

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE  
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

TESI DI DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA

Misura della dipendenza dal numero  
di massa della reazione  $A(\pi^+, \pi^+\pi^\pm)$

dottorando: Faustino Bonutti '64

tutore: prof. Rinaldo Rui

coordinatore: prof. Paolo Schiavon

Rinaldo Rui  
Paolo Schiavon

cn

VIII CICLO

Anno di Corso 1992-1993

# Indice

Introduzione

## Parte I - Introduzione teorica

<b>1</b>	<b>Lagrangiane effettive</b>	<b>4</b>
1.1	La rottura spontanea della simmetria chirale . . . . .	4
1.2	PCAC e pioni soffici . . . . .	5
1.3	Cenni sulla Teoria Perturbativa Chirale . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Interazione del pione con il nucleone e con la materia nucleare</b>	<b>9</b>
2.1	L'interazione $\pi N$ . . . . .	9
2.1.1	Interazione di bassa energia in onda $s$ . . . . .	11
2.1.2	Interazione in onda $p$ . . . . .	12
2.2	L'interazione del pione con la materia nucleare . . . . .	12
2.2.1	Il potenziale ottico $U$ di interazione pione-materia nucleare . . . . .	14
2.2.2	Interazione del pione con un gas di fermi: il modello particella-buca . . .	15
2.2.3	La rinormalizzazione del propagatore pionico nella materia nucleare . . .	16
<b>3</b>	<b>Interazione del pione con i nuclei ed interazione <math>\pi\pi</math></b>	<b>20</b>
3.1	Diffusione $\pi$ -A a basse energie . . . . .	20
3.2	Diffusione $\pi$ -A ad energie intermedie: il modello $\Delta$ -buca . . . . .	21
3.3	Reazioni inelastiche, di scambio carica e di assorbimento . . . . .	23
3.4	La reazione di produzione pionica . . . . .	25
3.4.1	La reazione elementare $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ . . . . .	25
3.4.2	Reazioni di produzione pionica indotte su nuclei . . . . .	28
3.5	L'interazione $\pi\pi$ nel canale $I=J=0$ e sue modificazioni nella materia nucleare. . .	37

## Parte II - Esperimento e Risultati

<b>4</b>	<b>L'apparato sperimentale</b>	<b>42</b>
4.1	Ciclotrone e canale M11 al TRIUMF . . . . .	43
4.2	Il dipolo magnetico dello spettrometro e i bersagli . . . . .	44
4.3	Tracciamento delle traiettorie . . . . .	46
4.3.1	La camere a fili proporzionali WC1 e WC2 . . . . .	47
4.3.2	La camera a deriva WC3 . . . . .	51
4.3.3	La camera vettoriale a deriva WC4 . . . . .	54
4.4	Identificazione in massa e molteplicità dell'evento . . . . .	56
4.4.1	I telescopi del Chaos Fast Trigger . . . . .	57
4.4.2	Il sistema di monitoraggio dei fototubi . . . . .	59
4.5	Elettronica ed acquisizione . . . . .	61
4.5.1	Primo livello di trigger . . . . .	62
4.5.2	Il trigger di secondo livello . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Calibrazione dei CFT e identificazione in massa delle particelle</b>	<b>73</b>
5.1	Scintillatori $\Delta E1$ . . . . .	73
5.2	Scintillatori $\Delta E2$ . . . . .	77
5.3	Radiatori di luce Čerenkov . . . . .	78

5.4	Il rigetto dei muoni . . . . .	83
5.5	Procedure di identificazione in massa . . . . .	84
5.5.1	Il metodo dei tagli autocalibrati . . . . .	86
5.5.2	Ulteriori algoritmi di identificazione . . . . .	90
5.5.3	Il metodo delle reti neurali . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Riduzione dei dati</b>	<b>98</b>
6.1	Struttura dei dati . . . . .	98
6.2	Il programma di analisi . . . . .	99
6.3	La routine di ricostruzione del momento . . . . .	104
6.4	Identificazione in massa . . . . .	106
6.5	Classificazione delle reazioni . . . . .	117
<b>7</b>	<b>Analisi dei dati e risultati</b>	<b>127</b>
7.1	<i>Skimming</i> dei dati . . . . .	127
7.2	Simulazioni montecarlo GEANT per le correzioni sull'accettanza dell'apparato .	130
7.3	Distribuzioni energetiche dei pioni emessi dalle reazioni di produzione pionica sui nuclei di $^2H$ , $^{12}C$ , $^{40}Ca$ , $^{208}Pb$ . . . . .	131
7.3.1	Confronto con lo spazio delle fasi . . . . .	132
7.4	Analisi comparata delle distribuzioni di massa invariante dei due pioni nei canali $(\pi^+, \pi^-)$ ( $I_z=0$ ) e $(\pi^+, \pi^+)$ ( $I_z=2$ ) emessi nelle reazioni di produzione pionica su nuclei di $^2H$ , $^{12}C$ , $^{40}Ca$ , $^{208}Pb$ . . . . .	132
7.4.1	Analisi in onde parziali della distribuzione di massa invariante della coppia $(\pi^+, \pi^-)$ . . . . .	144
7.5	Confronto dei risultati con le previsioni dei modelli . . . . .	145
7.6	Evidenza del nucleone spettatore nella reazione di produzione pionica indotta su nuclei . . . . .	148
<b>8</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>151</b>

## Introduzione alla fisica di CHAOS

CHAOS (Canadian High Appetance Orbital Spectrometer) [1] è uno spettrometro magnetico con un'accettanza angolare di  $340^\circ$  nel piano orizzontale e di  $\pm 7^\circ$  in quello verticale, con il quale si studiano le reazioni indotte da pioni su nucleoni e nuclei fino ad energie di 300 MeV, con una risoluzione di  $\Delta p/p$  di 1-2%.

Lo spettrometro CHAOS è attualmente operante presso il TRIUMF. Esso è caratterizzato da una bassa soglia energetica di rivelazione ( $\sim 8$  MeV per pioni), da un'alta efficienza di identificazione in massa delle particelle rivelate ( $\sim 99\%$  per  $\pi$ ,  $p$  e  $d$ ,  $> 96$  per  $\pi$  ed  $e$ ) e da un'alta velocità di acquisizione ( $\sim 10$  MHz). Grazie a queste sue caratteristiche uniche, CHAOS è in grado di compiere misure in coincidenza di reazioni di bassa energia, misurando momento ed angolo di emissione di ogni prodotto di reazione emesso all'interno della sua copertura angolare ed energetica.

La costruzione dello spettrometro, iniziata nel 1990, è stata ultimata nell'estate del 1993, secondo i tempi ed i modi previsti dal progetto, frutto di una collaborazione internazionale tra ricercatori del Dipartimento di Fisica e dell'INFN di Trieste e dei laboratori canadesi del TRIUMF, e con l'apporto di ricercatori di altre istituzioni nordamericane.

L'interesse per la fisica sperimentale con sonde pioniche a basse energie, ha subito un notevole impulso negli ultimi anni perchè può far luce su numerosi aspetti ancora inediti della complessa fenomenologia dell'interazione tra nucleoni e mesoni leggeri a energie dell'ordine del GeV e perchè in grado di fornire dei test sulla Teoria Perturbativa Chirale ( $\chi PT$ ).

Il programma di ricerca di CHAOS è suddiviso in due linee:

- Studio degli aspetti fondamentali dell'interazione  $\pi N$  e  $\pi-\pi$  a basse energie (fino a 300 MeV del pione incidente), con scopo di misurare parametri fondamentali della QCD a basse energie, e della teoria perturbativa chirale. In particolare:

1. Studio dei diversi diagrammi che contribuiscono alla reazione elementare di produzione pionica, con la misura delle costanti di accoppiamento dei vertici di interazione  $\Delta\Delta\pi$ ,  $NN^*\pi$  e  $N^*\Delta\pi$ . Il numero dei diagrammi coinvolti nella reazione elementare di produzione pionica dipende dall'energia del pione incidente e dal canale di reazione:

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$$

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$$

2. Misura del potere analizzante  $A_y$   $\pi^\pm \vec{p}$  tra 20 e 140 MeV a tutti gli angoli per l'analisi dello sfasamento nella diffusione  $\pi N$ , e per stabilire dei limiti al valore del termine  $\Sigma_{\pi N}$ , connesso con il contenuto di stranezza del protone.
3. Misura delle lunghezze di diffusione  $a_0^0$  e  $a_2^0$  del sistema  $\pi\pi$  in onda S nei canali di isospin  $I=0,2$  e loro confronto con i valori previsti dalla teoria perturbativa chirale.

- Misure di reazioni nucleari indotte da pioni su nuclei (fino a 300 MeV di energia del pione incidente) per lo studio della fenomenologia dei meccanismi di reazione e della loro modificazione in presenza della materia nucleare. In particolare:

1. Misura delle sezioni d'urto differenziali ed integrali delle reazioni  $A(\pi, 2\pi)$ , con lo scopo di studiare la dinamica di produzione e di propagazione del pione nella materia nucleare. Oltre ad influire sul meccanismo elementare di produzione pionica che avviene su un singolo nucleone, la materia nucleare può dar luogo a meccanismi di produzione pionica a più nucleoni.
2. Misura della massa invariante a soglia del sistema  $\pi\pi$  nel canale  $I_z=J=0$  e studio delle modificazioni indotte dalla materia nucleare sulla dinamica di interazione. Tale stato gioca un ruolo fondamentale nell'interazione  $NN$  a distanze  $0.5 < d < 1.5$  fm, ma nel vuoto l'interazione tra i due pioni non è abbastanza forte da produrre uno stato risonante. Alcuni modelli ([3],[61]) predicono una forte distorsione dell'intensità dell'interazione all'interno della materia nucleare, prevedendo un'accumulo di forza di coesione dei due pioni vicino a soglia. Altri calcoli invece, fatti con le prescrizioni dettate dai limiti chirali, sembrano contraddire l'esistenza di tali distorsioni. Queste misure possono essere usate per un test sulle previsioni delle teorie effettive delle interazioni adroniche di bassa energia.
3. Misura delle sezioni d'urto differenziali e integrali delle reazioni  $\vec{A}(\pi, \pi p)$ ,  $\vec{A}(\pi, \pi 2p)$  e  $\vec{A}(\pi, 2p)$  per lo studio dell'interazione spin-orbita del sistema  $\Delta$ -nucleo e delle ampiezze di inversione di spin.
4. Misura esclusive di reazioni di doppio scambio carica  $A(\pi^+, \pi^- p)$  e  $A(\pi^+, \pi^- pp)$  per lo studio dell'interazione N-N e per la ricerca di stati *esotici* di dibarione.

Il lavoro presentato in questa tesi di dottorato riguarda la seconda linea di ricerca, in particolare il punto 2). All'inizio del corso del dottorato mi sono recato una prima volta presso il laboratorio del TRIUMF per prendere parte alla costruzione del trigger di primo livello dello spettrometro, ed una seconda per partecipare all'allestimento finale dello spettrometro e alla fase di presa dati. Successivamente mi sono occupato della intera calibrazione dei rivelatori del trigger di primo livello. La principale parte della mia attività di ricerca è stata l'analisi dei dati delle reazioni di produzione pionica indotta su nuclei di Deuterio, Carbonio, Calcio e Piombo. Ho collaborato alla stesura del programma di analisi *off-line*, e ho dato un contributo originale alle procedure di identificazione in massa delle particelle. Infine mi sono occupato del confronto dei dati sperimentali con i modelli teorici, traendo alcune conclusioni.

**PARTE I : INTRODUZIONE TEORICA**

# Capitolo 1

## Lagrangiane effettive

Nei processi adronici di bassa energia, in cui l'energia totale del sistema nel centro di massa è  $\sim 1$  GeV, le particelle che prendono parte all'interazione mantengono una distanza tale da poter prescindere dalla loro struttura interna (quark), esse conservano la loro individualità, e i gradi di libertà rilevanti del sistema fisico sono i campi ad esse associati. In questa approssimazione, l'interazione può essere descritta facendo uso di lagrangiane costruite combinando tra loro i campi delle particelle, con la prescrizione di soddisfare le richieste fondamentali imposte dalle simmetrie del sistema fisico.

### 1.1 La rottura spontanea della simmetria chirale

Da un punto di vista teorico, le masse dei quark nella QCD, possono essere viste come parametri liberi. Sperimentalmente noi sappiamo che le masse dei quark  $u$  e  $d$  sono piccole e vicine, se riferite alla scala energetica adronica dell'ordine del GeV ( $m_u \leq 8 \text{ MeV}$ ,  $m_d \leq 15 \text{ MeV}$ ). Se ci poniamo nell'approssimazione  $m_u = m_d$ , la lagrangiana della QCD diventa invariante rispetto alle trasformazioni di isospin  $SU(2)$  applicate al doppietto  $\psi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ :

$$\psi \rightarrow \psi = e^{-\frac{i}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{\alpha}} \psi \quad (1.1)$$

dove  $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$  sono le matrici di Pauli e  $\vec{\alpha} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$  sono dei parametri costanti. In tale limite, la massa del neutrone e del protone diventano uguali. Per il teorema di Noether, a tale simmetria è associata una corrente conservata, che in questo caso è la corrente vettoriale  $V^\mu = \bar{u} \gamma^\mu d$ . In realtà  $m_u \neq m_d$ , per cui la simmetria  $SU(2)$  viene rotta esplicitamente. L'hamiltoniana viene allora scritta come:

$$\mathcal{H}_{QCD} = \mathcal{H}_o + \mathcal{H}_{SB} \quad (1.2)$$

dove:

$$\mathcal{H}_{SB} = \frac{1}{2} (m_d - m_u) \int d^3x (\bar{d}d - \bar{u}u) \quad (1.3)$$

è la parte che rompe la simmetria  $SU(2)$ , mentre  $\mathcal{H}_o$  è la parte simmetrica rispetto al gruppo  $SU(2)$ . L'entità della rottura della simmetria di isospin è quindi determinata dalla differenza tra le masse dei quark  $u$  e  $d$ . Possiamo dire che la simmetria  $SU(2)$  è una simmetria approssimata, nel senso che i valori delle masse  $m_u$  ed  $m_d$  sono di poco diversi, e la sua rottura si ripercuote sulla lieve differenza tra la massa del neutrone e quella del protone ( $m_n = 939.57 \text{ MeV}$ ,  $m_p = 938.27 \text{ MeV}$ ) [4]. Riferendoci ai piccoli valori delle masse dei quark  $u$  e  $d$  comparati alla scala energetica adronica, ci chiediamo cosa succede se poniamo  $m_u = m_d = 0$ . In questo caso la lagrangiana della QCD acquista una simmetria ulteriore, essendo ora invariante oltre che per

trasformazioni  $SU(2)$ , anche per trasformazioni  $SU(2)$  applicate separatamente sulle componenti *right-handed* e *left-handed* del doppietto  $\psi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$  :

$$\psi_{R,L} \rightarrow \psi_{R,L} = e^{-\frac{i}{2}\vec{\tau}\vec{\alpha}_{R,L}}\psi_{R,L} \quad (1.4)$$

essendo:

$$\psi_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi \quad (1.5)$$

Tali trasformazioni compongono il gruppo  $SU(2)_R \times SU(2)_L$ , e sono chiamate *chirali*. In questo caso la corrente conservata è la corrente assiale  $A^\mu = \bar{u}\gamma^\mu\gamma_5d$ .

Volendo estendere le considerazioni fatte finora anche al quark  $s$ , nell'ipotesi di massa nulla dei tre quark  $u, d, s$  si trova che la lagrangiana della QCD è invariante per trasformazioni chirali  $SU(3)_R \times SU(3)_L$  (In questo caso la simmetria chirale sarà più approssimata che nel caso  $SU(2)_R \times SU(2)_L$ , dato che  $m_s$  è di un'ordine di grandezza più grande di  $m_u$  e  $m_d$  ( $m_s \sim 130$  MeV). Come conseguenza di tale simmetria, lo spettro energetico adronico della QCD dovrebbe acquistare una struttura a multipletti che in natura non osserviamo: ad esempio accanto all'ottetto dei mesoni pseudoscalari  $\pi^+, \pi^0, \pi^-, K^+, K^0, K^-, \bar{K}^0, \eta$  dovrebbe esistere un ottetto di mesoni scalari. [5]. Ora, anche se sappiamo che in realtà  $m_u, m_d$  ed  $m_s$  sono diverse da zero e che quindi anche la simmetria chirale è una simmetria approssimata, tale struttura a multipletti dovrebbe essere ugualmente osservata in natura, sia pur con delle differenze tra le masse delle particelle appartenenti allo stesso multipletto, essendo appunto le masse dei quark  $u, d$  ed  $s$  piccole se riferite ad una scala energetica adronica dell'ordine del GeV.

Il problema della non esistenza di tali multipletti viene risolto dal meccanismo di *rottura spontanea* della simmetria chirale: mettendoci ancora nell'ipotesi  $m_u = m_d = m_s = 0$ , pur continuando la lagrangiana della QCD ad essere simmetrica rispetto a trasformazioni del gruppo  $SU(3)_R \times SU(3)_L$ , per ragioni dinamiche [6] lo stato di vuoto  $|0\rangle$  non è un'invariante rispetto a trasformazioni di isospin chirale  $\vec{I}_5$

$$\vec{I}_5 |0\rangle \neq |0\rangle \quad (1.6)$$

Per avere una rappresentazione intuitiva e generale del fenomeno della rottura spontanea di una simmetria, si consideri una densità di lagrangiana di un campo scalare complesso  $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$ :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu\phi)^*(\partial^\mu\phi) + V(\phi), \text{ con } V(\phi) = -\mu^2\phi\phi^* - \lambda(\phi^*\phi)^2 \quad (1.7)$$

dove la forma del potenziale  $V(\phi)$  dipende dai parametri  $\mu, \lambda$ : con la scelta  $\lambda < 0, \mu^2 < 0$ , esso si presenta come in fig.1.1: lo stato di vuoto, definito come lo stato di minima energia, è infinitamente degenere, dato che tutti i punti sul cerchio tratteggiato minimizzano il potenziale  $V(\phi)$ . Questa situazione viene riferita come rottura spontanea della simmetria chirale: il sistema 'scivola' spontaneamente in uno degli infiniti stati di vuoto, a partire dai quali si costruiscono gli stati eccitati dello spettro energetico del sistema fisico. Per il teorema di Goldstone, alla rottura spontanea della simmetria chirale sono associati dei bosoni privi di massa. Nel caso della lagrangiana della QCD, essi sono i mesoni dell'ottetto pseudoscalare  $0^-$ :  $\pi^+, \pi^0, \pi^-, K^+, K^0, K^-, \bar{K}^0, \eta$ . I pioni sono quindi dei bosoni di Goldstone generati dalla rottura spontanea della simmetria chirale a livello di QCD.

## 1.2 PCAC e pioni soffici

In realtà i pioni (così come il resto dei mesoni dell'ottetto pseudoscalare) sono massivi poiché  $m_u, m_d \neq 0$ , e quindi la simmetria chirale è rotta anche esplicitamente [7]. Il termine di rottura della simmetria chirale nella hamiltoniana della QCD è:

$$\mathcal{H}_{SB}^{chi} = \int d^3x (m_d \bar{d}d + m_u \bar{u}u) \quad (1.8)$$



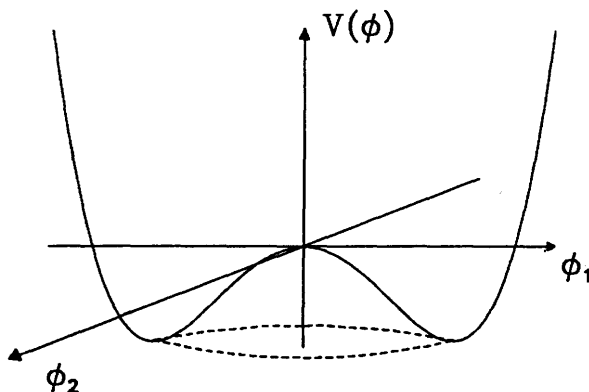


Figura 1.1: Andamento del potenziale  $V(\phi)$  della lagrangiana (1.7): il cerchio tratteggiato corrisponde agli infiniti stati di minima energia.

Per effetto della rottura esplicita della simmetria chirale, il pione acquista una massa, che è legata a quelle dei quark  $u, d$  dalla relazione:

$$m_\pi^2 f_\pi^2 = -\frac{1}{2}(m_u + m_d) \langle q\bar{q} \rangle \quad (1.9)$$

dove  $f_\pi = 93 \text{ MeV}$  è la costante di decadimento del pione carico, e  $\langle q\bar{q} \rangle = \langle u\bar{u} \rangle + \langle d\bar{d} \rangle = 2(-240 \text{ MeV})^3$  [8]. Essendo la simmetria chirale una simmetria approssimata, la corrente assiale ad essa associata non è conservata: se lo fosse il pione carico non potrebbe decadere  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$  attraverso l'interazione debole. La transizione dallo stato  $|0\rangle$  allo stato pionico  $|\pi(p)\rangle$  è una transizione assiale-isovettoriale, che può essere calcolata con l'algebra delle correnti [5]. L'elemento di matrice della transizione è proporzionale al quadrimomento  $p$  dello stato  $|\pi(p)\rangle$ : calcolandone la divergenza, si ottiene

$$\langle 0 | \partial_\mu A^\mu(x) | \pi(p) \rangle = -f_\pi m_\pi^2 e^{ipx} \quad (1.10)$$

Riscritta in termini di operatori, la precedente diventa:

$$\partial_\mu A^\mu = f_\pi m_\pi^2 \varphi^2 \quad (1.11)$$

essendo  $\varphi$  l'operatore associato al campo del pione. Tale relazione è conosciuta come ipotesi PCAC (Partial Conserved Axial Current) ([9], e mostra come l'entità della rottura esplicita della simmetria chirale possa essere quantificata con la massa del pione: se  $m_\pi = 0$  la corrente assiale è conservata e la simmetria chirale è esatta. La PCAC definisce i cosiddetti *pioni soffici*, così chiamati perchè la loro massa è trattata come termine perturbativo che rompe esplicitamente la simmetria chirale. Essi sono alla base di una serie di teoremi di fisica adronica di bassa energia, di cui cito come esempi: 1) la relazione di Goldberger-Treiman tra la costante di decadimento del pione  $f_\pi$  e la costante  $g_\pi$  di accoppiamento forte  $NN\pi$ , relazione che viene sperimentalmente verificata al 10%; 2) la relazione di Tomozawa-Weinberg tra le lunghezze di scattering  $\pi N$  in onda  $s$ .

### 1.3 Cenni sulla Teoria Perturbativa Chirale

Per descrivere i processi adronici di bassa energia, dove la QCD perturbativa non è applicabile, si usano dei modelli fenomenologici basati su lagrangiane costruite con i campi associati alle particelle che prendono parte all'interazione. Un esempio ormai classico è il modello *sigma* [9] precedente alla teoria perturbativa chirale, con il quale si tentò di descrivere l'interazione  $\pi N$

a basse energie con le condizioni imposte dalla simmetria chirale. La lagrangiana del modello *sigma* è costruita su un doppietto di isospin fermionico  $\psi$ , un campo isoscalare-scalare  $\sigma$  e un campo isovettoriale-pseudoscalare tripletto di isospin  $\pi_a$  ( $a = 1, 2, 3$ ). La lagrangiana dipende da alcuni parametri, la cui scelta consente di realizzare la rottura spontanea della simmetria chirale, in modo da riprodurre ciò che avviene a livello fondamentale di QCD.

In generale, lo scopo delle teorie effettive è di rappresentare in un modo semplice il contenuto dinamico della teoria nel limite di bassa energia, dove gli effetti che diventano rilevanti a più alte energie (ad esempio la creazione di particelle massive) sono incorporati all'interno di costanti fenomenologiche. Questo è il programma della *Teoria Chirale Perturbativa*, che si basa sulle seguenti considerazioni.

