [73] D.A.Simon, Guideit v1.1 Manual 1993.
- [74] Y. Karadzhov et al., TOF Detectors Time Calibration, MICE note 251.
- [75] ALICE Data Acquisition,  
[http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2\\_DAQ.html](http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_DAQ.html) .
- [76] The ALICE Collaboration, EPJC 65 (2010) 111.
- [77] M. Baldo-Ceolin, Nucl. Instr. and Meth. A 532 (2004) 548.
- [78] B. Adeva, et al., Nucl. Instr. and Meth A 491 (2002) 41.
- [79] G. Palla, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 451 (2000) 406.
- [80] W. Braunschweig, et al., Nucl. Instr. and Meth. 134 (1976) 261.
- [81] V. Sum, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 326 (1993) 489.
- [82] R. Heller, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 235 (1985) 26.
- [83] Y. Kubota, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 320 (1992) 66.
- [84] M. Baldo Ceolin, et al., Nuovo Cimento 105A (1992) 1679.
- [85] G.C. Bonazzola, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 356 (1995) 270.
- [86] S. Benerjee, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 269 (1988) 121.
- [87] E.S. Smith, et al., Nucl. Instr. and Meth A 432 (1999) 265.
- [88] J.M. Bennloch, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 292 (1990) 319.
- [89] J.S. Brown, et al., Nucl. Instr. and Meth. 221(1984) 503.