L'hamiltoniana della QCD può essere scritta come:

$$\mathcal{H}_{QCD} = \mathcal{H}_o + \mathcal{H}_{SB} \quad (1.12)$$

essendo

$$\mathcal{H}_{SB} = \int d^3x (m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d + m_s \bar{s}s) \quad (1.13)$$

la parte che rompe esplicitamente la simmetria chirale, che può essere trattata come termine perturbativo e quindi sviluppata in serie di potenze di  $m_u$ ,  $m_d$  e  $m_s$ . Ora, nel quadro di una descrizione dei processi adronici di bassa energia, in cui i gradi di libertà dei quark sono 'nascosti' ed i gradi di libertà rilevanti del sistema fisico sono i primi stati eccitati dello spettro della QCD, vale a dire i pioni, si può sostituire il campo di quarks  $q$  e dei gluoni  $B$  con il campo  $U$  dei pioni (che sono bosoni di Goldstone più leggeri della teoria), passando dalla lagrangiana fondamentale  $\mathcal{L}_{QCD}$  ad una lagrangiana effettiva  $\mathcal{L}_{eff}$  che contiene il campo  $U$  e le sue derivate, e ha la simmetria chirale. L'espansione che a livello di QCD avveniva sui termini perturbativi  $m_u, m_d, m_s$ , diventa qui un'espansione in serie di potenze di  $m_\pi$ , o che è lo stesso, di potenze di  $p$  (quadrimento associato al campo  $U$ ). Un'espansione di questo tipo viene generalmente riferita come *espansione di bassa energia* [10].

Dato che la lagrangiana viene costruita con il campo pionico  $U$  e con le sue derivate:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}(U, \partial U, \dots) \quad (1.14)$$

l'espansione in potenze di  $p$ , corrisponde nell'espansione:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{eff}^2 + \mathcal{L}_{eff}^4 + \mathcal{L}_{eff}^6 + \dots \quad (1.15)$$

dove  $\mathcal{L}_{eff}^2$  è il termine di grado  $p^2$ ,  $\mathcal{L}_{eff}^4$  è il termine di grado  $p^4$ , etc. La forma dei vari termini è vincolata dalla simmetria chirale, e la presenza dei termini con potenze dispari è proibita dall'invarianza di Lorentz. Da considerazioni dimensionali segue che il coefficiente dell'operatore con  $n$  derivate è proporzionale a  $1/M^{n-4}$ , dove  $M$  è la massa che definisce la scala energetica del sistema fisico. Quindi il generico termine di grado  $n$  va come  $p^n/M^{n-4}$ , e dunque all'aumentare di grado  $n$  si hanno contributi sempre più piccoli.

Come esempio di calcolo fatto con la lagrangiana della teoria perturbativa chirale, si veda la fig.1.2, che mostra il risultato del calcolo della la sezione d'urto della diffusione  $\pi\pi$  nel canale  $I=J=1$ . La curva continua corrisponde al calcolo fatto considerando solamente il primo termine della serie (1.15), mentre quella tratteggiata è ottenuta inserendo il termine successivo ( $\mathcal{L}_{eff}^4$ ). Anche se per riprodurre la tipica struttura di Breit-Wigner della risonanza  $\rho(770)$  bisognerebbe fare il calcolo sommando tutti i successivi contributi della serie (1.15), si noti come già tenendo conto del termine di grado  $O(E^4)$ , venga riprodotta la coda a bassa energia del mesone  $\rho(770)$ .

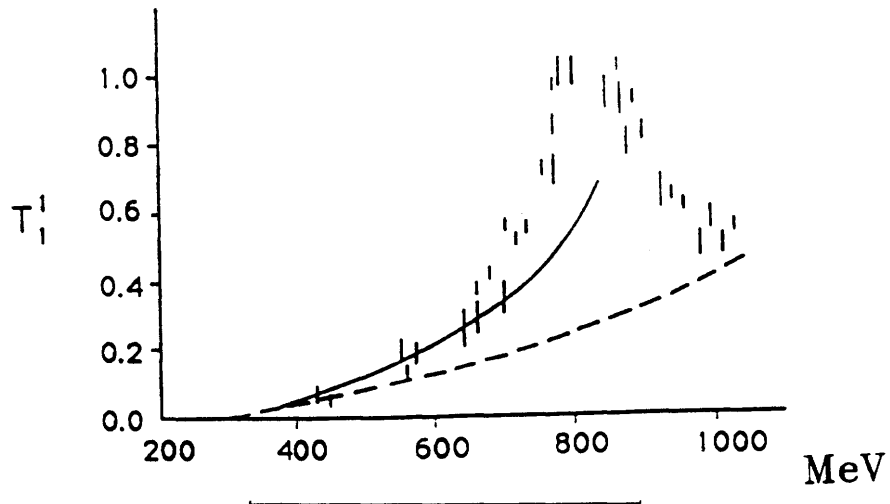


Figura 1.2: Calcolo della sezione d'urto della diffusione  $\pi\pi$  nel canale  $I=J=1$  con la lagrangiana della teoria perturbativa chirale. La curva continua rappresenta il risultato al primo ordine perturbativo, mentre la curva continua quello al secondo ordine. Le barrette verticali si riferiscono allo spettro energetico sperimentale della risonanza  $\rho(770)$  (figura tratta da [10])

## Capitolo 2

# Interazione del pione con il nucleone e con la materia nucleare

Seguendo l'approccio delineato nel precedente capitolo, la descrizione della fenomenologia dell'interazione del pione con la materia nucleare fino ad energie di  $\sim 1$  GeV viene fatta attraverso lagrangiane effettive costruite con i campi delle particelle che prendono parte al processo di interazione. Le particelle in questione corrispondono agli stati energetici dello spettro adronico fino a  $\sim 1$  GeV, cioè pioni, nucleoni, mesoni  $\rho$  ed  $\omega$  e le risonanze barioniche  $\Delta(1232)$ ,  $N(1440)$ , che in questo contesto vengono quindi considerate prive di struttura interna (quark).

### 2.1 L'interazione $\pi N$

Il pione è un mesone pseudoscalare (spin zero e parità negativa) isovettoriale (si presenta in tre stati di carica :  $\pi^\pm(139.56 \text{ MeV}/c^2)$ ,  $\pi^0(134.96 \text{ MeV}/c^2)$ ). La sua equazione di propagazione in assenza di sorgenti è l'equazione di Klein-Gordon:

$$(\square - m_\pi^2)\varphi_\lambda = 0 \quad (2.1)$$

le cui soluzioni sono delle sovrapposizioni di onde piane  $\phi_\lambda = e^{iq \cdot x}$ , essendo  $q$  il quadrimomento del pione,  $\lambda$  l'indice dello stato di carica ( $\pm, 0$ ).

La forma dell'interazione del pione con la sua sorgente (il nucleone) e quindi la sua equazione di propagazione nello spazio in presenza di nucleoni, è fissata dalla lagrangiana di interazione  $\mathcal{L}_I$ . Questa viene costruita seguendo le prescrizioni dettate dalle simmetrie del sistema  $\pi N$  :

1. invarianza relativistica (la lagrangiana deve essere una quantità scalare);
2. invarianza per parità (la lagrangiana deve essere una quantità pseudoscalare), per inversione temporale e per coniugazione di carica;
3. invarianza per trasformazioni nello spazio di carica (invarianza di isospin, quindi la lagrangiana deve essere una quantità isoscalare);

La più semplice lagrangiana di interazione  $\pi NN$  è lineare nel campo pionico  $\varphi$ , e corrisponde ad un'accoppiamento pseudoscalare:

$$\mathcal{L}_{PS} = -g\bar{\psi}(x)i\gamma_5\vec{\tau}\psi(x) \cdot \vec{\varphi}(x) \quad (2.2)$$

dove  $g$  è la costante di accoppiamento forte  $\pi NN$ ,  $\psi$  è il campo del nucleone, e  $\vec{\tau}$  le matrici di isospin. Una seconda forma di lagrangiana è ottenuta usando la derivata  $\partial_\mu\varphi$  del campo pionico, e corrisponde ad un'accoppiamento pione-nucleone pseudovettoriale:

$$\mathcal{L}_{PV} = \frac{f}{m_\pi}\bar{\psi}(x)i\gamma^\mu\gamma_5\vec{\tau}\psi(x) \cdot \partial_\mu\vec{\varphi}(x) \quad (2.3)$$

essendo  $f$  la costante di decadimento del pione. Se i nucleoni soddisfano l'equazione di Dirac nello spazio libero, entrambe le lagrangiane (2.2) e (2.3) danno luogo alla stessa Hamiltoniana  $\mathcal{H}_i$  di interazione  $\pi N$ , che nell'approssimazione non relativistica ha la forma:

$$\mathcal{H}_{\pi NN} = -\frac{f}{m_\pi} (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla})(\underline{1} \cdot \varphi) + h.c. \quad (2.4)$$

In questo caso le due costanti  $g$  ed  $f$  sono legate dalla relazione:

$$\frac{f}{m_\pi} = \frac{g}{2M} \quad (2.5)$$

con  $M$  la massa del nucleone. Nel caso di nucleoni legati (ad esempio all'interno dei nuclei), l'equivalenza tra i due tipi di accoppiamento  $PV$  e  $PS$  è solo approssimata, ma la loro riduzione non relativistica porta alla stessa hamiltoniana (2.4).

Una volta costruita la lagrangiana del sistema  $\pi N$ , si può determinare l'equazione di propagazione del pione in presenza di sorgenti: nell'ipotesi semplificativa di un nucleone puntiforme infinitamente pesante nel punto  $\vec{x}$ , l'equazione precedente diventa:

$$(\square - m_\pi^2)\varphi_\lambda = \rho_\lambda(\vec{x}) \quad (2.6)$$

essendo  $\rho_\lambda(\vec{x})$  la densità della sorgente, la cui forma è fissata da  $\mathcal{H}_{\pi NN}$ .

La descrizione del processo di diffusione pione-nucleone  $\pi(q) + N(p) \rightarrow \pi(q') + N(p')$  viene fatta con il metodo dello sviluppo in onde parziali: l'ampiezza di scattering totale  $\mathcal{F}(q', q)$  è scritta come somma di infiniti termini corrispondenti alle onde parziali relative ad ogni valore del momento angolare totale  $J = l \pm \frac{1}{2}$  e dell'isospin  $I$ . Ciascun set di valori  $(J, l, I)$  definisce un diverso canale di reazione. Più piccola è l'energia del processo di diffusione, minore è il numero delle onde parziali coinvolte nella sommatoria e quindi nel calcolo delle sezioni d'urto. Per energie cinetiche del pione incidente inferiori a 300 MeV, l'interazione  $\pi N$  è fortemente dominata dalle onde parziali  $s$  ( $l=0$ ) e  $p$  ( $l=1$ ). Le lunghezze di diffusione corrispondenti sono riportate nella tabella 2.1. La prima cosa che si nota è che in onda  $p$  domina il canale attrattivo  $I=J=3/2$

onda $s$		onda $p$	
$a_1$	$0.173 m_\pi^{-1}$	$a_{11}$	$-0.081 m_\pi^{-3}$
$a_3$	$-0.101 m_\pi^{-1}$	$a_{13}$	$-0.030 m_\pi^{-3}$
		$a_{31}$	$-0.045 m_\pi^{-3}$
		$a_{33}$	$0.214 m_\pi^{-3}$

che corrisponde alla formazione della risonanza barionica  $\Delta(1232)$ . Una seconda caratteristica, che però non traspare dalla tabella, è la debolezza dell'interazione in onda  $s$  rispetto a quella in onda  $p$ . Per verificare ciò, scriviamo l'ampiezza di diffusione  $\mathcal{F}(q', q)$  nella seguente forma.

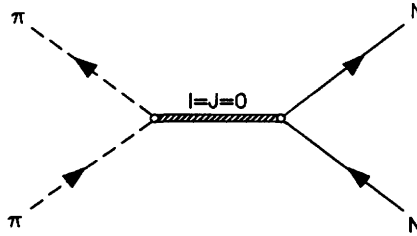
$$\mathcal{F}(q', q) = b_0 + b_1(\underline{t} \cdot \underline{\tau}) + [c_0 + c_1(\underline{t} \cdot \underline{\tau})]\vec{q} \cdot \vec{q}' \quad (2.7)$$

dove

$$b_0 = \frac{1}{3}(a_1 + a_3) = -0.0010(3)m_\pi^{-1} \quad b_1 = \frac{1}{3}(a_3 + a_1) = -0.091(2)m_\pi^{-1}$$

$$c_0 = \frac{1}{3}(4a_{33} + 2a_{31} + 2a_{13} + a_{11}) = 0.208(3)m_\pi^{-3} \quad c_1 = \frac{1}{3}(2a_{33} + a_{31} - 2a_{13} - a_{11}) = 0.175(2)m_\pi^{-3}$$

Da questi valori si vede come anche in prossimità della soglia ( $q \rightarrow 0$ ) la diffusione in onda  $p$  compete con quella in onda  $s$ .


 Figura 2.1: Diagramma di Feynman per l'interazione  $\pi N$  in onda  $s$ .

### 2.1.1 Interazione di bassa energia in onda $s$

L'interazione  $\pi N$  in onda  $s$  avviene attraverso lo scambio di un bosone, come mostrato in fig.2.1. Nella approssimazione limite di un nucleone infinitamente pesante, il bosone intermedio può al massimo invertire lo spin del nucleone, quindi il momento angolare del bosone scambiato è  $J=0,1$ . Dato poi che la variazione dell'isospin del nucleone deve essere  $\Delta I < 1$ , il bosone intermedio può assumere solo i valori  $I = 0, 1$ .

Una ulteriore regola di selezione sui numeri quantici del bosone scambiato viene imposta dal fatto che il bosone può trasformarsi in uno stato di due pioni (lato sinistro del diagramma di fig.2.1): trattandosi di due bosoni identici la funzione d'onda deve essere simmetrica. Quindi il bosone può avere solamente i numeri quantici  $J=I=0$  (bosone scalare-isoscalare), o  $J=I=1$  (bosone vettoriale-isovettoriale). L'hamiltoniana di interazione totale è quindi la somma di questi due contributi:

$$\mathcal{H}_S = \mathcal{H}_S^{(0)} + \mathcal{H}_S^{(1)} \quad (2.8)$$

$$\mathcal{H}_S^{(0)} = \lambda_0(r) \varphi \cdot \varphi \quad (2.9)$$

$$\mathcal{H}_S^{(1)} = \lambda_1(r) \underline{\tau} \cdot \left( \varphi \times \frac{\partial}{\partial t} \varphi \right) \quad (2.10)$$

dove le funzioni  $\lambda_0(r)$ ,  $\lambda_1(r)$  contengono le informazioni sul bosone scambiato e sul range del potenziale corrispondente. Considerando nullo in prima approssimazione il raggio d'azione dell'interazione  $\pi N$  in onda  $s$ , si trova la seguente espressione per il potenziale di interazione  $\pi N$ :

$$V_s(r) = -\frac{2\pi}{m_\pi} [b_0 + b_1 \underline{\tau} \cdot \underline{\tau}] \delta^3(r) \quad (2.11)$$

Con  $b_0 = -0.010(4)m_\pi^{-1}$  e  $b_1 = -0.091(2)m_\pi^{-1}$  relativi rispettivamente all'interazione mediata dal bosone isoscalare e da quello isovettoriale.

Mentre si conosce un mesone con i numeri quantici  $I=J=1$  (il mesone  $\rho$ ) la situazione è più complessa nel canale  $I=J=0$ , dove non ci sono evidenze sperimentali di strutture risonanti per energie inferiori 958 MeV (corrispondente al mesone  $\eta'$ ). Tuttavia il fatto che la parte isovettoriale del potenziale sia più forte di quella isoscalare, suggerisce che il contributo dominante dell'interazione  $\pi N$  in onda  $s$  sia dovuto allo scambio del mesone  $\rho$ . Con riferimento alla fig.2.2, la hamiltoniana relativa al vertice  $\pi\pi\rho$  è:

$$\mathcal{H}_{\rho\pi\pi} = f_{\rho\pi\pi} \rho^\mu \cdot (\varphi \times \partial_\mu \varphi) \quad (2.12)$$

dove  $\rho$  è il campo isovettoriale del mesone  $\rho$ , e  $f_{\rho\pi\pi}$  è la costante di accoppiamento determinata sperimentalmente dal decadimento  $\rho \rightarrow \pi\pi$ . Mentre l'hamiltoniana relativa al vertice di interazione  $NN\rho$  è:

$$\mathcal{H}_{\rho NN} = \frac{1}{2} f_{\rho NN} \rho^0 \cdot \underline{\tau} \delta^3(r) \quad (2.13)$$

Usando i valori sperimentali  $f_{\rho NN} \sim 5.3$  e  $f_{\rho\pi\pi} \sim 5.9$  il presente modello fornisce  $b_1 = -0.08m_\pi^{-1}$ , molto vicino al suo valore sperimentale.

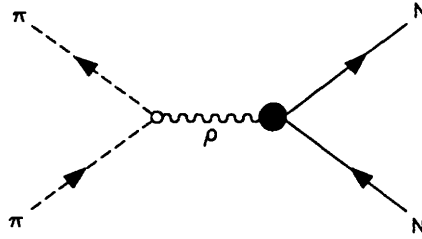


Figura 2.2: Diagramma di Feynman per l'interazione  $\pi N$  mediata dallo scambio di un mesone  $\rho$ .

### 2.1.2 Interazione in onda $p$

La costruzione della lagrangiana di interazione in onda  $p$  deve tener conto della formazione della risonanza barionica  $\Delta(1232)$  nel canale  $I=J=3/2$  che domina la sezione d'urto totale  $\pi N$  per energie inferiori a 1 GeV (fig.2.3). Accanto all'Hamiltoniana di interazione  $\pi NN$  (2.4) che descrive i processi del secondo ordine (a) e (b) di fig.2.4, in cui lo stato intermedio è un nucleone, si considera quindi l'hamiltoniana effettiva di interazione  $N\Delta\pi$

$$\mathcal{H}_{\Delta N\pi} = -\frac{f_{\Delta}}{m_{\pi}}(\vec{S}^+ \cdot \vec{\nabla})(\underline{T}^+ \cdot \underline{\varphi}) + h.c. \quad (2.14)$$

che descrive i processi di diffusione  $\pi N$  del secondo ordine attraverso lo stato intermedio  $\Delta(1232)$  (fig.2.4 (c) e (d)). Usando queste due lagrangiane effettive, si calcolano le seguenti lunghezze di scattering:  $a_{11} = -0.15m_{\pi}^{-3}$ ,  $a_{13} = a_{31} = -0.038m_{\pi}^{-3}$ ,  $a_{33} = 0.20m_{\pi}^{-3}$ , che come si vede dalla tabella precedente riproducono entro il 30 % di errore i valori sperimentali.

## 2.2 L'interazione del pione con la materia nucleare

In base all'energia cinetica  $T$  del pione incidente, conviene separare in tre distinti domini energetici la fenomenologia dell'interazione pione-materia nucleare fino ad energie cinetiche di 1 GeV:

1.  $T < 80MeV$ , in cui l'interazione  $\pi N$  avviene in onda  $s$  e  $p$ . In questo intervallo energetico il libero cammino medio del pione è molto maggiore della distanza media ( $\sim 2 fm$ ) tra i nucleoni della materia nucleare ordinaria (fig.2.5).
2.  $80 < T < 400MeV$ , in cui predomina l'interazione  $\pi N$  in onda  $p$ , e si ha la formazione della risonanza barionica  $\Delta(1232)$  nel canale  $I=J=3/2$ . Il libero cammino medio del pione raggiunge il minimo ( $\sim 1 fm$ ) in corrispondenza della formazione della  $\Delta(1232)$  a  $T = 180MeV$  di energia cinetica nel sistema di riferimento di Laboratorio.
3.  $400 < T < 1GeV$ , in cui l'interazione  $\pi N$  porta alla formazione delle risonanza isobariche più pesanti della  $\Delta(1232)$  ( $N(1440)$ ,  $\Delta(1600)$  etc.)

Per energie cinetiche  $80 < T < 400MeV$  la lunghezza d'onda del pione è sufficientemente piccola da poter risolvere la struttura interna della materia nucleare ordinaria, ed è sufficientemente grande da poter considerare i nucleoni come centri diffusori puntiformi. La propagazione del pione può essere quindi descritta come la diffusione multipla di un'onda piana su dei centri diffusori puntiformi distribuiti con una densità  $\rho(\vec{r})$ . Il processo complessivo va visto da due punti diversi:

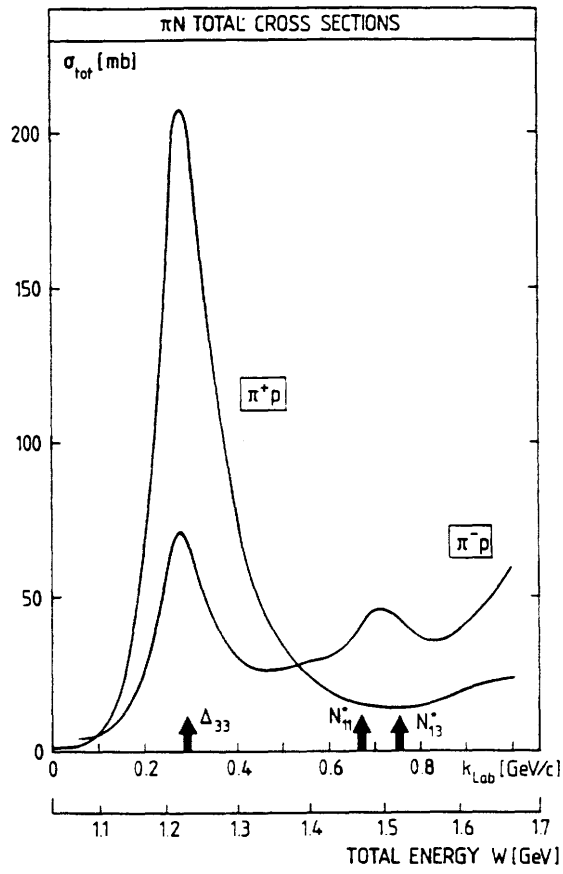


Figura 2.3: Sezione d'urto totale delle diffusions  $\pi^+p$  e  $\pi^-p$ , in funzione del momento del pione nel sistema di riferimento di laboratorio.

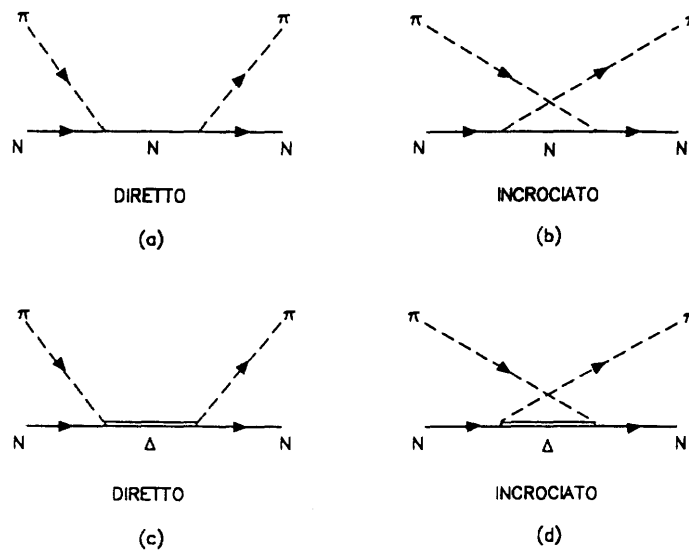


Figura 2.4: Diagrammi di Feynman per l'interazione  $\pi N$  in onda  $p$ .



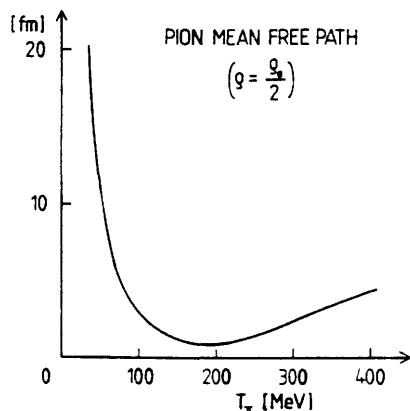


Figura 2.5: Libero cammino medio del pione nella materia nucleare a densità  $\rho = 0.08 \text{ fm}^{-3}$  in funzione dell'energia cinetica del pione.

1. da un lato ci sono le modificazioni indotte dal mezzo nucleare sul campo pionico  $\varphi$  che si propaga al suo interno: il campo totale  $\varphi$  sarà la somma dei quello incidente  $\varphi_{in}$  e quello diffuso  $\varphi_{diff}$  da ogni singolo nucleone;
2. dall'altro lato, ci sono le modificazioni indotte dalla propagazione della perturbazione nel mezzo nucleare

La somma di questi due effetti porta alla rinormalizzazione del campo pionico, riassumibile in termini del potenziale ottico  $U$ , che rappresenta l'energia di interazione pione-materia nucleare.

### 2.2.1 Il potenziale ottico $U$ di interazione pione-materia nucleare

L'equazione di propagazione del campo pionico libero  $\varphi_0$  (2.1) (in questo contesto l'indice  $(_o)$  si riferisce al pione nello spazio vuoto) viene modificata per tenere conto della presenza della materia nucleare con l'aggiunta del termine di autoenergia  $\Pi(\omega, k)$ :

$$(\square - m_\pi^2)\varphi = \Pi\varphi \quad (2.15)$$

da cui si ottiene la relazione :

$$\omega^2 - m_\pi^2 - k^2 = \Pi(\omega, k) \quad (2.16)$$

All'espressione di  $\Pi$  contribuiscono i due distinti termini relativi all'interazione del pione con i nucleoni in onda  $s$  e  $p$ :

$$\Pi = \Pi^{(s)} + \Pi^{(p)} \quad (2.17)$$

essendo:

$$\Pi^{(s)} = -4\pi(b_0)_{eff}\rho(\vec{r}) \quad (2.18)$$

e

$$\Pi^{(p)} = \vec{\nabla} \cdot \chi(\omega, \vec{r}) \vec{\nabla} \quad (2.19)$$

dove  $\rho(\vec{r})$  la densità della materia nucleare,  $\chi$  è la suscettibilità del mezzo nucleare (che dipende da  $\rho$ ) e  $(b_0)_{eff}$  la lunghezza di scattering effettiva [11]).

D'altra parte il potenziale ottico  $U$  rappresenta l'energia di interazione del pione con i nucleoni

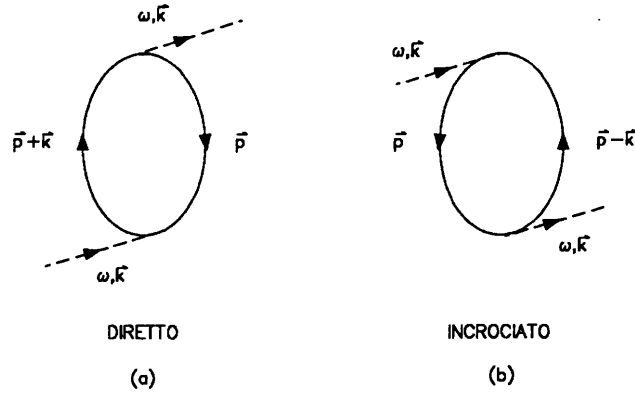


Figura 2.6: Diagrammi (diretto ed incrociato) di eccitazione di uno stato particella-buca in un mare di Fermi. Essi corrispondono all'interazione  $\pi N$  in onda  $p$  al secondo ordine perturbativo nell'hamiltoniana di interazione  $\mathcal{H}_{\pi NN}$ .

del mezzo nucleare (interazione che avviene attraverso meccanismi che in seguito esamineremo), e quindi l'energia totale può essere scritta come:

$$\omega = \sqrt{(k^2 + m_\pi^2)} + U \quad (2.20)$$

Dalla (2.15) e (2.20), trascurando il termine del secondo ordine in  $U$ , si ottiene la relazione tra potenziale ottico  $U$  e l'autoenergia  $\Pi$ :

$$\Pi = 2\omega U \quad (2.21)$$

A questo punto per determinare l'espressione esplicita di  $U$  in termini delle interazioni elementari tra il pione ed i nucleoni, si deve adottare un modello che descriva la materia nucleare così come viene vista dal pione per energie inferiori a 1 GeV.

### 2.2.2 Interazione del pione con un gas di fermi: il modello particella-buca

Alle energie di nostro interesse, la propagazione del pione nella materia nucleare può essere descritta facendo uso del modello a gas di Fermi, in cui i nucleoni occupano tutti gli stati di energia disponibili a partire dallo stato fondamentale, in accordo con il principio di esclusione di Pauli. Esaminiamo prima l'interazione  $\pi N$  in onda  $p$ . L'hamiltoniana di interazione  $\pi N$  (2.4) viene riscritta come operatore in un gas di Fermi:

$$\mathcal{H}_{\pi NN} = -\frac{f}{m_\pi} \sum_{ij} \langle j | \vec{\sigma}_T | i \rangle \cdot (\vec{\nabla} \varphi) a_j^\dagger a_i \quad (2.22)$$

essendo  $a_i(a_j^\dagger)$  gli operatori di creazione (distruzione) che agiscono sugli stati dei nucleoni  $|i\rangle, |j\rangle$ . Il processo elementare di ordine più basso è l'eccitazione di una coppia particella-buca, (fig.2.6): il pione eccita un nucleone rimuovendolo dallo stato in cui si trova, dando così origine ad una coppia particella-buca che si propaga fino ad annichilirsi emettendo un altro pione.

La correzione all'energia  $\omega = \sqrt{(k^2 + m_\pi^2)}$  del pione libero dovuta a questo processo è:

$$U = \sum_{ph} \frac{|\langle ph | H_I | \pi(\mathbf{k}) \rangle|^2}{\omega - E_p + E_h} + h.c. \quad (2.23)$$

dove la sommatoria è estesa a tutti i possibili stati intermedi particella-buca  $|ph\rangle$ , e  $E_p, E_h$  sono rispettivamente le energie del nucleone e della buca.

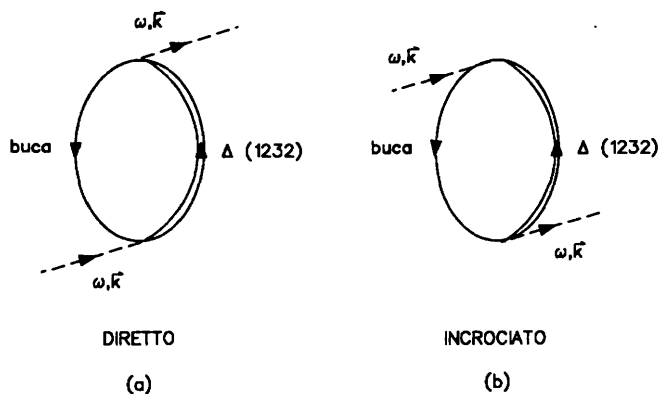


Figura 2.7: Diagrammi (diretto ed incrociato) di eccitazione di uno stato  $\Delta$ -buca in un mare di Fermi. Essi corrispondono all'interazione  $N\Delta\pi$  in onda  $p$  al secondo ordine perturbativo nell'hamiltoniana di interazione  $\mathcal{H}_{\pi\Delta N}$ .

Quando l'interazione  $\pi N$  avviene attraverso il canale  $I=J=3/2$ , il processo, che nello spazio libero da luogo alla creazione di una risonanza barionica  $\Delta(1232)$ , corrisponde qui alla formazione una coppia  $\Delta$ -buca, secondo i diagrammi di fig.2.7. L'hamiltoniana descrivente tale processo è la (2.14) riscritta in un mare di Fermi, analogamente a quanto fatto per la (2.4).

La correzione all'energia del pione dovuta alla sua interazione con i nucleoni del mezzo nucleare in onda  $s$ , è piccola e repulsiva, e non corrisponde alla formazione di stati di tipo particella-buca.

Qualora si considerino i termini perturbativi di ordine superiore al secondo nell'hamiltoniana di interazione  $\pi N$  in onda  $p$ , il pione che si propaga nel mezzo nucleare da luogo a meccanismi in cui ci sono più di due particelle nello stato intermedio [53]. Il pione si propaga quindi nella materia nucleare attraverso la continua eccitazione e diseccitazione di stati con i suoi stessi numeri quantici.

### 2.2.3 La rinormalizzazione del propagatore pionico nella materia nucleare

Le equazioni (2.1) e (2.15), eliminata la dipendenza temporale, possono essere riscritte come:

$$D_o^{-1}\varphi_o = 0 \quad (2.24)$$

$$D_o^{-1}\varphi = \Pi\varphi \quad (2.25)$$

dove:

$$D_o(\omega, \mathbf{k}) = \frac{1}{\omega^2 - \mathbf{k}^2 - m_\pi^2} \quad (2.26)$$

è il propagatore pionico libero.

L'equazione di propagazione del pione nella materia nucleare (2.25) viene risolta con il metodo perturbativo applicando iterativamente l'operatore  $D_o\Pi$  alla funzione di partenza  $\varphi_o$ , ottenendo la serie geometrica:

$$\varphi(\omega, \mathbf{k}) = \varphi_o(\omega, \mathbf{k}) + D_o\Pi\varphi_o(\omega, \mathbf{k}) + D_o\Pi D_o\Pi\varphi_o(\omega, \mathbf{k}) + \dots \quad (2.27)$$

$$= \left[ 1 - \frac{\Pi(\omega, \mathbf{k})}{\omega^2 - \mathbf{k}^2 - m_\pi^2} \right]^{-1} \varphi_o(\omega, \mathbf{k}) = \frac{\varphi_o(\omega, \mathbf{k})}{\epsilon(\omega, \mathbf{k})} \quad (2.28)$$

Il rapporto tra il campo imperturbato  $\varphi_o(\omega, \mathbf{k})$  e il campo  $\varphi(\omega, \mathbf{k})$ , è chiamato **funzione di ammesica**  $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$ , ed ha un significato analogo a quello della costante dielettrica in elettromagnetismo: entrambe esprimono la polarizzazione del mezzo dovuta alla propagazione della perturbazione, rappresentata nel nostro caso dal campo pionico. Dall'equazione (2.27) vediamo che tale funzione è legata alla autoenergia  $\Pi$  del pione dalla relazione:

$$\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - \frac{\Pi(\omega, \mathbf{k})}{\omega^2 - \mathbf{k}^2 - m_\pi^2} = \frac{D_o(\omega, \mathbf{k})}{D(\omega, \mathbf{k})} \quad (2.29)$$

dove  $D$  è il propagatore rinormalizzato:

$$D(\omega, \mathbf{k}) = \frac{1}{\omega^2 - \mathbf{k}^2 - m_\pi^2 - \Pi(\omega, \mathbf{k})} \quad (2.30)$$

I poli del propagatore  $D(\omega, \mathbf{k})$  (o gli zeri della funzione di ammesica) corrispondono allo spettro energetico del pione: nel caso del propagatore libero, questo è  $\omega = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_\pi^2}$ . Con l'aggiunta del termine di autoenergia  $\Pi$ , tale spettro viene modificato. Per vedere gli effetti di tale modificazione, scriviamo la funzione di ammesica  $\epsilon$  nella seguente forma:

$$\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = [1 + g'\chi_0]^{-1}\epsilon_1 \quad (2.31)$$

essendo:

$$\epsilon_1 = 1 + \left(g' + \frac{\mathbf{k}^2}{\omega^2 - \mathbf{k}^2 - m_\pi^2}\right)\chi_0(\omega, \mathbf{k}) \quad (2.32)$$

e  $g'$  il parametro di Midgal che parametrizza l'intensità della repulsione  $N-N$  a corto range <sup>1</sup> [11]. Dalla (2.28) si vede come la materia nucleare può agire come un'amplificatore per il campo pionico statico ( $\omega = 0$ ): per certi valori della densità nucleare  $\rho(r)$  e del parametro di Midgal  $g'$ , la funzione  $\epsilon_1$ , può azzerarsi in corrispondenza di  $\omega = 0$ , rendendo la materia nucleare instabile, essendo possibile la creazione di un numero illimitato di pioni virtuali a partire dallo stato fondamentale senza spesa di energia. Tale fenomeno va sotto il nome di **condensazione del campo pionico**. In fig (fig.2.8) è riportato l'andamento di  $\epsilon_1$  in funzione del momento del pione virtuale statico per diversi valori del parametro  $g'$  nella materia nucleare ordinaria ( $0.17 \text{ fm}^{-3}$ ). Il parametro di Midgal tiene conto dei contributi repulsivi nell'interazione nucleone-nucleone dovuti allo scambio di mesoni pesanti, che diventano importanti alle piccole distanze ( $r \simeq 1 \text{ fm}$ ) e che agiscono in senso opposto all'interazione OPE (One Pion Exchange) che domina l'interazione (attrattiva) a distanze  $1 < r < 2 \text{ fm}$ . Sono proprio questi meccanismi di corto raggio d'azione che rendono impossibile il verificarsi della condizione  $\epsilon(\omega = 0, k) = 0$  nella materia nucleare ordinaria. Si veda a questo proposito la fig.2.9 che mostra la dipendenza della densità nucleare critica (in corrispondenza alla quale dovrebbe manifestarsi la condensazione) in funzione di  $g'$ . I valori attualmente accettati  $g' \geq 0.7$  escludono fenomeni di instabilità fino a densità  $\rho \simeq 3\rho_o$ , con  $\rho_o = 0.17 \text{ fm}^{-3}$  densità nucleare di saturazione.

<sup>1</sup>Il parametro di Midgal ha una corrispondenza nella teoria classica della diffusione della luce su un sistema di dipoli contenuti all'interno di cavità impenetrabili. Il campo effettivo  $E_{eff}$  il cui valore riflette la distribuzione locale dei dipoli diffusori, è legato a quello medio  $E$  dalla relazione di rinormalizzazione (effetto di Lorentz-Lorenz):

$$E_{eff} = \frac{E}{1 + g\chi_0} \quad (2.33)$$

essendo  $\chi_0 = 4\pi c\rho$  la suscettibilità del primo ordine del mezzo, e  $g$  (l'equivalente di  $g'$ ) il parametro che determina l'impenetrabilità delle cavità contenenti i dipoli. Nel caso della materia nucleare, il parametro di Midgal  $g' \geq 0.7$  vieta la sovrapposizione spaziale dei nucleoni (attraverso meccanismi di interazione  $N-N$  repulsivi a corto raggio d'azione dovuti a mesoni pesanti)

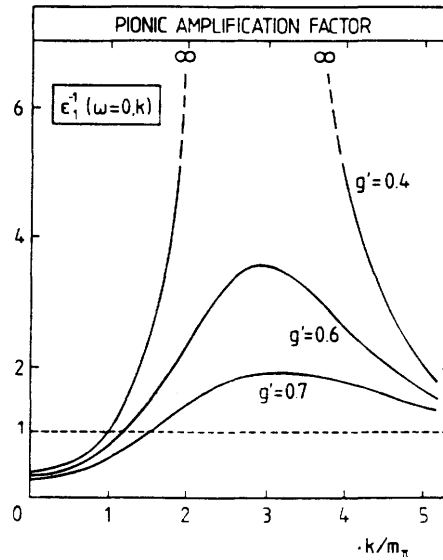


Figura 2.8: Andamento della funzione  $\epsilon_1$  (proporzionale alla funzione diamesica  $\epsilon$ ) in funzione del momento  $k$  del pione statico ( $\omega=0$ ), per diversi valori del parametro di Midgal  $g'$  alla densità nucleare ordinaria. La condensazione avviene per  $g'=0.4$  (figura tratta da [11])

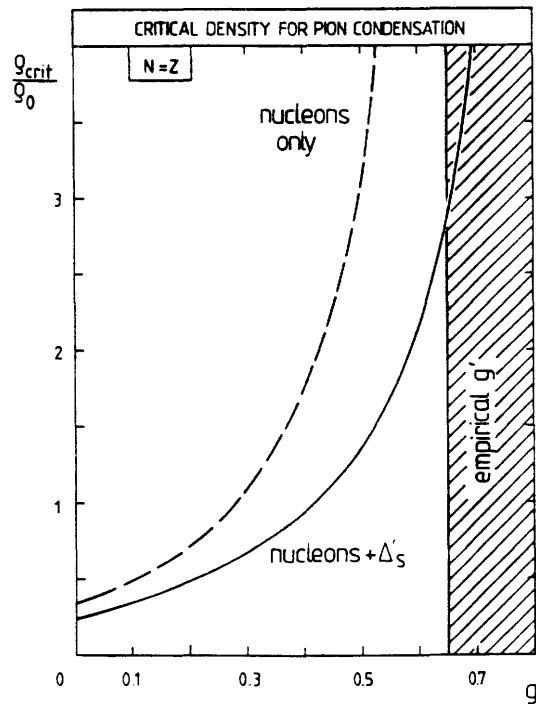


Figura 2.9: Dipendenza della densità nucleare critica dal parametro di Midgal  $g'$  nella materia nucleare simmetrica (figura tratta da [11]).

Questo però non esclude che sotto certe condizioni cinematiche la funzione di ampiezza possa assumere valori nell'intorno dei suoi zeri. Si tratta di effetti precritici (nel senso che indicano l'approssimarsi dell'instabilità) che potrebbero comportare un'amplificazione dell'ampiezza del campo pionico in prossimità di  $k=2-3m_\pi$ , essendo  $k$  l'impulso del pione. Tuttavia le misure finora effettuate in questa direzione di ricerca non hanno mai messo in evidenza l'esistenza di tali effetti (§ 3.4.2)

## Capitolo 3

# Interazione del pione con i nuclei ed interazione $\pi\pi$

Limitando l'intervallo energetico del pione incidente da 0 a 400 MeV, la fenomenologia dell'interazione  $\pi$ -A si separa naturalmente in due domini: nel primo ( $0 < T < 80$  MeV) l'interazione elementare  $\pi$ N avviene prevalentemente in onda  $s$  e in onda  $p$  senza formazione della risonanza  $\Delta(1232)$ ; nel secondo ( $80 < T < 400$  MeV) l'interazione avviene in onda  $p$  e prevalentemente nel canale  $I=J=3/2$  di formazione della risonanza  $\Delta(1232)$ . In ambedue i casi, la descrizione dei processi di diffusione pione-nucleo ( $\pi$ -A) viene fatta costruendo prima il potenziale ottico (nella cui espressione esplicita compare la densità della materia nucleare che dovrà ora essere opportunamente parametrizzata), e poi usando il teorema ottico, che permette il calcolo delle sezioni d'urto nei diversi canali di reazione (elastico, quasi-elastico, assorbimento, etc.) nota che sia la sezione d'urto totale.

### 3.1 Diffusione $\pi$ -A a basse energie

Il potenziale ottico  $\Pi$  di interazione  $\pi$ -A a soglia ( $\omega \sim m_\pi$ ), viene costruito a partire dall'espressione (2.17), introducendo una parte immaginaria per tener conto dei processi di assorbimento e una parte cinematica che ha origine dalla trasformazione dal sistema di riferimento centro di massa del sistema  $\pi$ N a quello del sistema  $\pi$ -nucleo.

La parte assorbitiva  $\Pi_{abs}$  viene costruita tenendo presente che l'assorbimento del pione avviene su due nucleoni, dato che i meccanismi con un solo nucleone sono fortemente soppressi dalla conservazione del momento totale: la probabilità di assorbimento è quindi proporzionale al quadrato della densità nucleare. I processi di assorbimento in onda  $s$  e  $p$  sono rappresentati in fig.3.1 (a),(b). L'assorbimento in onda  $p$  avviene senza la formazione della  $\Delta(1232)$  nel canale intermedio, dato che l'energia non è sufficiente per eccitarla. Il potenziale ottico relativo a tali meccanismi ha una forma analoga alla (2.17), dove ora però la densità compare al quadrato. Considerando solo i termini del primo ordine nel quadrato della densità  $\rho(\vec{r})$ :

$$\Pi_{abs}(\vec{r}) = 2m_\pi U_{abs}(\vec{r}) = -4\pi[B_0\rho^2(\vec{r}) - C_0\vec{\nabla} \cdot \rho^2(\vec{r})\vec{\nabla}] \quad (3.1)$$

I parametri  $B_0$  e  $C_0$  sono quantità complesse, la cui parte immaginaria quantifica i meccanismi di assorbimento rispettivamente in onda  $s$  e  $p$ .

**Sezione d'urto elastica.** Trascurando in prima approssimazione il potenziale di Coulomb, la ampiezza di diffusione elastica  $\pi$ -A è:

$$\mathcal{F}(\vec{q}', \vec{q}) = -\frac{2\omega}{4\pi} \int d^3r e^{i\vec{q}' \cdot \vec{r}} U(\omega, \vec{r}) \varphi_{\vec{q}}(\vec{r}) \quad (3.2)$$

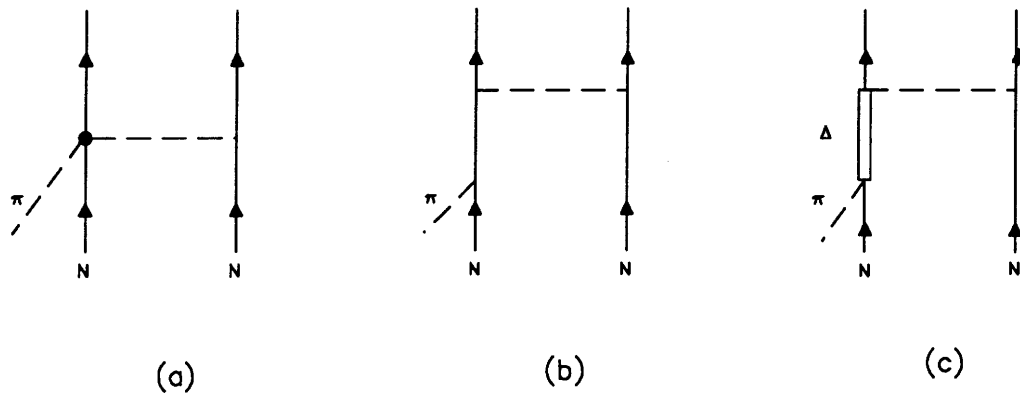


Figura 3.1: Meccanismi di assorbimento del pione su una coppia di nucleoni: (a) in onda  $s$ ; (b) in onda  $p$  senza formazione della  $\Delta(1232)$ ; (c) in onda  $p$  nel canale  $I=J=3/2$  di formazione della  $\Delta(1232)$

dove  $U$  è legato al potenziale ottico totale  $\Pi$  dalla relazione  $\Pi=2\omega U$ . Quindi la sezione d'urto differenziale elastica è:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\mathcal{F}|^2 \quad (3.3)$$

Un confronto tra le previsioni di questo modello e le sezioni d'urto sperimentali può essere trovato in [18], da cui si vede come il potenziale ottico riproduce correttamente i dati sperimentali.

**Sezione d'urto quasi-elastica e di assorbimento.** Nella diffusione quasi-elastica  $\pi$ -A il pione nello stato finale ha un'energia diversa da quella iniziale (nel sistema di riferimento centro di massa). Essa ha origine da interazioni in cui il pione interagisce con un nucleone con un momento dovuto al moto di Fermi. Il potenziale ottico che quantifica queste interazioni, è dato dalla parte immaginaria del potenziale (2.17), il quale al primo ordine nella densità nucleare  $\rho$  si scrive come:

$$U_{qe} = b_o\rho - c_o\vec{\nabla} \cdot \rho\vec{\nabla} \quad (3.4)$$

La sezione d'urto pione-nucleo quasi-elastica si ottiene applicando il teorema ottico:

$$\sigma_{qe}(\omega) \simeq -\frac{2\omega}{q} \langle \varphi_{\vec{q}} | ImU_{qe} | \varphi_{\vec{q}} \rangle \quad (3.5)$$

Le previsioni dei calcoli, a  $T=50$  MeV, portano ad una sezione d'urto quasi-elastica di  $3mb \cdot A$ , che è un quarto di quella totale [11]. Tale rapporto scende ulteriormente col diminuire dell'energia a causa del principio di Pauli, che limita lo spazio delle fasi disponibile per i nucleoni di rinculo. Anche la sezione d'urto di assorbimento viene calcolata con il teorema ottico, prendendo solamente la parte assorbitiva del potenziale ottico:

$$\sigma_{abs}(\omega) \simeq -\frac{2\omega}{q} \langle \varphi_{\vec{q}} | ImU_{abs} | \varphi_{\vec{q}} \rangle \quad (3.6)$$

Essa è circa il 75-80 % della sezione d'urto totale  $\pi$ -A fino ad energie cinetiche di 80 MeV del pione incidente [11].

Le sezioni d'urto elastiche, quasi-elastiche e di assorbimento calcolate con questi potenziali ottici, sono in ottimo accordo con quelle sperimentali, come può essere visto in [11].

### 3.2 Diffusione $\pi$ -A ad energie intermedie: il modello $\Delta$ -buca

Come si vede in fig.3.2, la caratteristica comune a tutti gli spettri della sezione d'urto totale differenziale  $\pi$ -A ad energie intermedie, è la loro forma risonante, con un massimo in prossimità



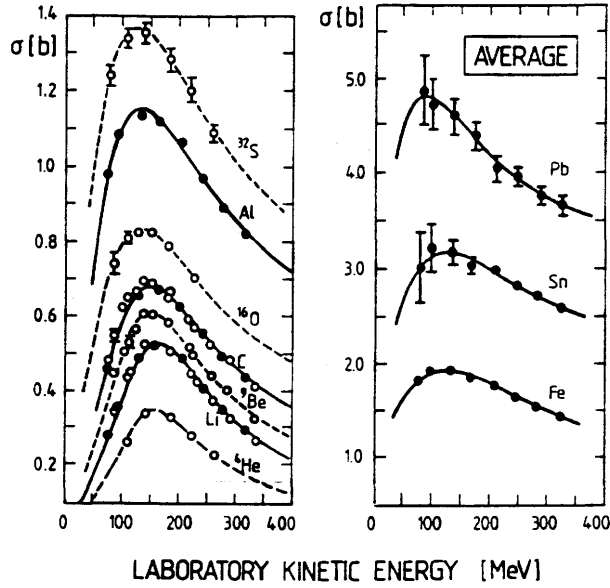


Figura 3.2: Spettri della sezione d'urto totale  $\pi$ -A nella regione energetica della risonanza  $\Delta(1232)$ . Le curve sono ottenute interpolando i dati con una funzione del tipo Breit-Wigner (figura tratta da [11]).

all'energia di formazione della risonanza  $\Delta(1232)$  nella diffusione  $\pi N$ . Ciò riflette il fatto che il pione che entra nel nucleo interagisce con i nucleoni per formare la  $\Delta(1232)$ . Questa poi si propaga all'interno del nucleo fino a decadere con una vita media che viene modificata dalla presenza della materia nucleare circostante. Tali modificazioni sono essenzialmente dovute alla diminuzione degli stati disponibili per i prodotti di decadimento, a causa del principio di Pauli. Nonostante questo, la larghezza delle strutture risonanti degli spettri di fig.3.2 sono maggiori di quella della  $\Delta(1232)$  poichè all'interno del nucleo essa subisce diffusioni multiple da parte dei nucleoni in seguito alle quali acquista o perde energia determinando così un'allargamento della struttura risonante. La costruzione del potenziale ottico relativo all'interazione pione-nucleo a queste energie non può quindi prescindere dal canale di formazione della  $\Delta(1232)$ .

**Diffusione elastica.** Come visto in §2.2.2 il pione si propaga all'interno della materia nucleare attraverso una continua successione di eccitazioni e diseccitazioni di stati particella-buca. In termini di equazione di propagazione, questo processo equivale alla sostituzione dell'equazione di Klein-Gordon (2.15) con l'equazione di Lippman-Swinger [11], in cui l'effetto del potenziale  $U$  viene iterato in modo da dare origine alle diffusioni multiple che producono gli stati *particella-buca*. In figura fig.3.3 sono riportati i diagrammi corrispondenti a tali meccanismi al primo ordine perturbativo nell'hamiltoniana di interazione ( $\mathcal{H}_{\pi NN}$ ,  $\mathcal{H}_{\Delta N\pi}$ ).

Con riferimento al diagramma di fig.3.3 (c), detto  $G_{\alpha\beta}^{\Delta h}$  il propagatore che connette il primo ( $\alpha$ ) e l'ultimo ( $\beta$ ) stato  $\Delta$ -buca il potenziale ottico relativo a tale processo è:

$$2\omega \langle \vec{q}' | T_{\Delta}(\omega) | \vec{q} \rangle = \sum_{\alpha\beta} \langle \vec{q}' | \mathcal{H}_{\Delta N\pi} | (\Delta h)_{\beta} \rangle G_{\alpha\beta}^{\Delta h}(\omega) \langle (\Delta h)_{\alpha} | \mathcal{H}_{\Delta N\pi} | \vec{q} \rangle \quad (3.7)$$

ed analoga per il processo di fig.3.3 (a). Risolta l'equazione di Lippman-Swinger rispetto alla matrice di transizione  $T$ , si determina l'ampiezza di diffusione elastica  $\pi$ -A :

$$\mathcal{F}_{\pi A}(\omega, \theta) = -\frac{\omega}{2\pi} \langle \vec{q}' | T(\omega) | \vec{q} \rangle \quad (3.8)$$

il cui modulo al quadrato fornisce la sezione d'urto differenziale elastica. Un confronto tra le sezioni d'urto misurate e quelle previste dal modello  $\Delta$ -buca può essere trovato in [19].

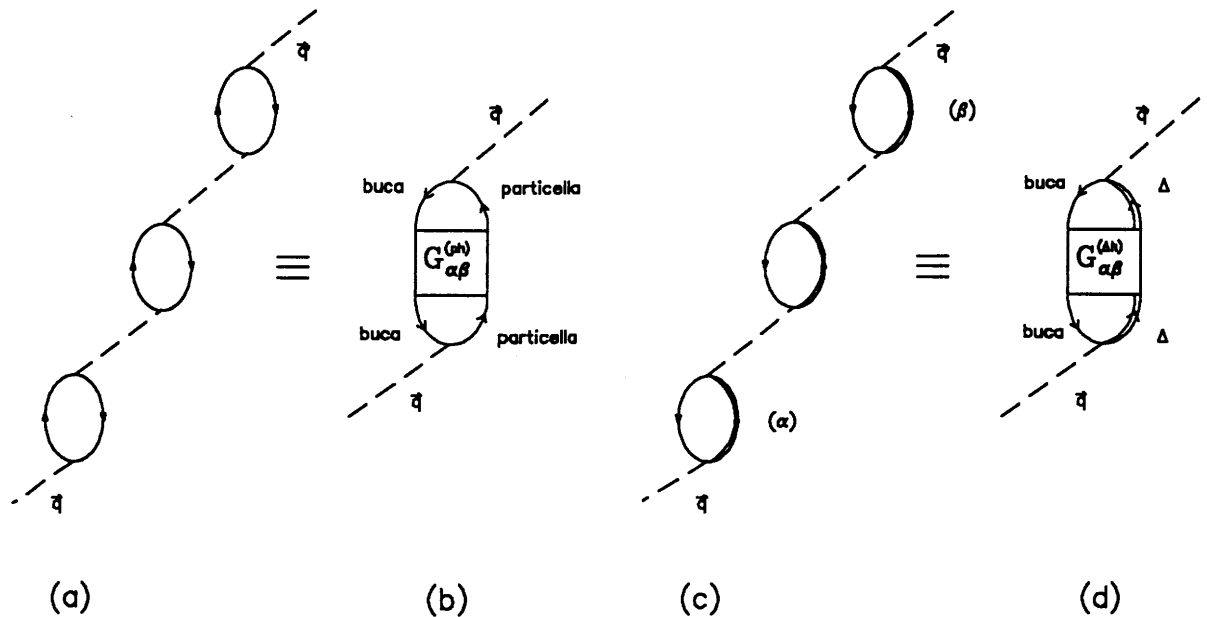


Figura 3.3: Meccanismi di eccitazioni coerenti multiple di stati particella-buca corrispondenti all'interazione  $\pi N$  in onda  $p$  nella materia nucleare, e le loro corrispondenti funzioni di Green  $G_{\alpha\beta}$ .

**Diffusione quasi-elastica e di assorbimento.** I calcoli delle sezioni d'urto quasi-elastica e di assorbimento vengono fatti utilizzando il teorema ottico, come visto in precedenza nel caso delle basse energie.

### 3.3 Reazioni inelastiche, di scambio carica e di assorbimento

**Diffusione inelastica** Nelle reazioni inelastiche  $\pi$ -A il pione incidente trasferisce al nucleo una certa quantità di energia, lasciandolo in uno stato eccitato. A seconda di quanto vale questa energia, si distinguono due tipi di diffusions inelastiche:

1. diffusione inelastica con eccitazione di stati discreti del nucleo, in cui il pione trasferisce una piccola quantità di energia al nucleo, dell'ordine di grandezza dell'energie di eccitazione dei livelli discreti nucleari;
2. diffusione quasi-elastica, in cui il pione urta un nucleone e trasferisce ad esso una quantità di energia maggiore, portandolo dallo stato energetico legato a quello continuo, secondo la reazione:  $\pi + (N)_{legato} \rightarrow \pi' + N'$ . In fig.3.4 sono mostrati tre spettri differenziali energetici corrispondenti a tre diverse energie del pione incidente: si vede come le curve siano centrate in corrispondenza dell'energia del processo equivalente su un nucleone libero  $\pi N \rightarrow \pi N$ , ma con una larghezza uguale a  $\Delta E = \frac{Q^2}{2M}$ , essendo  $Q$  il momento trasferito.

**Assorbimento.** Le regole di selezione implicano che l'assorbimento avvenga preferibilmente su coppie di nucleoni con isospin totale  $I=0$  [11]. Alle energie di formazione della  $\Delta(1232)$ , la sezione d'urto di assorbimento è la parte più consistente della sezione d'urto totale, a parte per nuclei leggeri ( $A < 30$ ) dove domina la sezione d'urto inelastica. I meccanismi di assorbimento sono quelli mostrati nelle figure 3.1 (a) e (c): i primo si riferisce all'assorbimento in onda  $s$  a basse energie, il secondo a quello a più alte energie in onda  $p$ , con la formazione di una  $\Delta(1232)$  intermedia.

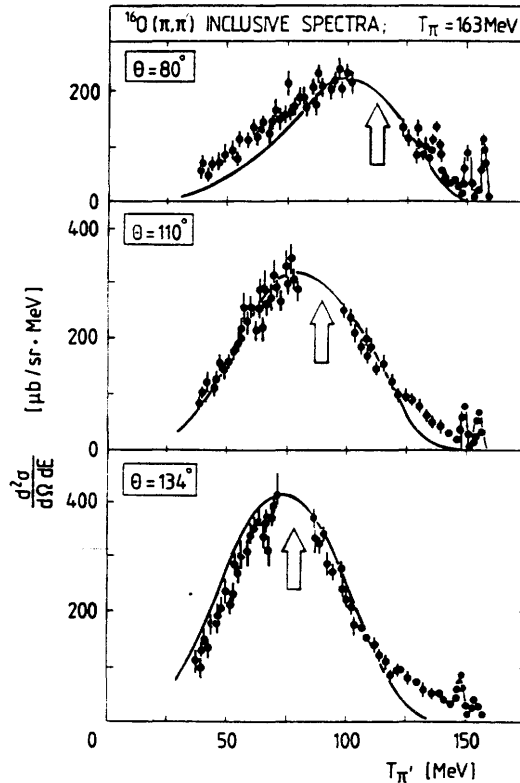


Figura 3.4: Sezione d'urto differenziale della diffusione inelastica  $^{16}\text{O}(\pi, \pi')$  a  $T_\pi = 163$  MeV. Le frecce indicano la posizione di  $T_{\pi'}$  per il processo equivalente su un nucleone libero  $\pi N \rightarrow \pi' N'$ . Le curve rappresentano le previsioni calcolate con il modello  $\Delta$ -buca (figura tratta da [11])

**Reazioni di scambio carica.** A seconda della variazione della proiezione  $I_3$  dell'isospin totale, si distinguono le reazioni di singolo scambio carica (SCE,  $A(\pi^\pm, \pi^0)X$ ), in cui la variazione è  $\Delta I_3 = \pm 1$ , dalle reazioni di doppio scambio carica (DCE,  $A(\pm, \mp)X$ ), in cui  $\Delta I_3 = \pm 2$ . La descrizione delle reazioni di SCE viene fatta sulla base della ampiezza di diffusione  $\pi N$ , considerando solo i termini relativi alle lunghezze di diffusione dominanti (quelli corrispondenti cioè all'onda  $s$  e  $p$ ). Il calcolo della sezione d'urto viene fatta a partire dall'ampiezza di transizione  $\pi N$  con l'aggiunta di un operatore che agisce nello spazio di carica, in modo da generare transizioni tra stati con valori diversi di  $I_3$  [11]. Come può essere visto in [11] le previsioni fatte dai calcoli sono in ottimo accordo con le distribuzioni sperimentali. Entrambi le distribuzioni esibiscono un rapido abbassamento della sezione d'urto in prossimità di  $T=45$  MeV, dovuto all'interferenza distruttiva tra interazione in onda  $s$  e quella in onda  $p$ , che a questi valori di energie solo confrontabili in valore assoluto ma di segno opposto.

Nel caso della DCE, i risultati sperimentali [20] mostrano delle distribuzioni angolari con andamento isotropico, suggerendo che la reazione avviene come successione di due SCE  $(\pi^\pm + N_1) + N_2 \rightarrow N'_1 + (\pi^0 + N_2) \rightarrow \pi^\mp + N'_1 + N'_2$  in cui le direzioni di pioni emessi (quello dello stato intermedio e quello finale) sono completamente scorrelate. I diagrammi di Feynman per le reazioni DCE sono rappresentati in fig.3.5.

A basse energie, contribuisce solamente il diagramma di fig.3.5 (a), non essendo ancora aperto il canale di formazione della risonanza barionica  $\Delta(1232)$ .

A più alte energie, ( $T > 80$  MeV), il diagramma predominante è quello di fig.3.5 (b), con la formazione della  $\Delta(1232)$  nello stato intermedio. Come conseguenza del piccolo cammino medio del pione nella materia nucleare (minore delle dimensioni medie di un nucleo) gli spettri della sezione d'urto differenziale di DCE esibiscono delle strutture diffrattive [21], [22].

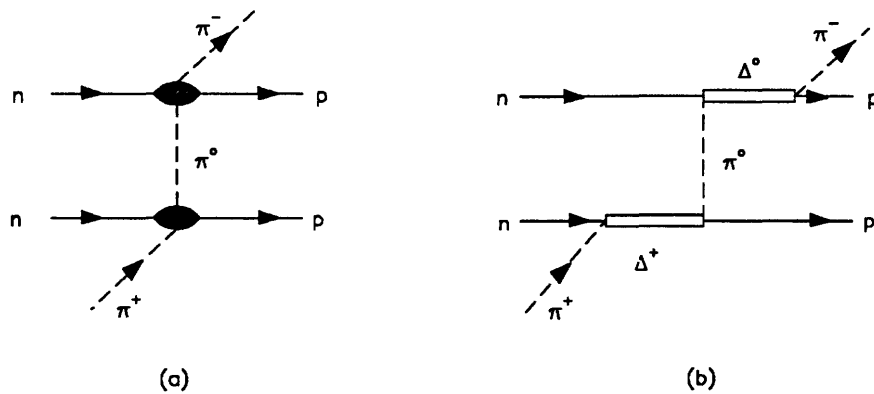


Figura 3.5: Diagrammi di Feynman per le reazioni di doppio scambio carica ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) su una coppia di neutroni. (a) corrisponde all'interazione  $\pi N$  in onda  $s$  e  $p$  senza formazione della risonanza  $\Delta(1232)$ ; (b) corrisponde all'interazione  $\pi N$  in onda nel canale  $I=J=3/2$   $p$  con la formazione della risonanza  $\Delta(1232)$ .

### 3.4 La reazione di produzione pionica

#### 3.4.1 La reazione elementare $\pi N \rightarrow \pi\pi N$

Uno dei maggiori motivi di interesse per lo studio della reazione di produzione pionica  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  è che attraverso essa si può studiare indirettamente la dinamica dell'interazione  $\pi\pi$ . Infatti l'interazione  $\pi\pi$  non può essere studiata in laboratorio facendo collidere tra di loro due fasci di pioni, dato che essi decadono e quindi i fasci avrebbero una bassa luminosità.

Attraverso la reazione pionica è possibile in linea di principio determinare le lunghezze di diffusione  $\pi\pi$  in onda  $s$  a soglia, i cui valori consentono di discriminare tra le diverse predizioni delle teorie chirali ([12],[23],[24],[25]). Inoltre nella reazione  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  compaiono meccanismi di interazione e costanti di accoppiamento fenomenologiche che intervengono in altre reazioni, quali ad esempio l'assorbimento dei pioni ed il doppio scambio di carica (DCE).

Per descrivere attraverso un'approccio fenomenologico la reazione di produzione pionica  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  tutti i modelli che negli ultimi anni sono stati messi a punto si basano sulle lagrangiane fenomenologiche di Weinberg [12]. Questa permettono di calcolare i diagrammi rappresentati in fig.3.6, in cui le linee continue rappresentano solo nucleoni.

Alcuni autori [13] tengono conto solo del termine col polo pionico (a) e di quello di contatto (b) essendo gli unici a dare un contributo non nullo ad energie prossime alla soglia di produzione, sottostimando però di più di un'ordine di grandezza la sezione d'urto sperimentale totale. Le due lagrangiane fenomenologiche

$$\mathcal{L}_{NN\pi} = \frac{g}{2M} \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \vec{\tau} \psi (\partial_\mu \vec{\phi}) \quad (3.9)$$

$$\mathcal{L}_{\pi\pi} = -\frac{1}{4} f_\pi^2 \left[ \vec{\phi}^2 (\partial^\mu \vec{\phi})^2 - \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{2} \xi \right) m_\pi^2 (\vec{\phi}^2)^2 \right] \quad (3.10)$$

descrivono i due vertici di interazione  $\pi\pi$  e  $NN\pi$ . Nelle precedenti espressioni  $\psi$ ,  $\vec{\phi}$  sono i campi nucleonici e pionici rispettivamente,  $f_\pi=93$  MeV è la costante di decadimento del pione,  $g=13.5$  è la costante di accoppiamento forte  $NN\pi$ ,  $M$  ed  $m_\pi$  le masse del pione e del nucleone e  $\xi$  il parametro di rottura della simmetria chirale. È un parametro di origine perturbativa [13], e compare davanti alla massa del pione per quantificare il grado di rottura esplicita della simmetria chirale. Tale simmetria è legata al piccolo valore della massa del pione e sarebbe soddisfatta se  $m_\pi = 0$ . In realtà, pur essendo piccola su scala adronica, la massa del pione è diversa da zero,

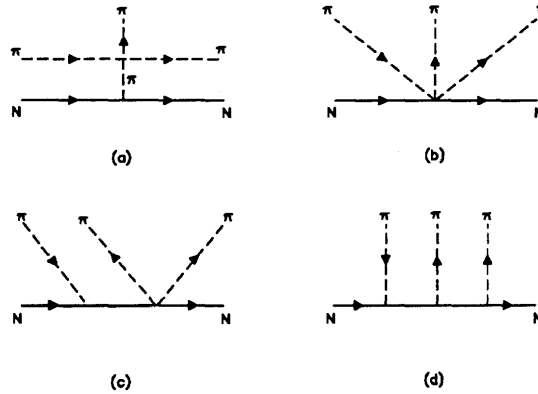


Figura 3.6: Diagrammi per la reazione  $(\pi, 2\pi)$  contenenti solo nucleoni e pioni.

e questo comporta la rottura esplicita della simmetria chirale. In termini di lagrangiana questo corrisponde alla presenza del termine  $\frac{1}{2}(1 - \frac{1}{2}\xi)m_\pi^2\bar{\phi}^4$  nella  $\mathcal{L}_{\pi\pi}$ .

Allo scopo di migliorare l'accordo tra previsioni teoriche e risultati sperimentali altri autori [26] introducono i rimanenti diagrammi di fig.3.6. Tuttavia la sezione d'urto calcolata facendo uso di tutti questi termini continua ancora a sottostimare quella sperimentale. Ad esempio, nel caso della reazione  $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$  (fig.3.7) le previsioni teoriche sottostimano i dati di circa un fattore tre a soglia, e di circa un fattore sei ad energie  $T_\pi=300-400$  MeV, suggerendo che per calcolare completamente l'ampiezza di diffusione bisogna considerare ulteriori diagrammi di interazione. È questo ciò che viene fatto nel modello proposto da Oset e Vicente-Vacas [52] per la reazione  $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$ . Esso considera tutti i diagrammi di fig.3.6, dove però le linee continue rappresentano non solo nucleoni ma anche le risonanze barioniche  $\Delta(1232)$ ,  $N^*(1440)$  (fig.3.8).

Per il calcolo di tali diagrammi gli autori fanno uso di lagrangiane simili alla (3.9). In particolare nel caso del diagramma di fig.3.8 (c) la lagrangiana che descrive il vertice di interazione  $\Delta\Delta\pi$  è

$$\mathcal{L}_{\Delta\Delta\pi} = \frac{f_{\Delta\Delta\pi}}{\mu} \psi_\Delta^+ S_{\Delta,i} (\partial_i \bar{\phi}^\lambda) T_\Delta^\lambda \psi_\Delta \quad (3.11)$$

con  $S_\Delta$  e  $T_\Delta$  matrici di spin e isospin che connettono stati con spin e isospin 1/2 a stati con spin ed isospin 3/2 e  $f_{\Delta\Delta\pi}$  costante tuttora non determinata sperimentalmente in modo univoco. Nei loro calcoli gli autori assumono  $f_{\Delta\Delta\pi} = \frac{4}{5} f_{NN\pi}$ .

Come mostrato in fig.3.8 (d) il decadimento della  $N^*$  in  $N\pi\pi$  avviene attraverso la mediazione di un mesone scalare  $\epsilon$ . Data la scarsa conoscenza degli accoppiamenti  $N^*N\epsilon$  ed  $\epsilon\pi\pi$ , il calcolo viene fatto usando la lagrangiana

$$\mathcal{L}_{N^*N\pi\pi} = -C \bar{\psi}_N \vec{\phi} \cdot \vec{\phi} \psi_{N^*} + h.c. \quad (3.12)$$

con  $C = -(0.91 \pm 0.2)m_\pi^{-1}$  costante fenomenologica ottenuta dal confronto con la larghezza sperimentale del decadimento  $N^* \rightarrow (N\pi\pi)_{s-wave}$  (che è circa il 5÷20% della larghezza totale del decadimento della  $N^*$ ).

Il vertice di interazione  $N^*N\pi$  viene invece trattato con la

$$\mathcal{L}_{N^*N\pi} = \frac{\bar{f}}{m_\pi} \psi_n^+ \sigma_i (\partial_i \vec{\phi}) \vec{\tau} \psi_{N^*} + h.c. \quad (3.13)$$

dove  $\bar{f}/4\pi=0.02$

In tutto vengono presi in considerazione 32 diagrammi che permettono una riproduzione della sezione d'urto all'interno degli errori sperimentali, eccetto che ad energie superiori a 300 MeV

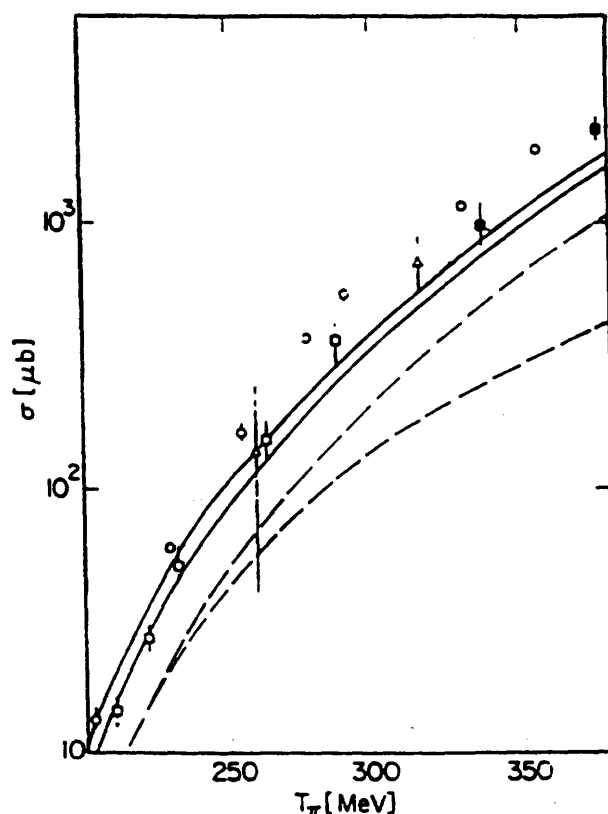


Figura 3.7: Sezione d'urto totale per la reazione  $(\pi, 2\pi)$ , calcolata con i soli diagrammi di fig.3.6 (curva tratteggiata inferiore) e con l'introduzione delle  $\Delta$  (curva tratteggiata superiore). Le linee continue sono relative al modello completo [52] (quella superiore relativa a  $\xi=-0.5$ , quella inferiore a  $\xi=0$ ). Per i punti sperimentali vedi [15].

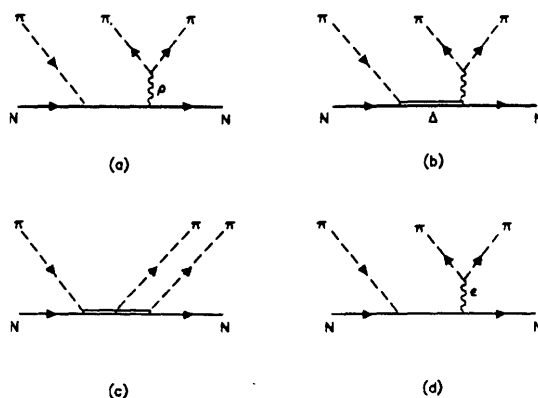


Figura 3.8: Ulteriori diagrammi per la reazione  $(\pi, 2\pi)$ , in cui gli stati intermedi sono le risonanze barioniche  $\Delta(1232)$ ,  $N^*(1440)$ , e i mesoni  $\rho$ ,  $\epsilon$ .

dove i dati vengono sottostimati di circa il 50%. Questa insufficienza secondo gli autori è dovuta al fatto di non aver introdotto tutti i possibili stati intermedi contenenti la risonanza barionica  $N^*$ .

### 3.4.2 Reazioni di produzione pionica indotte su nuclei

La reazione  $A(\pi, 2\pi)$  venne inizialmente proposta da Eisenberg [27] per cercare di mettere in evidenza gli effetti precursori legati al fenomeno della condensazione del campo pionico, che, come visto in §2.2.3 dovrebbero manifestarsi in un'aumento della sezione d'urto in prossimità di momenti trasferiti dell'ordine di 2-3  $m_\pi$ . Usando pioni incidenti con energie tra 180 e 350 MeV, ed assumendo che i pioni uscenti portino via poco momento, i momenti trasferiti al nucleo nelle reazioni  $A(\pi, 2\pi)$  sono infatti di 2-3  $m_\pi$ .

I primi modelli descrivevano la reazione  $A(\pi, 2\pi)$  a soglia, dove si controllava meglio la dinamica della reazione di produzione pionica elementare, essendo lontani dalla zona energetica di eccitazione delle risonanze isobariche. Rockmore [28] descrive la reazione  $A(\pi, 2\pi)$  considerando solo il diagramma con il polo pionico e quello di contatto (fig.3.6 (a),(b)) : calcola l'ampiezza di transizione  $T$  relativa a questi diagrammi, e applica il risultato trovato ai nuclei con  $N = Z$ , tramite il modello di Goldhaber-Teller [29]. Le sezioni d'urto totali previste dal modello sono dell'ordine del  $\mu b$ , indicando una difficile accessibilità sperimentale per la loro misura.

Cohen e Eisenberg [57], sviluppano un modello in cui l'ampiezza di transizione della reazione elementare  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  è proporzionale all'operatore di spin-isospin  $\vec{\sigma} \cdot \vec{k} \tau_a$  (dove  $\vec{k}$  è il momento del pione incidente,  $\vec{\sigma}$  e  $\tau_a$  rispettivamente gli operatori di spin ed isospin). Essendo interessati agli effetti precritici, rinormalizzano esplicitamente tale ampiezza dividendola per la funzione diamesica  $\epsilon(\omega, \vec{k}; g')$  essendo  $g'$  il parametro di Midgal, ed ottengono valori di sezioni d'urto molto sensibili alle variazioni di  $g'$ , indicando quindi che la reazione  $A(\pi, 2\pi)$  è molto adatta per quantificare gli effetti precritici. Tuttavia si deve notare che gli autori rinormalizzano tutta l'ampiezza parametrizzata della transizione elementare  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ , mentre dovrebbe essere normalizzato solo la parte relativa al diagramma con il polo pionico, dato che è solo quest'ultimo a contenere il pione virtuale.

Le previsioni del modello sono state confrontate con i risultati di recenti esperimenti di produzione pionica indotta su nuclei di Ossigeno [49] e Piombo [58], e gli esiti di questo confronto (riassunti nella tabella 3.1 e nella fig.3.9) hanno mostrato l'inesistenza degli effetti precritici previsti dal modello [57] nella reazione di produzione pionica indotta su nuclei.

Nucleo	$\sigma^{exp} [mb]$	$\sigma^{th} [mb]$	
		Mod1	Mod2
$^2H$	$0.415 \pm 0.06$ [48]	0.310	
$^{12}C$	$0.7 \pm 0.1$ [64]	2.4	
$^{16}O$	$2.25 \pm 0.35$ [49]	2.7	3.8, 4.5, 6.0 <sup>c)</sup>
$^{208}Pb$	$8.7 \pm 1.5$ [58]	11.9 (7.5 <sup>d)</sup> )	7.5 <sup>a)</sup> ; 20 <sup>b)</sup> , 43 <sup>b)</sup> , 179 <sup>b)</sup>

Tabella 3.1: Mod1 e Mod2 si riferiscono rispettivamente al modello di Oset e Vicente-Vacas [54] e a quello di Cohen et al. [57].

<sup>a)</sup> Previsioni del modello [57] senza effetti precursori.

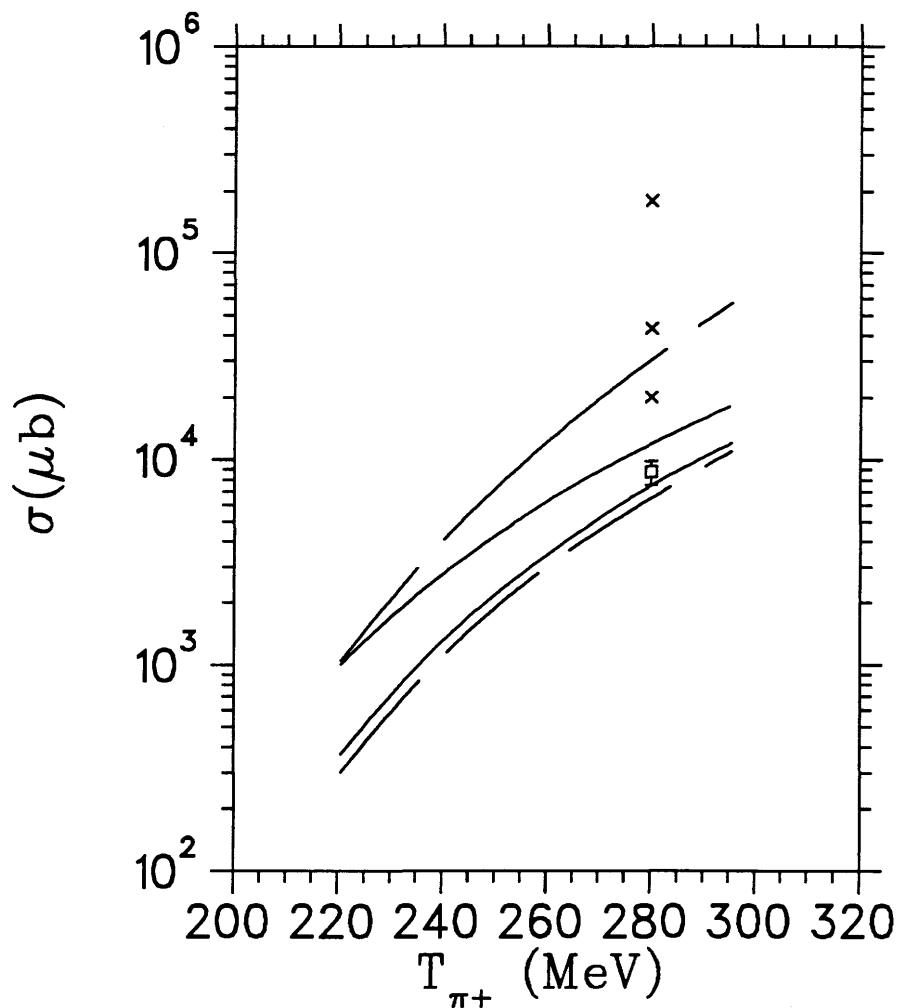


Figura 3.9: Previsioni teoriche per la sezione d'urto totale della reazione  $^{208}\text{Pb}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  in funzione dell'energia cinetica del pione incidente nel sistema di laboratorio. Il quadratino corrisponde al valore misurato a  $T_{\pi^+} = 280 \text{ MeV}$  [58]. Le tre crocette sono i valori previsti dal modello [57] (vedi tabella 3.1). Le curve previste dal modello [54]: 1) continua superiore: senza effetti coulombiani sul pione incidente; 2) continua inferiore: con effetti coulombiani; 3) tratteggiata superiore: senza distorsione sulle funzioni d'onda del pione entrante e di quelli uscenti (diffusione quasi-elastica ed assorbimento); 4) tratteggiata inferiore: senza effetti precritici.



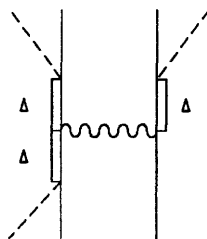


Figura 3.10: Possibile meccanismo di produzione pionica a due corpi.

- b) Previsioni del modello [57] in corrispondenza del parametro di Midgal  $g' = 0.6, 0.5$  e  $0.42$  rispettivamente.
- c) Previsioni del modello [57] in corrispondenza del parametro di Midgal  $g' = 0.7, 0.55$  e  $0.40$  rispettivamente.
- d) Previsioni del modello [54] tenendo conto della repulsione coulombiana del pione incidente sulla superficie del nucleo.

Ci sono però altri modi con cui la materia nucleare può influire sulla dinamica di produzione pionica. Se il pione ha un'energia sufficientemente alta, la reazione  $(\pi, 2\pi)$  può coinvolgere due nucleoni attraverso il meccanismo schematizzato in fig.3.10 in cui la produzione dei due pioni avviene in seguito al doppio decadimento  $\Delta\Delta \rightarrow 2\pi 2N$ , dove le due  $\Delta$  sono eccitate attraverso il canale  $\pi NN \rightarrow \Delta N \rightarrow \Delta\Delta$  [17].

Il canale iniziale  $\pi NN \rightarrow \Delta N$  rappresenta il meccanismo principale della reazione di assorbimento del pione nel nucleo, con una sezione d'urto due ordini di grandezza superiore a quella della reazione  $A(\pi, 2\pi)$ . Si noti che il diagramma di fig.3.10 può essere ottenuto dal diagramma di fig.3.8 (c) del paragrafo precedente aggiungendo una linea adronica alla sua destra. Alle nostre energie quest'ultimo termine ha già di per se un peso molto piccolo. Questo fatto rende trascurabile il contributo del termine di fig.3.10 nella reazione di produzione pionica.

A ciò si aggiunga che affinché diagrammi del tipo di fig.3.10 rappresentino meccanismi di produzione pionica a due corpi è necessario che i due nucleoni siano correlati, cioè che il pione che si scambiano sia virtuale (altrimenti si tratterebbe di interazioni negli stati finali). D'altra parte la reazione avviene soprattutto in prossimità della superficie del nucleo, dove la densità è minore e quindi i nucleoni sono debolmente correlati.

Alcuni calcoli [57] mostrano come tale circostanza renda praticamente trascurabile il contributo di meccanismi a due corpi, e questo viene confermato ad esempio dalle analisi dei dati relativi alla reazione  $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  [49].

I modelli teorici per reazione  $A(\pi, 2\pi)$  si basano quindi su processi di produzione ad un solo corpo, anche se non è escluso che meccanismi del tipo di fig.3.10 possano aumentare di importanza all'aumentare dell'energia del pione incidente.

In fig.3.11, le curve della sezione d'urto totale per la reazione  $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  previste da tre diversi modelli messi a punto rispettivamente da Rockmore [28], Cohen ed Eisenberg [57], Oset e Vicente-Vacas [54] sono confrontate con il valore misurato a  $T_{\pi^+} = 280$  MeV [49]. Come si vede, il modello che meglio riproduce i dati sperimentali è quello di Oset e Vicente-Vacas che verrà qui di seguito descritto. La fig.3.12 rappresenta il modello nei suoi aspetti fondamentali. Il punto di partenza è il calcolo dell'ampiezza di transizione del processo elementare  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  attraverso i 32 diagrammi di Feynman descritti nel paragrafo precedente. Il calcolo deve essere fatto tenendo presente che nella materia nucleare i diagrammi vanno rinormalizzati. Questo si traduce nel cambiamento di tutti i vertici, propagatori e linee esterne dei diagrammi di fig.3.6 e fig.3.8 del paragrafo precedente.

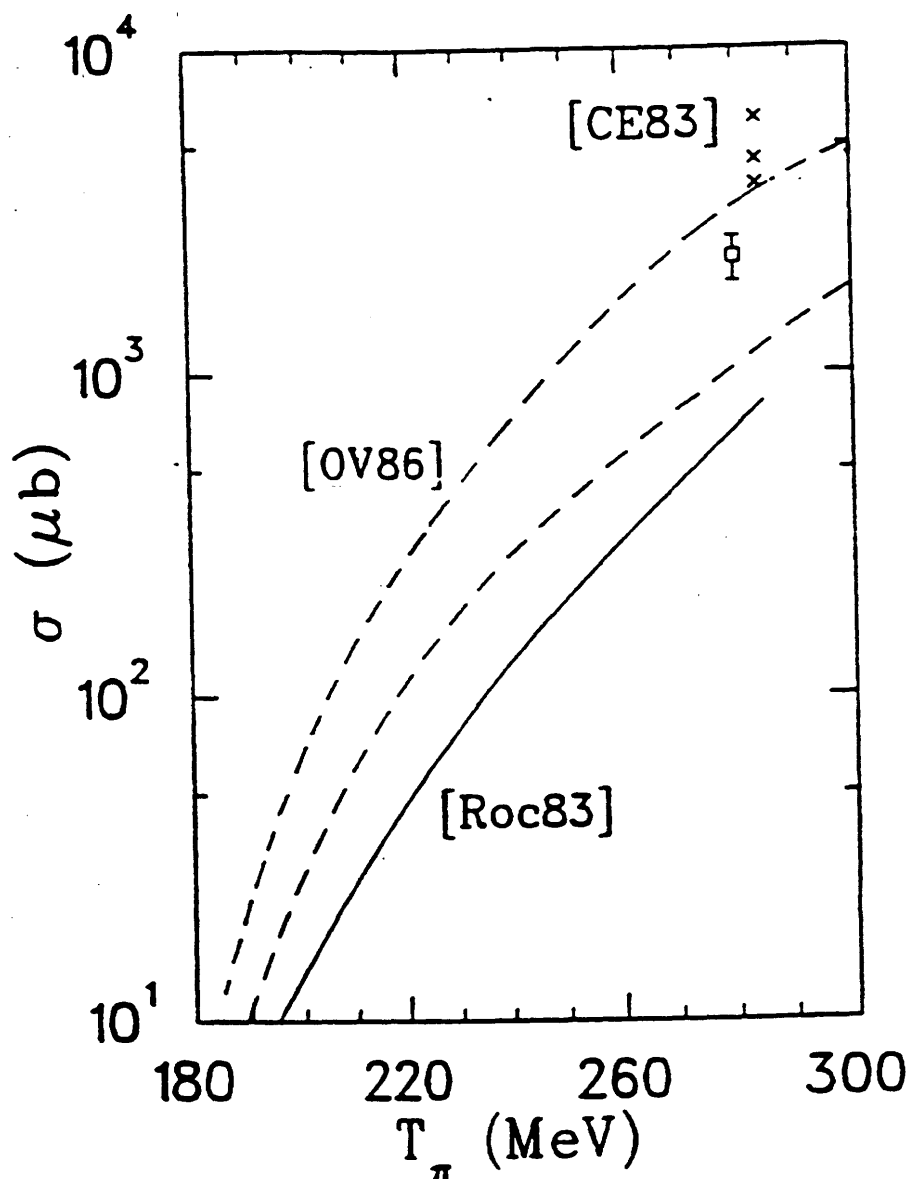
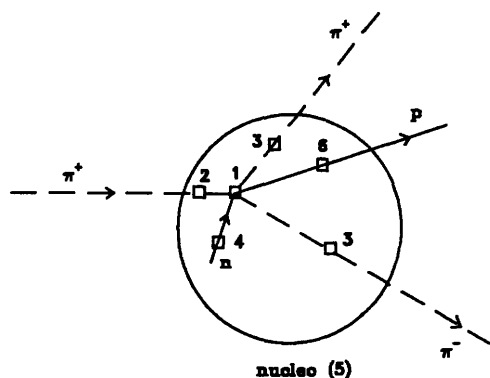


Figura 3.11: Predizioni della sezione d'urto totale per la reazione  $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  confrontate con il valore sperimentale misurato a  $280\text{ MeV}$  [49]. Il modello di Cohen ed Eisenberg [57] fornisce valutazioni in corrispondenza ai tre diversi valori del parametro di Midgal  $g' = 0.40, 0.55, 0.70$  (le tre crocette in alto). Le due linee tratteggiate corrispondono al modello di Oset e Vicente- Vacas [54]: quella più bassa è ottenuta senza tener conto degli effetti di legame sugli stati finali, che se inclusi contribuiscono di circa un fattore 2 (curva tratteggiate superiore). Infine la curva più bassa è quella prevista dal modello di Rockmore [28].



- 1) Meccanismo elementare  $\pi N \rightarrow \pi N$ : rinormalizzazione della ampiezza di transizione nella materia nucleare
- 2) Distorsione del pione entrante: diffusione quasi-elastica e assorbimento
- 3) Distorsione dei pioni uscenti: assorbimento
- 4) Stato del nucleone iniziale
- 5) Descrizione del nucleo
- 6) Stato del nucleone finale (Pauli blocking)

Figura 3.12: Schema del modello di Oset e Vicente per la reazione  $A(\pi, 2\pi)$

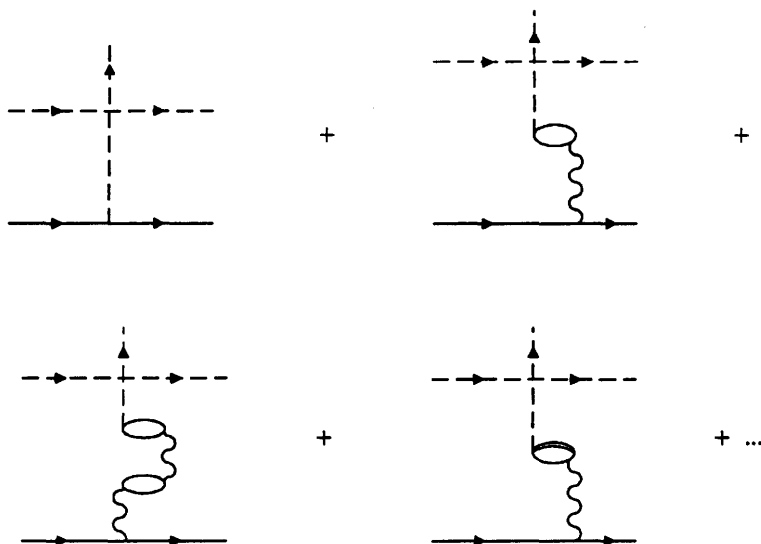


Figura 3.13: Rinormalizzazione del diagramma con il polo pionico.

Come mostrano alcuni calcoli [59], la rinormalizzazione del vertice  $NN\pi$  equivale alla ridefinizione della costante di accoppiamento  $g_{NN\pi}$ , con una diminuzione di circa il 5% rispetto al suo valore nel vuoto. Gli altri vertici subiscono minori modifiche, così come sono trascurabili gli effetti sui propagatori adronici. In questo modo il solo effetto rilevante è la rinormalizzazione del propagatore pionico secondo i diagrammi indicati in fig.3.13

La procedura di rinormalizzazione viene eseguita in modo identico a quanto fatto in precedenza, quando si è risolta l'equazione di propagazione del pione nella materia nucleare. In termini di propagatore ciò corrisponde alla sostituzione del propagatore libero (2.26) con quello rinormalizzato:

$$D(\omega, \mathbf{k}) = \frac{D_o(\omega, \mathbf{k})}{\varepsilon(\omega, \mathbf{k})} \quad (3.14)$$

dove ora la funzione diamesica è:

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - U(\omega, \mathbf{k})V_i(\omega, \mathbf{k}) \quad (3.15)$$

essendo  $U$  la funzione di Lindhard che descrive le ampiezze di transizione  $\pi \rightarrow NN^{-1}$  e  $\pi \rightarrow \Delta N^{-1}$  in un mare di Fermi, e  $V_l$  la parte longitudinale di spin-isospin dell'interazione nucleare, per le cui espressioni esplicite si rimanda al lavoro originale di Oset e Vicente-Vacas.

L'ampiezza del solo termine col polo pionico diventa:

$$\tilde{T}^{1,p} = T^{1,p} \cdot \frac{1}{1 - UV_l} \quad (3.16)$$

con  $T^{1,p}$  l'ampiezza non rinormalizzata.

Dato che ad essere rinormalizzato è il solo termine col polo pionico, Oset e Vicente-Vacas riscrivono l'ampiezza totale di transizione come

$$\tilde{T} = T^{free} - T^{1,p} + \tilde{T}^{1,p} \quad (3.17)$$

dove  $T^{free}$  è l'ampiezza relativa al processo elementare  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ .

Una volta espresso correttamente il meccanismo elementare ( $\pi, 2\pi$ ) tenendo conto degli effetti della materia nucleare, si tratta di dare una descrizione del nucleo per il calcolo della sezione d'urto del processo  $A(\pi, 2\pi)$  (punto 5 di fig.3.12). A tale scopo gli autori fanno uso dell'unitarietà ed assumono il nucleo un mare di Fermi di densità locale  $\rho(\vec{r})$  espressa dalla forma di Saxon-Woods:

$$\rho(r) = \frac{\rho_o}{1 + e^{\frac{(r-r_o)}{a}}} \quad (3.18)$$

essendo  $\rho_o$  la densità di saturazione della materia nucleare,  $a$  e  $r_o$  rispettivamente lo spessore della superficie del nucleo, ed il raggio di quest'ultimo misurato in corrispondenza a metà densità nucleare.

Il calcolo del diagramma di fig.3.14 (a), dove la bolla indica tutti i possibili contributi di interazione, è equivalente al calcolo del diagramma di fig.3.14 (b) tagliato analiticamente lungo la linea tratteggiata.

Questo diagramma rappresenta la propagazione di un pione nel nucleo attraverso l'eccitazione di uno stato intermedio particella-buca- $2\pi$ . Detta  $\Pi(\omega, \mathbf{k})$  la self-energy del pione corrispondente a tale transizione (dipendente dall'ampiezza di diffusione  $\pi N$  in avanti), la sezione d'urto viene calcolata attraverso l'integrale

$$\sigma = -\frac{1}{\mathbf{k}} \int_{\Omega_{nucl}} d^3r \text{Im} \Pi(\omega, \mathbf{k}, \rho(\mathbf{r})) \quad (3.19)$$

valutato sul volume nucleare  $\Omega_{nucl}$ , dove la parte immaginaria di  $\Pi$  viene dall'aver portato on-shell le 4 particelle dello stato intermedio.

La forma esplicita di  $\Pi(k)$  scritta in termini della matrice di transizione rinormalizzata  $\tilde{T}$ , dei propagatori e dei numeri di occupazione  $n(\mathbf{q})$  del nucleone iniziale nel mare di Fermi, è

$$\begin{aligned} \Pi(k) = & \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k_1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k_2}{(2\pi)^4} \sum_{s_i} \sum_{s_f} (-i) \tilde{T}(-i) \tilde{T}^* \frac{in(\mathbf{q})}{q^o - \epsilon(\mathbf{q}) - i\eta} \\ & \times \frac{[1 - n(\mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)]}{k^o + q^o - k_1^o - k_2^o - \epsilon(\mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) + i\eta} \\ & \times \frac{i}{k_1^{o2} - \mathbf{k}_1^2 - \mu^2 + i\eta} \cdot \frac{i}{k_2^{o2} - \mathbf{k}_2^2 - \mu^2 + i\eta} \end{aligned} \quad (3.20)$$

dove  $s_i, s_f$  sono gli spin iniziale e finale del nucleone,  $q$  e  $\epsilon(\mathbf{q})$  il suo quadrimomento e la sua energia cinetica,  $k$  il quadrimomento del pione entrante e  $k_1, k_2$  quelli dei pioni uscenti.

Nella precedente, la parte  $\int d^4q n(\mathbf{q})$  tiene conto dei possibili stati del nucleone nel mare di Fermi,

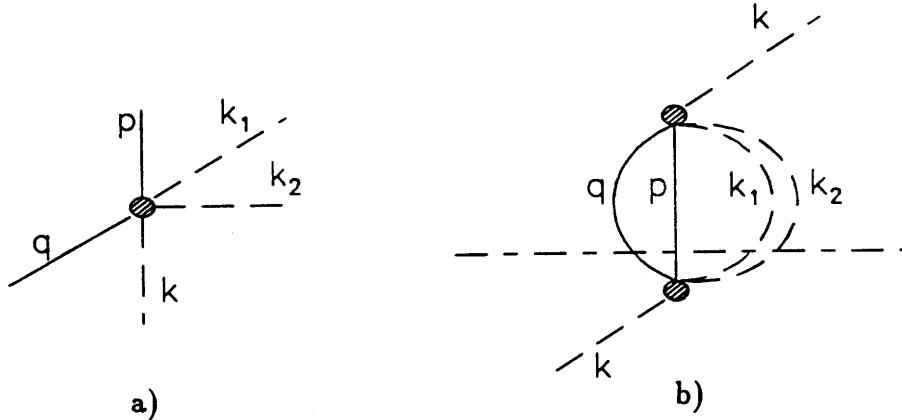


Figura 3.14: Digramma (a) per la reazione  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  in cui la bolla rappresenta tutti i possibili meccanismi di produzione, e il corrispondente meccanismo dello stato particella-buca- $2\pi$  nella materia nucleare (b) in cui il taglio lungo la linea tratteggiata fornisce il potenziale ottico relativo al processo.

mentre il numero di occupazione  $n(\mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$  tiene conto del principio di esclusione di Pauli applicato al nucleone finale (punti 4 e 6 di fig.3.12).

Passiamo ora agli effetti di distorsione del pione entrante dovuti a diffusione quasi-elastica e ad assorbimento (punto 2 di fig.3.12). Quando il pione incidente subisce una collisione quasi elastica con uno o due nucleoni del nucleo atomico attraverso l'eccitazione di stati  $1p1h$ ,  $2p2h$ , perde circa un terzo della sua energia cinetica.

Dato che la sezione d'urto della reazione ( $\pi, 2\pi$ ) per energie  $T_\pi \leq 300 \text{ MeV}$  decresce molto rapidamente con l'energia (vedi fig.3.7 del paragrafo precedente), la probabilità che questi pioni inducano la produzione pionica è trascurabile, e quindi essi vengono tolti dal flusso incidente.

Inoltre dato che a basse energie il processo dominante è la formazione della risonanza barionica  $\Delta(1232)$ , la diffusione quasi-elastica può essere descritta attraverso la fenomenologia del modello  $\Delta$ -buca.

Il calcolo della sezione d'urto di diffusione quasi-elastica è fatto attraverso il teorema ottico (unitarietà). La procedura è simile a quella per il calcolo della sezione d'urto  $A(\pi, 2\pi)$ .

Si tratta di scrivere la self-energy relativa ai diagrammi del tipo di fig.3.15, e di valutare la sua parte immaginaria proveniente dai diversi tagli analitici che portano on-shell le particelle che vogliamo avere nello stato finale, cioè uno (o più) nucleoni e un pione.

Il calcolo porta alla probabilità di diffusione quasi-elastica per unità di lunghezza

$$P_Q = C(\omega) \left( \frac{1}{2}\Gamma - \frac{1}{2}\Gamma_P + C_Q \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\alpha \right) \rho \quad (3.21)$$

dove

$$C(\omega) = \frac{4}{9} k \left( \frac{f^*}{m_\pi} \right)^2 \frac{M^2}{s} |G_{\Delta h}(\omega)|^2 \quad (3.22)$$

$s$  è l'energia del sistema  $\pi N$  nel centro di massa,  $f^*/4\pi=0.3$  la costante di accoppiamento  $\Delta N\pi$ ,  $\Gamma$  la larghezza libera della  $\Delta$  e  $\Gamma_P$  la correzione di Pauli,  $\rho$  è la densità locale,  $\rho_0$  quella di saturazione, ed  $\alpha$  l'esponente che determina la dipendenza di  $P_Q$  dalla densità nucleare ( $\alpha = 0.39$ , vedi [54]).

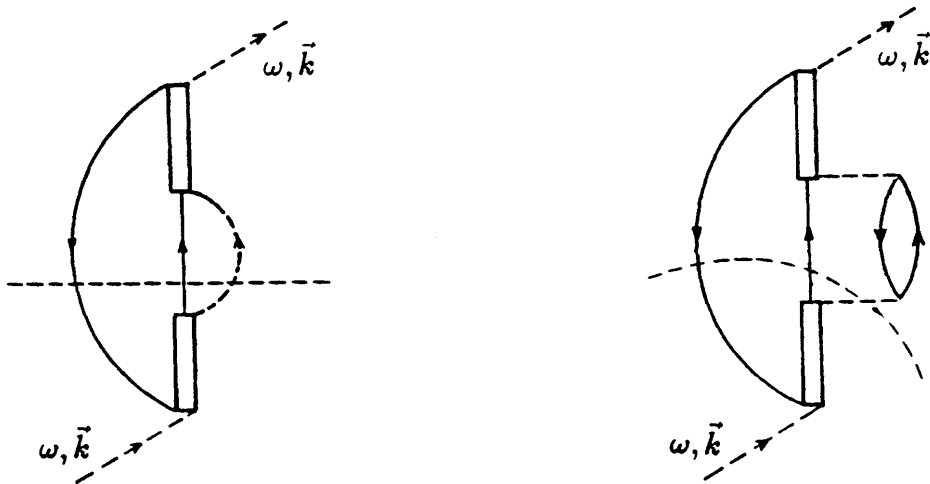


Figura 3.15: Meccanismi di interazione del pione con la materia nucleare. I tagli che portano on-shell le particelle degli stati intermedi (linee a doppio tratteggio) generano la parte immaginaria della self-energy  $\Pi$  del pione con cui si calcola la sezione d'urto di diffusione quasi-elastica.

$G_{\Delta h}$  è il propagatore dello stato  $\Delta$ -buca

$$G_{\Delta h} \simeq \left( \omega - \omega_R + \frac{1}{2}i\Gamma - \frac{1}{2}\Gamma_P - iIm\Sigma_{\Delta} \right)^{-1} \quad (3.23)$$

con  $\omega_R \simeq 2.2m_{\pi}$  e  $Im\Sigma_{\Delta}$  la parte immaginaria della self-energy della  $\Delta$ .  
L'espressione:

$$P_A = C(\omega) \left[ C_{A_2} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\beta} + C_{A_3} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma} \right] \rho \quad (3.24)$$

descrive invece la probabilità di assorbimento del pione entrante per unità di lunghezza secondo i meccanismi di re-scattering a due e tre corpi descritti in fig.3.16 ( $\beta=0.86$ ,  $\gamma=1.73$ , vedi [54]).

Per quanto riguarda invece la descrizione dei pioni uscenti (punto 3 di fig.3.12), il modello tiene conto solamente degli effetti di assorbimento. Infatti gli autori sono interessati al calcolo della sezione d'urto totale della reazione  $A(\pi, 2\pi)$  e quindi considerano solo quei meccanismi che tolgono particelle al flusso uscente.

Per valori di energia del pione incidente pari a  $280 \text{ MeV}$ , la maggior parte dei pioni uscenti ha un'energia inferiore a  $70 \text{ MeV}$ , per cui la probabilità che essi riescano ad eccitare la  $\Delta$  è piuttosto piccola. Quindi l'assorbimento dei pioni uscenti avviene in gran parte attraverso meccanismi di re-scattering coinvolgenti solo nucleoni.

Oset e Vicente-Vacas ne tengono conto usando la forma iconale per la sezione d'urto di assorbimento:

$$\sigma_{ABS} = \int d^2b \left[ 1 - e \left( - \int_{-\infty}^{+\infty} C'(\omega) \rho^2(b, z) dz \right) \right] \quad (3.25)$$

con  $b$  il parametro di impatto,  $\rho$  la densità nucleare,  $z$  la direzione del moto del pione e  $C'(\omega)$  il coefficiente di assorbimento.

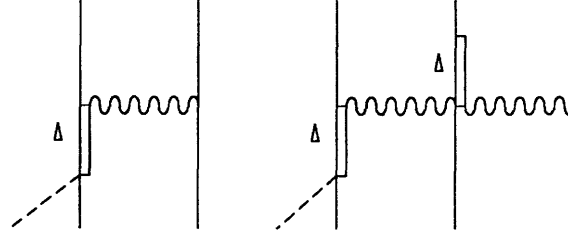


Figura 3.16: Diagrammi di assorbimento del pione attraverso la formazione intermedia della  $\Delta(1232)$ , che vengono usati nel modello [54] per il calcolo della sezione d'urto di assorbimento del pione incidente sul nucleo.

Con tutte queste prescrizioni, la formula della sezione d'urto totale per la reazione  $A(\pi, 2\pi)$  è

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} = & \frac{\pi}{k} \int d^2b dz \cdot e^{-\int_{-\infty}^z dz' C(\omega)} \cdot \left[ \frac{1}{2} \Gamma - \frac{1}{2} \Gamma_P + C_Q \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\alpha + C_{A_2} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\beta + C_{A_3} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma \right] \cdot \rho(b, z) \\ & \cdot \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k_1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k_2}{(2\pi)^4} n(\mathbf{q}) [1 - n(\mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)] \\ & \cdot \sum_{s_i, s_f} |T|^2 \frac{1}{2\omega(\mathbf{k}_1)} \frac{1}{2\omega(\mathbf{k}_2)} \delta(k^0 - \epsilon(\mathbf{q}) - \omega(\mathbf{k}_1) - \omega(\mathbf{k}_2) - \epsilon(\mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)) \\ & \cdot e^{\left(-\int_{(b,z)}^{\infty} dl_1 C'(\omega) \rho^2(\vec{r}_1)\right)} \cdot e^{\left(-\int_{(b,z)}^{\infty} dl_2 C'(\omega) \rho^2(\vec{r}_2)\right)} \end{aligned} \quad (3.26)$$

dove i simboli  $\epsilon k^0$ , ed  $\omega$  indicano rispettivamente le energie cinetiche dei nucleoni, del pione entrante e di quelli uscenti,  $\vec{r}_1$ ,  $\vec{r}_2$  le posizioni dei due pioni nel nucleo, ed  $l_1$ ,  $l_2$  le lunghezze misurate lungo le direzioni del loro moto.

Per essere rigorosi, nell'espressione della  $\delta$  che compare sotto il segno di integrale si dovrebbero includere le energie potenziali del pione e dei nucleoni. D'altra parte, detto  $V(\mathbf{r})$  il potenziale nucleare medio agente sui nucleoni, il suo effetto globale è nullo nella differenza  $\epsilon(\mathbf{q}) - \epsilon(\mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$ . Inoltre, dato che sono già stati rimossi dal flusso tutti quei pioni che hanno subito perdite di energia per diffusione quasi-elastica, l'energia del pione entrante  $k^0$  è costante anche all'interno del nucleo. Gli unici ed eventuali effetti dovuti alla presenza del potenziale ottico nucleare, riguardano quindi i due pioni uscenti.

A parte le basse energie, dove domina l'interazione repulsiva in onda  $s$ , la self-energy  $\Pi$  è attrattiva e questo comporta una diminuzione dell'energia  $\omega(\mathbf{k})$  dei due pioni uscenti. Ciò si traduce in un'aumento della spazio delle fasi disponibile, poichè se un pione, a parità di impulso, ha nel nucleo un'energia  $\tilde{\omega}(\mathbf{k})$  più bassa di quella che avrebbe nel vuoto  $\omega(\mathbf{k})$ , ci sono più valori di  $\mathbf{k}_1$   $\mathbf{k}_2$  in grado di soddisfare la condizione di conservazione dell'energia imposta dalla  $\delta$ .

Tale effetto è dovuto all'interazione attrattiva dei pioni uscenti con il potenziale medio generato dai nucleoni del nucleo (effetto di legame sugli stati finali). Se ne tiene conto sostituendo l'espressione del propagatore pionico libero dei due pioni uscenti della (3.20):

$$D_o = \frac{1}{k^0{}^2 - \mathbf{k}^2 - \mu^2} \quad (3.27)$$

con il propagatore rinormalizzato:

$$D = \frac{1}{k^0{}^2 - \mathbf{k}^2 - \mu^2 - \Pi(k^0, \mathbf{k})} \quad (3.28)$$

essendo  $\Pi = \Pi^{(s)} + \Pi^{(p)}$  la somma delle potenziali ottici in onda  $s$  e  $p$ . L'integrazione sulle energie  $k_1^0, k_2^0$  dà ora:

$$\text{Res}D(k) = \frac{1}{2k^0 - \frac{\partial \Pi}{\partial k^0}} \Big|_{k^0 = \tilde{\omega}(\mathbf{k})} \quad (3.29)$$

che sostituiscono i vecchi residui  $\frac{1}{2\omega(\mathbf{k})}$ , essendo  $\tilde{\omega}(\mathbf{k})$  il valore dell'energia del pione nel nucleo data dai poli del propagatore:

$$\tilde{\omega}(\mathbf{k}) - k^2 - \mu^2 - \text{Re}\Pi(\tilde{\omega}(\mathbf{k}), \mathbf{k}) = 0 \quad (3.30)$$

(la parte immaginaria del potenziale ottico in onda  $p$  è trascurabile alle energie dei pioni uscenti). Inoltre per ognuno dei due pioni uscenti si dovrà sostituire la  $\delta$  con la nuova espressione:

$$\delta(k^0 + \epsilon(\mathbf{q}) - \tilde{\omega}(\mathbf{k}_1) - \tilde{\omega}(\mathbf{k}_2) - \epsilon(\mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)). \quad (3.31)$$

### 3.5 L'interazione $\pi\pi$ nel canale $I=J=0$ e sue modificazioni nella materia nucleare.

L'interazione nucleone-nucleone a distanze  $0.8 \leq r \leq 2$  fm viene descritta con successo attraverso lo scambio di due pioni correlati [60]. Trattandosi di due bosoni identici, la loro funzione d'onda deve essere totalmente simmetrica, e ciò impone che il sistema  $\pi\pi$  abbia i numeri quantici  $I=J=0$  (che corrisponde ad un bosone scalare-isoscalare) o  $I=J=1$  (che corrisponde ad un bosone vettoriale-isovettoriale). Lo stato  $I=J=0$ , media circa i 2/3 dell'attrazione tra due nucleoni alle distanze di cui sopra [60], ed ha una distribuzione in massa centrata attorno a 550 MeV [11].

Tuttavia, come accennato nel §2.1 mentre si conosce un mesone con i numeri quantici  $I=J=1$  (il mesone  $\rho(770)$ ), non ci sono evidenze sperimentali dell'esistenza nel vuoto di uno stato risonante nel canale  $I=J=0$  al di sotto di  $\sim 900$  MeV. Lo stato in questione è chiamato mesone  $\sigma$ , impropriamente poichè appunto non corrisponde ad una struttura risonante.

È interessante studiare le modificazioni indotte dalla materia nucleare sulla correlazione  $\pi\pi$  in tale canale: infatti, è all'interno dei nuclei che avviene l'interazione nucleone-nucleone, ed è lì che ci si aspetta delle modificazioni dell'interazione  $\pi\pi$  a causa della rinormalizzazione del propagatore del singolo pione dovuto all'eccitazione degli stati di tipo particella-buca.

In generale la rinormalizzazione del propagatore di una particella può indurre l'esistenza di nuovi poli che corrispondono a nuovi stati legati del suo spettro energetico. Così ci si può aspettare che la rinormalizzazione del propagatore del sistema  $\pi\pi$  nella materia nucleare induca nuovi poli, che potrebbero corrispondere all'insorgere di stati legati che non esistono nello spazio libero.

L'influenza della materia nucleare sull'intensità della correlazione  $\pi\pi$  è nel canale  $I=J=0$  è stata inizialmente studiata in [3], dove si è trovata una forte distorsione dell'intensità di correlazione tra i due pioni in prossimità della soglia di due masse pioniche, corrispondente ad un'accumulo di coesione. Nei calcoli in questione si parte dal potenziale fenomenologico di Johnstone-Lee [62] che descrive l'interazione  $\pi\pi$  nel vuoto attraverso un potenziale separabile  $V_{\pi\pi}$ , i cui parametri sono scelti in modo da riprodurre le lunghezze di diffusione  $\pi\pi$  nei canali  $I=0,2$  e gli sfasamenti asintotici fino ad energie di 1 GeV. L'influenza della materia nucleare sul potenziale di interazione  $\pi\pi$  viene introdotta attraverso l'accoppiamento dei singoli pioni con gli stati  $\Delta$ - $h$  (rinormalizzazione del singolo propagatore pionico), e questo comporta un'aumento di coesione tra i due pioni in prossimità dell'energia totale del sistema  $\pi\pi$  pari a due masse pioniche, visibile nell'andamento della parte immaginaria del propagatore dei due pioni, che esibisce appunto una struttura piccata a soglia (curva tratteggiata di fig.3.17). In un successivo lavoro [61] gli stessi autori includono nei calcoli l'eccitazione di stati  $2p-2h$ , e la variazione della larghezza di decadimento della  $\Delta(1232)$  dovuta al Pauli blocking. I risultati sono una abbassamento del picco, che comunque non scompare (curva continua di fig.3.17).



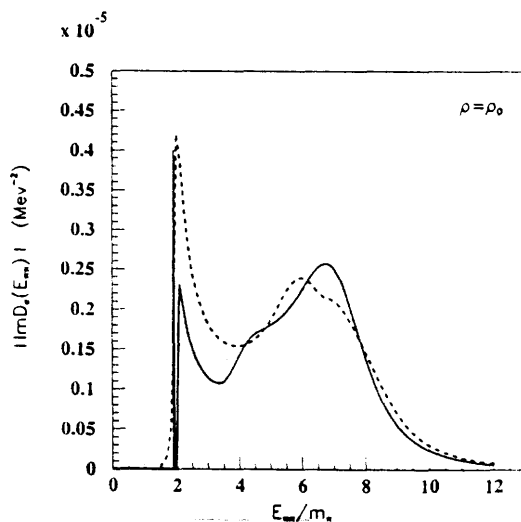


Figura 3.17: Andamento della parte immaginaria del propagatore dello stato  $\sigma$  in corrispondenza della densità nucleare di saturazione. La curva tratteggiata è ottenuta rinormalizzando i propagatori dei singoli pioni per i processi di eccitazione di stati  $\Delta$ - $h$ ; quella continua considerando anche l'eccitazione stati  $2p - 2h$  e la variazione della larghezza del decadimento della  $\Delta$  nella materia nucleare (figura tratta da [61]).

Qualora si includa l'accoppiamento dello stato  $\pi\pi$   $I=0$  con il continuo di stati  $p$ - $h$ , la struttura del picco di  $Im D_\sigma$  tende ad allargarsi sotto soglia (fig.3.18), e tale tendenza aumenta all'aumentare della densità nucleare: per valori  $\rho=1.3 \rho_0$  si ha l'insorgere della condensazione di coppie  $\pi\pi$ .

Per verificare che i risultati ottenuti siano indipendenti dalla particolare forma scelta per descrivere il potenziale  $V_{\pi\pi}$ , tali effetti di influenza della materia nucleare sono stati studiati anche usando il modello di Julich [63], che descrive il potenziale di interazione attraverso lo scambio di mesono  $\sigma$ ,  $\rho$  e  $K$ . I risultati dei calcoli confermano le previsioni precedenti, pur con delle piccole modifiche, ad esempio sul valore della densità nucleare critica di condensazione delle coppie  $\pi\pi$ , che scende a valori più piccoli.

Anche se i modelli non trattano il meccanismo di produzione pionica, ma descrivono solamente la propagazione dei due pioni nella materia nucleare, si era già trovato in precedenza che essi erano in accordo con i risultati di esperimenti di produzione pionica indotta da pioni su nuclei, in cui era stata misurata la massa invariante del sistema di due pioni emessi [47]. Tali misure mostrano infatti un'accumulo della distribuzione della massa invariante dei due pioni vicino a soglia. Tuttavia l'accettanza cinematica dell'apparato di rivelazione consentiva la misura di masse invarianti fino a  $\sim 295$  MeV, di poco superiori alla soglia  $2m_\pi$ . Il confronto tra previsioni teoriche e le distribuzioni misurate è riportato in fig.3.19: si vede come l'intensità degli spettri di massa invariante a soglia aumenta con il numero di massa dei nuclei usati come bersagli, in accordo con l'aumento previsto all'aumentare della densità della materia nucleare.

**Limiti chirali** Se si impongono i vincoli dettati dai teoremi sui pioni soffici ( $m_\pi \rightarrow 0$ ) la situazione cambia radicalmente. La ampiezza di diffusione  $\pi\pi$  nel canale  $I=J=0$  calcolata sotto la soglia di due masse pioniche ( $s=m_\pi^2$ , con  $s$  energia totale nel sistema di riferimento del centro di massa dei due pioni) usando l'ipotesi  $PCAC$ , diventa positiva, e ciò implica una interazione repulsiva tra i due pioni. Ci si aspetta che tali effetti non siano importanti ad energie sopra soglia, dove si è lontani dal limite chirale  $m_\pi \rightarrow 0$ , ma nel mezzo nucleare per effetto della rinormalizzazione dei propagatori, si possono raggiungere le condizioni cinematiche corrispondenti ad energie totali della coppia  $\pi\pi < 2m_\pi$ .

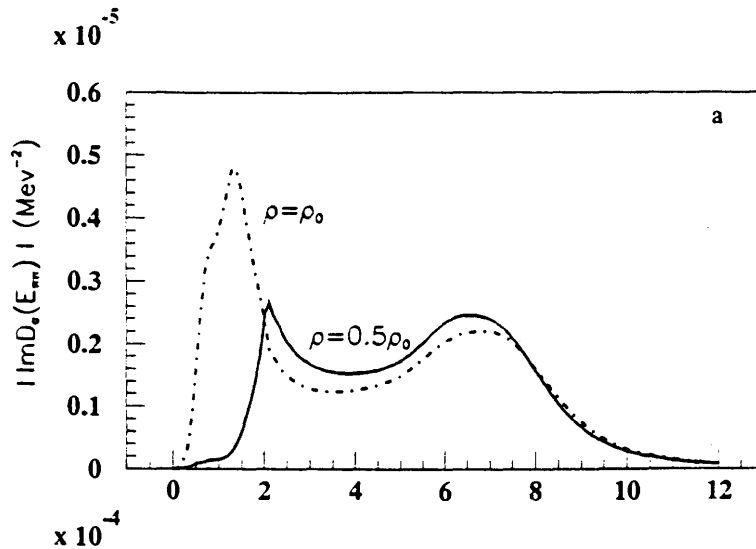


Figura 3.18: Andamento della parte immaginaria del propagatore dello stato  $\sigma$  calcolato con l'inclusione dell'accoppiamento del campo pionico con gli stati  $p-h$  del continuo.  $\rho_0$  è la densità nucleare di saturazione (figura tratta da [61]).

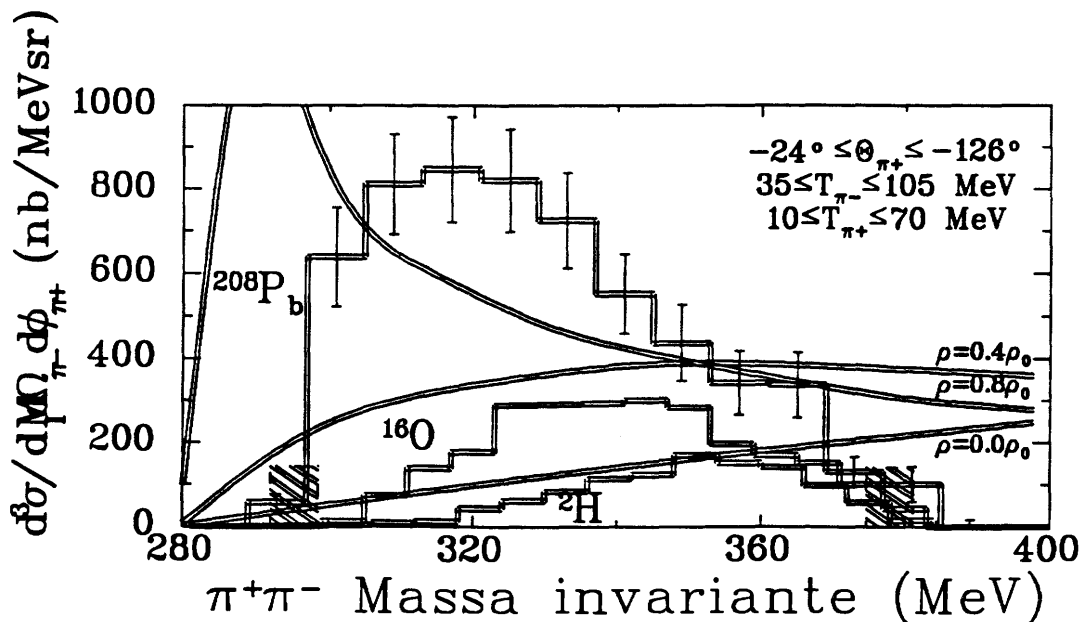


Figura 3.19: Spettri della massa invariante ottenuti dalle analisi delle reazioni di produzione pionica indotta su nuclei di deuterio [48], ossigeno [49] e piombo [58], in corrispondenza dei tagli cinematici e geometrici indicati in alto a destra. Le curve continue sono quelle previste dal modello di Chanfray et al. [61], e sono riportate in unità arbitrarie.

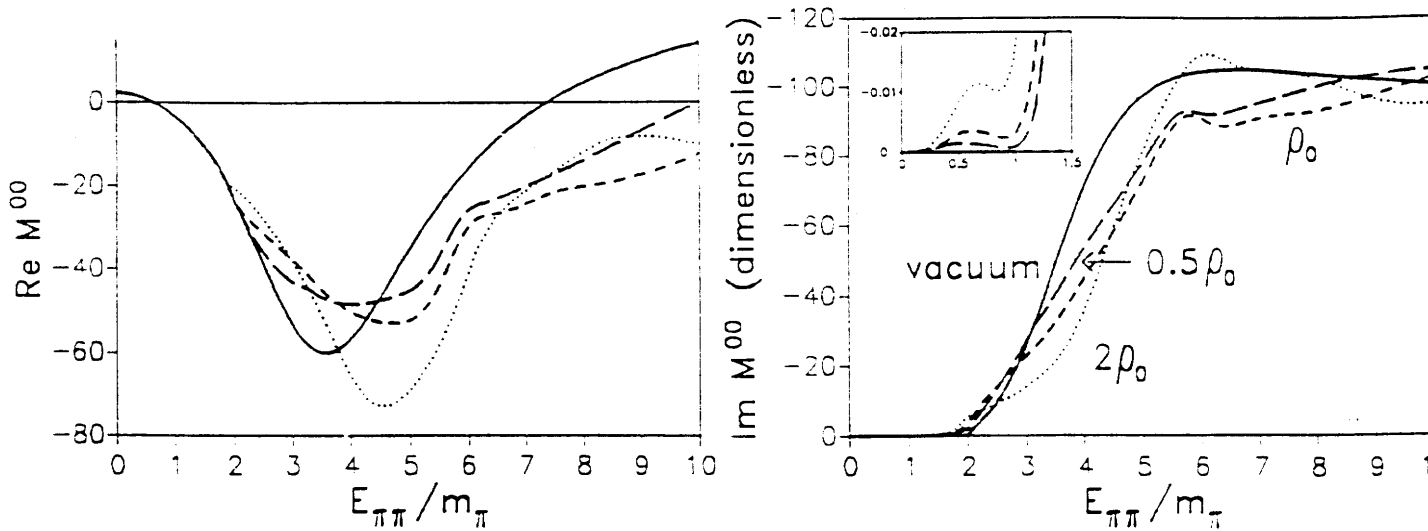


Figura 3.20: Andamento delle parti reale e immaginaria della ampiezza di diffusione  $\pi\pi$  nei canali  $I=0,2$  calcolata con il modello sigma lineare nell'approssimazione di Born.

Per implementare i risultati del limite chirale, in [61] gli autori usano il modello  $\sigma$  lineare calcolando l'ampiezza di diffusione  $\pi\pi$   $I=0$  nell'approssimazione di Born, aggiustando i parametri in modo da riprodurre le lunghezze di diffusione nei canali  $I=0,2$ . In fig.3.20 sono riportati gli andamenti delle parti immaginaria e reale dell'ampiezza di diffusione così calcolata. L'andamento della parte immaginaria ha la stessa chiave di lettura della parte immaginaria del propagatore dello stato  $\sigma$ : si vede come in questo caso sia scomparso il picco previsto dai calcoli precedenti, anche se (vedi riquadro in alto in fig.3.20) c'è la presenza di un piccolo aumento di intensità sotto soglia. Si vede anche come la parte reale a basse energie ( $\frac{E_{\pi\pi}}{m_{\pi}} \sim 1$ ) cambia segno, inducendo un'interazione repulsiva tra i due pioni. Nello stesso lavoro gli autori ripetono i calcoli sia usando la lagrangiana di Weinberg (modello  $\sigma$  non lineare), che usando il modello di Julich, opportunamente modificato inserendo i corretti limiti chirali per le lunghezze di diffusione  $\pi\pi$  in onda s nei canali  $I=0,2$ . Il risultato è l'inesistenza dell'insorgere di fenomeni di condensazione, impediti da un'interazione repulsiva sotto soglia, che quindi azzerava anche la coesione visibile nei picchi della fig.3.18. Essendo questo lo stato attuale delle cose, appare chiaro che una misura precisa della massa invariante del sistema  $\pi\pi$  nel canale  $I=J=0$  consente un confronto decisivo con i diversi modelli, e quindi fornisce un test sulle previsioni delle teorie effettive chirali di bassa energia.

## **PARTE II : ESPERIMENTO E RISULTATI**

## Capitolo 4

# L'apparato sperimentale

Lo spettrometro CHAOS [1] (figura 4.1) è stato progettato e costruito per lo studio delle reazioni indotte da pioni su nucleoni e nuclei, ad energie cinetiche del pione incidenti fino a 300 MeV. Esso è in grado di rivelare in coincidenza le particelle cariche presenti negli stati finali delle reazioni con un'accettanza di  $\sim 320^\circ$  nel piano della reazione e di  $\pm 7^\circ$  in quello verticale.

Una delle misure previste dal programma di ricerca è quella della massa invariante del sistema dei due pioni emessi in coincidenza nelle reazioni di produzione pionica vicino a soglia ( $2m_\pi$ ). Lo spettrometro deve essere quindi in grado di rivelare pioni di bassa energia cinetica: particolare cura è stata posta nel progetto dei rivelatori di tracciamento, per minimizzare tutti gli spessori passivi e attivi in modo da evitare le perdite di energia e le diffusioni multiple delle tracce uscenti.

Altrettanta cura è stata posta nel progetto dei rivelatori per l'identificazione in massa delle particelle: a queste energie la discriminazione tra le particelle presenti negli stati finali, soprattutto tra pioni ed elettroni, è difficile. Il problema è stato risolto con successo dal gruppo di ricercatori di Trieste, con lo sviluppo di un rivelatore dedicato [30].

Dovendo misurare sezioni d'urto dell'ordine del  $mb$ , come nel caso delle reazioni di produzione pionica, lo spettrometro deve operare con fasci intensi (fino a  $\sim 10$  MHz). Questo ha richiesto l'impiego di un'elettronica di acquisizione veloce, in grado di rigettare nel più breve tempo possibile l'acquisizione di un'evento corrispondente ad una reazione antagonista, la cui sezione d'urto può essere di diversi ordini di grandezza superiore a quella della reazione in esame. Ad esempio nel caso dello studio della reazione di produzione pionica, il pione incidente può dar luogo anche alla diffusione elastica, la cui sezione d'urto è di 3 ordini di grandezza superiore.

L'elettronica implementa due diversi livelli di decisione di acquisizione (triggers). Il primo agisce sulla base della molteplicità dell'evento (cioè sul numero di tracce), ed opera in un tempo di  $\sim 100$  ns. Il secondo livello agisce invece sulla base dei risultati di algoritmi costruiti con le informazioni raccolte dalle prime 3 camere a fili, che indicano il verificarsi di certe condizioni necessarie per l'acquisizione dell'evento: ad esempio calcola la somma dei momenti delle tracce, e se questa è superiore ad un certo valore rigetta l'evento.

Il tempo di decisione del trigger di secondo livello dipende dal grado di complessità dell'algoritmo implementato. Nel caso di algoritmi semplici, come appunto può essere una condizione sull'appartenenza ad un certo intervallo della somma dei momenti, i tempi sono dell'ordine di  $\sim 2$   $\mu s$ .

Entrambi i livelli di decisione, sono completamente programmabili via software.

CHAOS è composto da un dipolo magnetico, da 4 camere a fili (2 proporzionali e 2 a deriva di carica) e da 18 telescopi (CFT Chaos Fast Trigger, [30]) ognuno dei quali è equipaggiato con 3 scintillatori plastici e un radiatore Čerenkov di vetro a Piombo.

Il campo magnetico e le camere a fili servono per il tracciamento delle traiettorie delle particelle cariche e per il calcolo del loro momento, e queste informazioni vengono usate sia in fase di

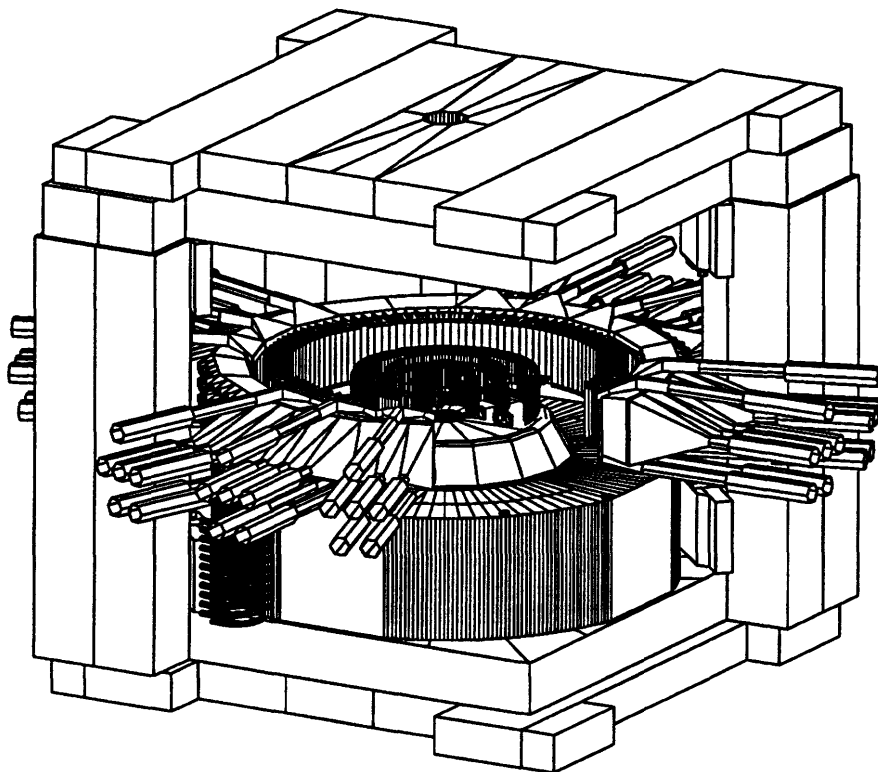


Figura 4.1: Disegno 3D dello spettrometro CHAOS: partendo dal centro si distinguono le 4 camere a fili circolari, e la serie dei telescopi CFT con i relativi fotobuti di lettura.

aquisizione (trigger di secondo livello) che in fase di analisi.

I segnali provenienti dai telescopi CFT servono invece per la definizione della molteplicità dell'evento (trigger di primo livello) e per la discriminazione in massa delle particelle cariche in fase di analisi dei dati. L'efficienza di identificazione in massa dipende dal momento della particella: va da un minimo di  $\sim 95\%$  ( $p \geq 250 \text{ MeV}/c$ ) ad un massimo di  $99\%$  ( $p < 250 \text{ MeV}/c$ ).

La stabilità dei guadagni dei fototubi di lettura degli scintillatori e dei radiatori Čerenkov, è controllata da un sistema appositamente progettato allo scopo [31].

## 4.1 Ciclotrone e canale M11 al TRIUMF

Gli esperimenti hanno luogo nei laboratori canadesi del TRIUMF, utilizzando un fascio secondario di pioni fornito dal canale magnetico M11.

Il canale M11 è alimentato da un ciclotrone isocrono che accelera ioni idrogeno negativi ad energie tra 180 e 520 MeV con intensità di fascio tra  $140\text{-}150 \mu\text{A}$ . Questi ioni vengono fatti passare attraverso uno spessore di  $\sim 100 \mu\text{m}$  dove avviene l'estrazione degli elettroni atomici (stripping) e quindi viene prodotto il fascio di protoni. Quest'ultimo viene convogliato con dei magneti all'ingresso del canale M11, dove viene fatto incidere su un bersaglio di grafite inducendo la reazione nucleare  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^\pm X$ .

I pioni così prodotti vengono raccolti dal canale M11 che è formato da due dipoli per la definizione del loro momento, e da una serie di quadrupoli e sestupoli, che permettono il trasporto del fascio fino all'area sperimentale dove è sito lo spettrometro.

Circa a metà canale, ci sono delle slitte meccaniche la cui apertura viene regolata per selezionare la risoluzione in momento del fascio. In condizioni normali, la microstruttura del fascio è di un

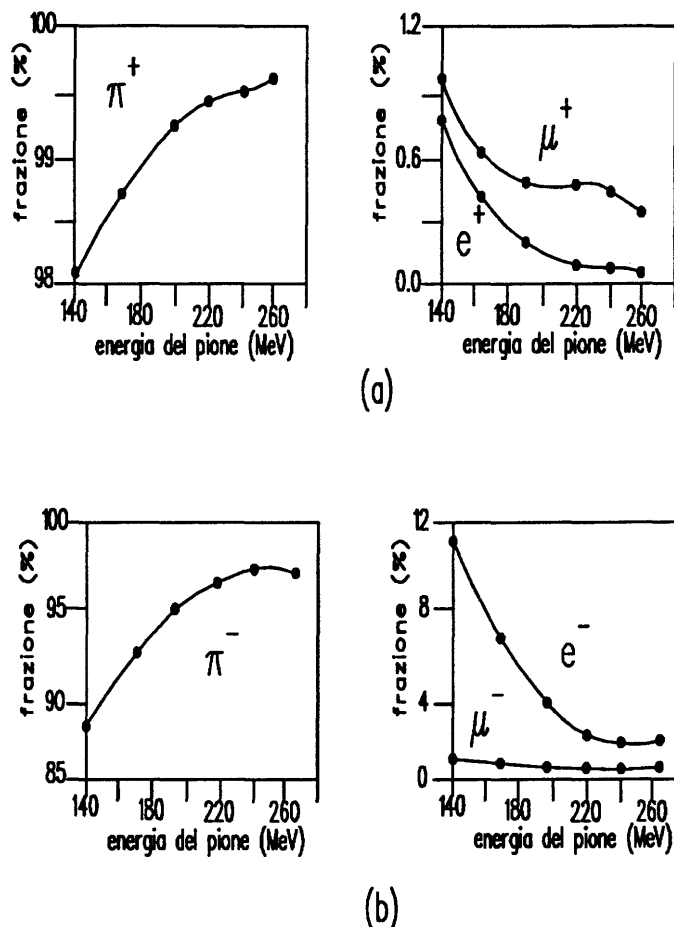


Figura 4.2: In alto, a destra: percentuale di contaminazione muonica ed elettronica del fascio di pioni positivi. In alto a sinistra: percentuale di presenza di pioni positivi nello stesso fascio. Le due figure in basso si riferiscono alle stesse grandezze nel caso del fascio di pioni negativi.

burst di durata di 3 ns ogni 43 ns.

Il canale può essere fatto funzionare con entrambe le polarità. Nel caso della polarità positiva, la contaminazione protonica del fascio è alta: ad esempio per momenti di 400 MeV/c ci sono circa 10 protoni ogni pione. La pulizia del fascio avviene facendo passare quest'ultimo attraverso uno spessore di 1.77 cm di assorbitore CH<sub>2</sub> posto tra i due dipoli del canale M11: i pioni si trovano nella regione di minima ionizzazione e quindi passano praticamente indisturbati (a questi momenti perdono circa  $\sim 3$  MeV/c, corrispondente ad una variazione  $\Delta P/P \sim 1\%$ ), i protoni invece subiscono una riduzione di circa il 10% del loro momento. Questo calo di momento viene tradotto in separazione spaziale da un magnete dipolare: i protoni vengono maggiormente deflessi e vengono fatti incidere su una parete di piombo, dove vengono fermati. La contaminazione finale di protoni è  $\sim 2\%$ .

In entrambe le due polarità, a bassa energia c'è anche una piccola contaminazione di muoni ed elettroni: nella figura 4.2 e vengono riportate le curve di contaminazione percentuale sulla composizione del fascio.

## 4.2 Il dipolo magnetico dello spettrometro e i bersagli

Il calcolo del momento delle particelle cariche viene fatto sulla base del tracciamento delle loro traiettorie: un campo magnetico costante (per le prime tre camere) le deflette circolarmente, e

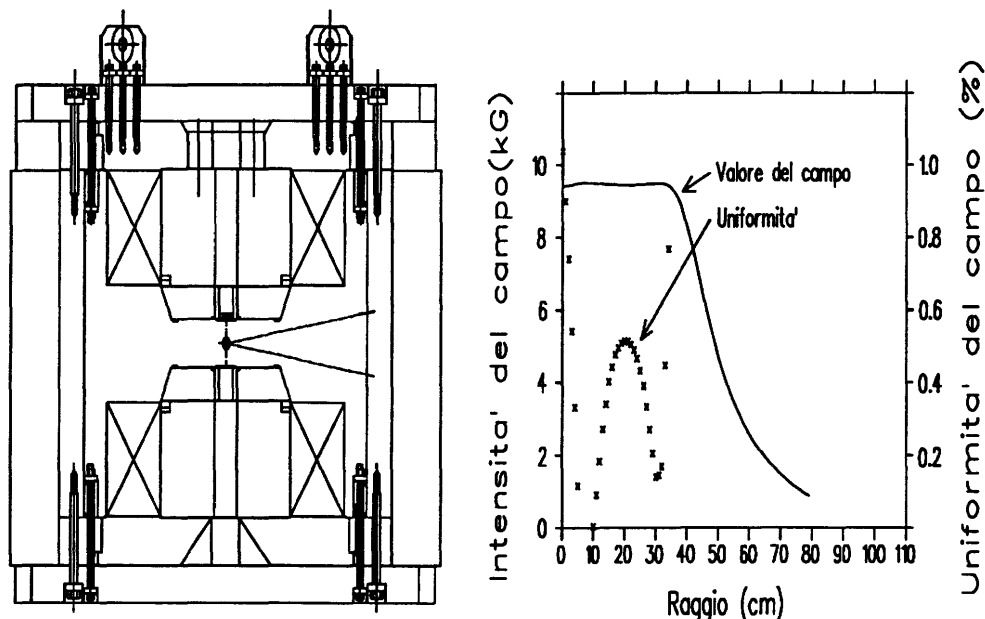


Figura 4.3: In alto: illustrazione 2D del magnete SAGANE, in cui si distinguono le due espansioni polari. In basso: andamento dell'uniformità e dell'intensità del campo magnetico in funzione della distanza dal centro dello spettrometro.

dalla conoscenza di almeno 3 dei punti di passaggio registrati sulle 4 camere a fili, si risale al momento. Il campo magnetico viene generato da un dipolo, che già esisteva presso i laboratori (fig. 4.3) e sul quale si sono apportate delle modifiche secondo le esigenze sperimentali. Le due espansioni polari hanno 95 cm di diametro, e sono separate da 20 cm: la corrente che circola nelle spire (fino ad un massimo di 550 amps) è in grado di generare campi fino a 1.6 T. In figura 4.3 a destra è riportato l'andamento del campo magnetico e della sua uniformità in funzione della distanza dal centro del dipolo, quando il campo è di 0.95 Tesla.

Lungo l'asse verticale passante per il centro del dipolo c'è un foro dal diametro di 10 cm per l'introduzione dei bersagli. Le caratteristiche geometriche e funzionali di questi ultimi dipendono dalla reazione studiata:

- 1) studio delle reazioni  $A(\pi^\pm, \pi^\pm \pi^\pm)$  su nuclei di Carbonio, Calcio e Piombo. I bersagli consistono in delle placchette del materiale usato, sostenute da una struttura in alluminio nel caso del Calcio, e di plexiglass nel caso del Piombo e Carbonio.
- 2) studio delle reazioni  ${}^2\text{H}(\pi^-, \pi^+ \pi^-)nn$  e  ${}^2\text{H}(\pi^+, \pi^+ \pi^-)pp$ . Il deuterio liquido prodotto da un sistema criogenico viene immesso in un contenitore cilindrico isolato termicamente con vuoto e mantenuto allo stato liquido alla temperatura di  $\sim 12^\circ\text{K}$  da un criostato.
- 3) studio delle reazioni  $\pi \bar{p} \rightarrow \pi \bar{p}$  su protoni polarizzati. In questo caso è stato sviluppato un criostato dedicato, in cui un solenoide superconduttore da 6 Tesla crea la polarizzazione dei protoni del bersaglio ed il tutto viene calato all'interno dello spettrometro lungo un foro fino al raggiungimento della posizione finale al centro dello spettrometro, dove il debole campo magnetico generato dal dipolo SAGANE e la bassa temperatura mantengono la polarizzazione.



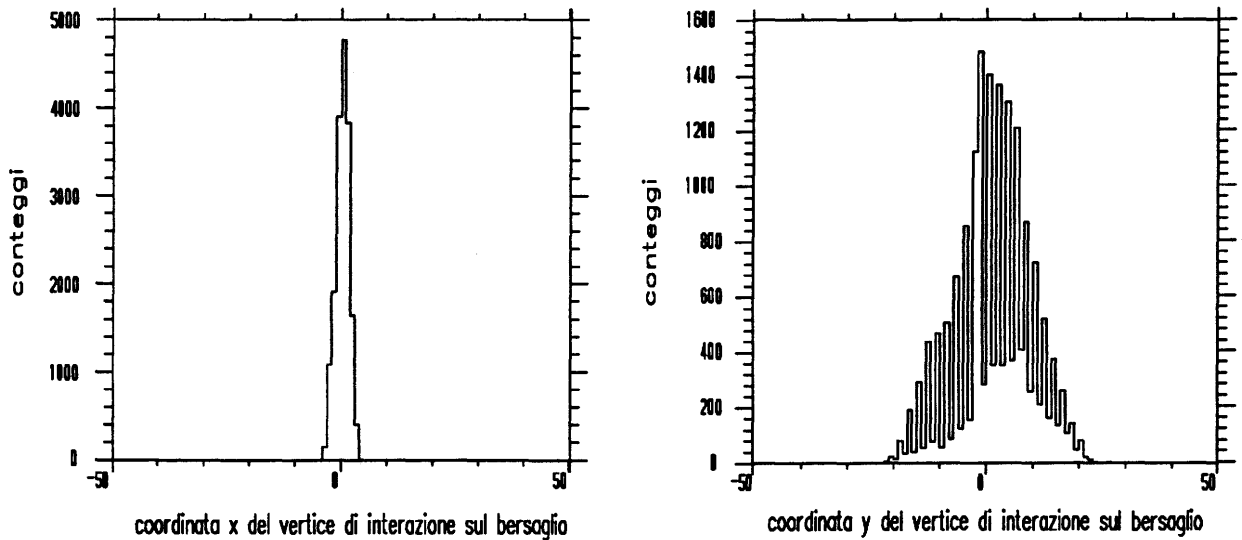


Figura 4.4: Spettri del profilo del fascio ricostruiti da WC1 (a) e da WC2 (b).

### 4.3 Tracciamento delle traiettorie

Partendo dal centro dello spettrometro (figura 4.1), i primi due rivelatori dello spettrometro CHAOS sono le due camere a fili proporzionali WC1 e WC2: esse da sole servono per il tracciamento dei pioni del fascio incidente, e unitamente alle altre due camere a fili più esterne (WC3 e WC4) per il tracciamento ed il calcolo del momento delle particelle cariche emesse nelle reazioni. La scelta di due contatori di tipo MWPC (*Multi Wire Proportional Chamber*) è stata imposta dalla necessità di operare con gli alti flussi del fascio incidente ( $\sim 10$  MHz): queste camere sono infatti in grado di risolvere temporalmente i singoli *burst* del fascio, grazie al sistema di lettura veloce PCOS III [33]. Nella regione di ingresso del fascio, esse vengono fatte operare a regime, mentre le altre due camere a fili (WC3 e WC4) sono spente: per il tracciamento della traiettoria del pione incidente bastano infatti solo i punti registrati su WC1 e WC2, dato che si conosce il suo momento e la sua polarità.

In figura 4.4 sono riportati due tipici spettri del profilo del fascio ricostruiti da WC1 e WC2. Per la ricostruzione delle tracce delle particelle cariche uscenti e per il calcolo del loro momento, viene impiegata una terza camera a fili, denominata WC3. Essa è una camera a deriva di carica, dato che l'impiego di una camera proporzionale di pari dimensioni sarebbe stato troppo costoso. Questa camera è posta all'interno della regione dove il campo magnetico è costante: si conosce così un terzo punto della traccia circolare, e quindi si può ricostruire la traiettoria e calcolarne il momento. Dato che il momento viene utilizzato dal trigger di secondo livello per la definizione del segnale di acquisizione, questa camera è stata equipaggiata anche con il sistema di lettura veloce PCOS III.

Sebbene in teoria siano necessari e sufficienti 3 punti per la determinazione di una traiettoria circolare, a causa dell'ineliminabile grado di inefficienza dei rivelatori, è stata costruita una quarta camera a fili vettoriale (WC4) di tipo a deriva. Essa è posta fuori dalla regione di campo magnetico costante e le informazioni che fornisce vengono utilizzate solo in fase di analisi dati. Le camere a fili WC1,2 e 4 misurano anche la coordinata verticale del passaggio della particella carica, quantità che viene usata in fase di analisi per il calcolo della componente verticale del momento di quelle particelle emesse entro l'accettanza angolare di  $\pm 7^\circ$  fuori dal piano. La posizione, le dimensioni e la forma delle camere sono state estensivamente studiate con le

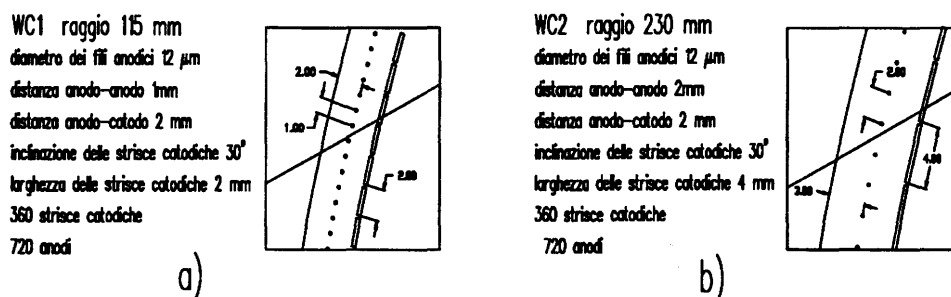


Figura 4.5: Spaccato delle due camere a fili WC1 (a) e WC2 (b). In entrambe le figure si distinguono, partendo da sinistra la superficie catodica, i fili anodici e le strisce catodiche.

simulazioni con il codice GEANT [34], allo scopo di ottimizzare la risoluzione in momento.

### 4.3.1 La camere a fili proporzionali WC1 e WC2

La camera a fili WC1 è costituita da un cilindro interno (raggio 115 mm) di 720 fili anodici di diametro 12  $\mu$  m separati da 1 mm, così che l'angolo sotteso da una coppia di due fili contigui è di 0.5°. I fili sono mantenuti in tensione (10 grammi) da una struttura di supporto in Rohacell armata con anelli in G10. Il catodo per la formazione del campo è costituito da un foglio di mylar alluminato coperto con un sottile strato di grafite e sostenuto dallo stesso supporto cilindrico di Rohacell. Sulla superficie di un cilindro più esterno, anch'esso in Rohacell, sono applicate 360 strisce catodiche inclinate di 30° rispetto agli anodi. Anodi e strisce catodiche formano una griglia sulla quale è possibile ricostruire le coordinate del passaggio della particella carica.

La camera a fili WC2 è simile nella costruzione alla WC1, ma più grande nelle dimensioni: ha un raggio di 229 mm, è costituita da 720 fili anodici separati da 2 mm, così che l'angolo sotteso da una coppia di essi è sempre di 0.5°. Anch'essa è equipaggiata con 360 strisce catodiche inclinate di 30° rispetto agli anodi. Uno spaccato delle due camere è riportato in figura 4.5

Le due camere funzionano in regime proporzionale, e sono riempite con una miscela di gas 80% CF4 e 20% Isobutano, che un sistema di ricircolo provvede a rinnovare. Per i dettagli tecnici sulla loro costruzione si veda [35].

**Segnali anodici** Gli elettroni di ionizzazione prodotti dal passaggio della particella carica nel gas, vengono raccolti dai fili anodici, sui quali si forma un segnale elettrico veloce (con un tempo di salita di qualche nanosecondo). Questi segnali vengono mandati ai moduli di amplificazione e discriminazione (LeCroy 2735PC) e quindi convogliati al sistema di lettura PCOS III che provvede alla decodifica della posizione dei fili (o del filo) che sono stati colpiti.

La gestione dei segnali è la stessa per le due camere, e viene fatta separatamente da due controller (LeCroy 2738). Facendo riferimento ad una delle due camere: le 720 uscite dei discriminatori sono mandate a 23 moduli di indirizzamento (LeCroy 2731A) ognuno con 32 ingressi. Ciascun filo all'interno dei moduli ha un'indirizzo di 5 bit, e ciascun modulo è indirizzato via CAMAC con una parola di 9 bit (fig.4.6) (da 0 a 22 per WC1, da 32 a 54 per WC2), così che l'indirizzo completo di un filo anodico della camera è di 14 bit. In realtà, dato che la particella carica può colpire più fili contigui (cluster), viene aggiunto un ulteriore bit (il meno significativo) per indicare che il numero di fili del cluster è dispari o pari: se il numero di fili del cluster è dispari, allora l'indirizzo ricostruito dal controller corrisponde a quello del filo centrale del cluster e il bit  $h$  è posto a zero, se invece esso è pari, allora il controller alza il bit  $h$  e l'indirizzo del cluster sarà tale per cui la coordinata ricostruita passerà tra due fili centrali del cluster.

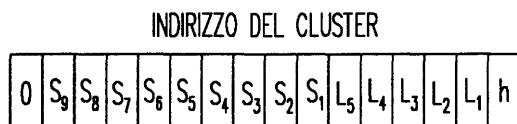


Figura 4.6: Formato della prima parola in uscita dal sistema PCOS III.

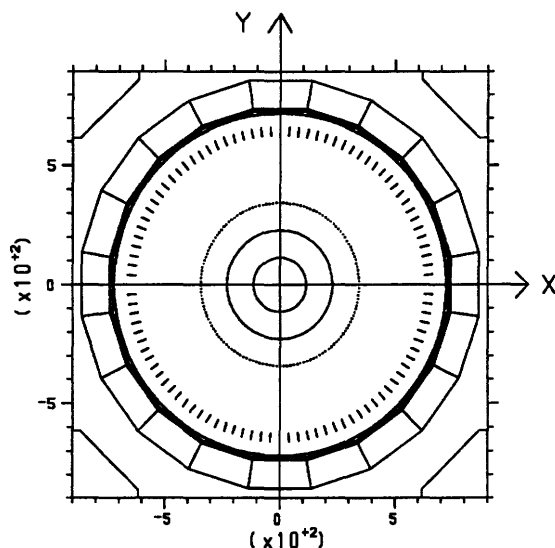


Figura 4.7: Sistema di riferimento di CHAOS.

Con riferimento alla fig.4.7 gli indirizzi forniti dal sistema PCOS corrispondono alla posizione angolare del centro del cluster rispetto all'asse X in unità di  $1/4^\circ$ .

Il controller fornisce anche una parola con l'ampiezza del cluster, cioè con il numero di fili che lo costituiscono. Queste due parole, assieme a quelle provenienti dalle altre camere a fili, vengono passate al trigger di secondo livello (vedi §4.5.2) per la ricostruzione del momento della particella, e se l'evento risulta essere acquisibile, vengono scritte nell'insieme dei records che costituisce l'intero evento.

In fasi di analisi dati, le coordinate fornite dai fili anodici, vengono riutilizzate per un calcolo più accurato del momento della traccia §6.2, e per la determinazione delle coordinate  $(x,y)$  del vertice di interazione nel bersaglio.

**Segnali catodici** I segnali provenienti dalle strisce catodiche sono processati dal sistema FAST-BUS ADC della LeCroy: essi vengono ritardati di  $140\text{ ns}$  ( $100\text{ ns}$  per permettere al trigger di primo livello di prendere una decisione +  $40\text{ ns}$  richiesti dal funzionamento dell'ADC) rispetto alla partenza del segnale di gate per la lettura degli ADC, e quindi mandati negli ingressi di questi ultimi (LeCroy 1882F) che effettuano la conversione analogico-digitale e la sottrazione del pedestal. Ogni uscita dei moduli è indirizzata da una parola di 16 bit, alla quale viene aggiunta un'altra parola sempre di 16 bit che contiene il numero di canali digitalizzato dall'ADC. I segnali così processati non vengono utilizzati dal trigger di secondo livello perchè i tempi di conversione analogico-digitale sono troppo elevati ( $\sim 250\ \mu\text{s}$ ) e il loro uso comporterebbe un aumento del tempo necessario al trigger di secondo livello per prendere una decisione. Essi fanno invece parte dell'insieme di dati registrati in corrispondenza di ogni evento acquisito, e vengono usati in fase di analisi per la determinazione della coordinata verticale del punto di passaggio della traccia carica: detta  $q_i$  la carica (fornita in canali ADC) raccolta dalla striscia numero  $N_i$  ( $0 < N_i <$

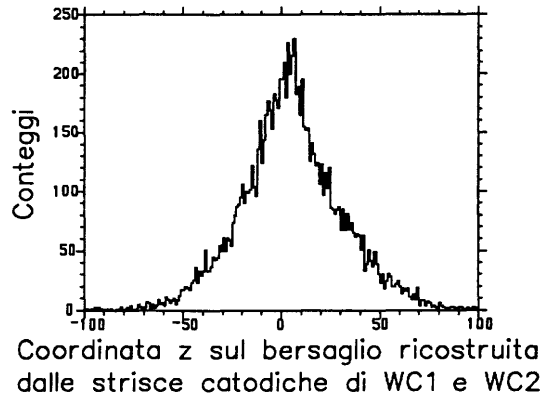


Figura 4.8: Spettro tipico della coordinata verticale  $z$  del vertice di interazione sulla targhetta, ricostruita dalle strisce catodiche delle camere a fili WC1 e WC2 (figura tratta da [35]).

360), la quantità

$$\bar{N} = \frac{\sum_{i=1}^n q_i N_i}{\sum_{i=1}^n q_i} \quad (4.1)$$

dà la posizione del centroide dei segnali di carica raccolti sulle  $n$  strisce contigue interessate dal passaggio della traccia. La posizione verticale della traccia è data da:

$$z = \frac{|\theta(\bar{N}) - \theta_{hit}| R_c \pi}{180 \tan(30^\circ)} \quad (4.2)$$

essendo  $\theta(\bar{N})$  l'angolo che la strip  $\bar{N}$  forma nel punto  $z=0$  con l'asse X di CHAOS, e  $\theta_{hit}$  l'angolo del centro del cluster dei fili anodici sempre rispetto all'asse X. Questa coordinata viene utilizzata sia per il calcolo della componente  $P_z$  del vettore momento della particella, sia per la determinazione della coordinata verticale ( $z$ ) del vertice di interazione sulla targhetta, di cui in fig.4.8 è riportato un tipico spettro.

**Efficienze e risoluzioni** L'efficienza di entrambe le camere è stata calcolata illuminandole direttamente con il fascio incidente. Essa viene definita come

$$\epsilon = \frac{\sum_{l=2} N_l}{\sum_{l=0} N_l} \quad (4.3)$$

essendo  $N_l$  il numero di volte che  $l$  clusters sono stati attivati. La variazione dell'efficienza in funzione della tensione di alimentazione degli anodi è riportata in fig.4.9 (a), mentre quella in funzione dell'intensità del fascio è riportata in fig.4.9 (b). Si noti in quest'ultima figura come l'efficienza diminuisca via via che l'intensità del fascio aumenta: questo effetto (chiamato *effetto di saturazione di carica*) è causato dal grande numero di ioni prodotti da fasci molto intensi, che causano una distorsione del campo elettrico in prossimità dei fili anodici. L'efficienza misurata in fase di calibrazione [35] è  $\sim 96\%$  per WC1 e  $\sim 94\%$  per WC2 per particelle minimo ionizzanti, mentre per particelle non minimo ionizzanti (quali sono quelle prevalentemente presenti negli stati finali delle reazioni di produzioni pionica studiate con CHAOS) è  $\sim 98\%$  per entrambe le camere.

La risoluzione di WC1 e WC2 nella ricostruzione del momento, è stata calcolata facendo passare il fascio attraverso lo spettrometro senza bersaglio, in presenza di campo magnetico: i pioni seguono una traiettoria circolare, e dalla conoscenza di almeno 3 dei quattro punti registrati sulle due camere a fili si risale al momento del fascio. In fig.4.10 è riportato lo spettro del momento così ricostruito, con una risoluzione del 1.8%.

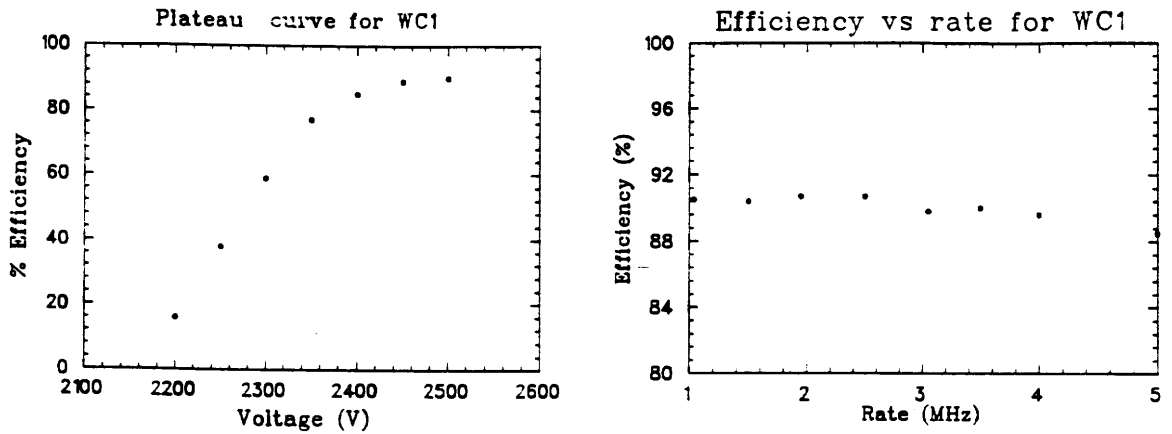


Figura 4.9: Variazione dell'efficienza della camera a fili WC1 in funzione della tensione di alimentazione dei fili anodici (fig. a sinistra), e in funzione dell'intensità del fascio incidente con il quale è stata illuminata (fig. a destra) (figure tratta da [35]).

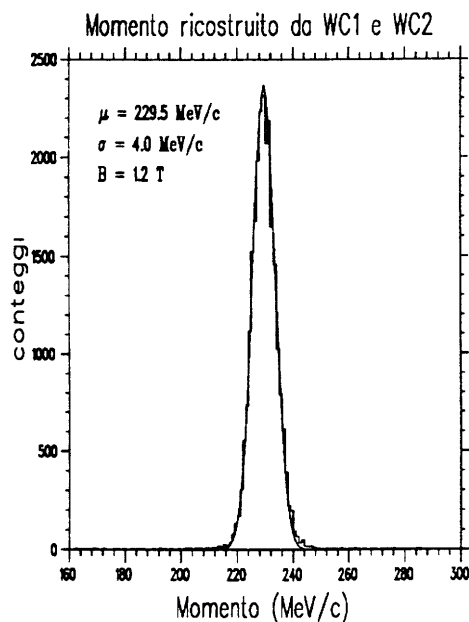


Figura 4.10: Spettro del momento del fascio incidente ricostruito dalle camera a fili WC1 e WC2 (figura tratta da [35]).

### 4.3.2 La camera a deriva WC3

La terza camera partendo dal centro dello spettrometro è una camera a fili a deriva di carica, anch'essa di geometria cilindrica [36]. Essa è composta da 144 fili anodici per la determinazione della posizione sul piano X-Y, intervallati da altrettanti fili catodici con la funzione di rendere uniforme il campo elettrico, per avere una velocità di deriva degli elettroni costante.

I fili sono sostenuti all'interno di due cilindri concentrici di Rhoacell, sulle cui pareti interne, sono applicate 576 strisce catodiche: esse hanno lo scopo di rendere uniforme il campo elettrico, e di risolvere l'ambiguità destra-sinistra della posizione della traccia rispetto ai fili anodici. I tempi di deriva della valanga elettronica indotta dal passaggio della particella carica nel gas (una miscela di Etano (50%) ed Argon (50%)) sono dell'ordine delle centinaia di  $ns$ , per cui le due regioni della camera in corrispondenza dell'ingresso e dell'uscita del fascio incidente sono spente (la separazione tra due *burst* adiacenti del fascio è di  $43 ns$ ).

In fig.4.11 è rappresentato uno spaccato della camera.

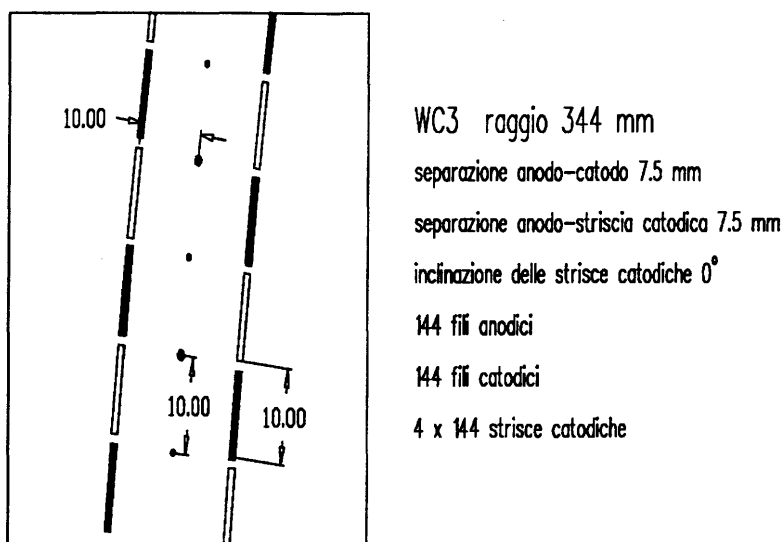


Figura 4.11: Spaccato della camera WC3: in prossimità di ogni anodo ci sono due coppie (una a destra ed una a sinistra) di strisce catodiche che raccolgono il segnale di carica positiva indotta dalla valanga degli elettroni che viene letto dagli ADC per la risoluzione destra-sinistra, e tra due coppie di esse c'è una striscia catodica mantenuta alla tensione di  $-600 v$  per la formazione del campo elettrico.

**Segnali anodici** Gli anodi sono equipaggiati sia con il sistema di lettura veloce PCOS III, che con il sistema LeCroy 4290 (TDC) (vedi §2.2.3.3). La lettura veloce degli anodi non consente la risoluzione spaziale raggiunta con l'elaborazione dei tempi di deriva forniti dai TDC ( $200 \mu m$  contro  $7.5 mm$ ), ma è necessaria per il secondo livello di trigger, che deve ricostruire il momento della traccia e prendere una decisione veloce. Le informazioni provenienti dai TDC hanno un tempo di elaborazione elettronica uguale a  $\sim 47 \mu s$  ( $35 \mu s$  per la conversione digitale tempo  $\rightarrow$  numero di canali +  $12 \mu s$  di trasferimento) e quindi un loro uso rallenterebbe la frequenza di lavoro del secondo livello di trigger. Esse sono utilizzate in fase di analisi dati, per un calcolo più preciso del momento: in questa fase, la posizione del punto di passaggio della traccia sulla camera è calcolata sommando alla posizione dell'anodo colpito la lunghezza del percorso di deriva degli

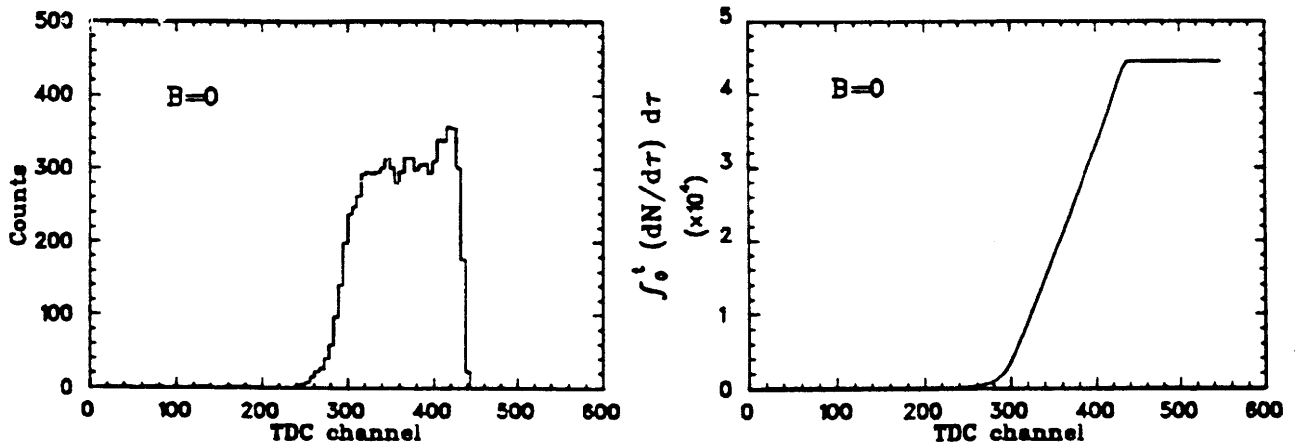


Figura 4.12: Spettro del tempo di deriva nella camera a fili WC3 (a) e spettro suo integrale (b), nel caso  $B=0$ .

elettroni, che è data da:

$$x = \int_{t_0}^t v dt \quad (4.4)$$

essendo  $t_0$  il tempo al quale è iniziata la ionizzazione, e  $t$  quello al quale è stata raccolta la carica sul filo. Se la velocità di deriva  $v$  è costante, questa relazione è lineare:

$$x = (t - t_0)v \quad (4.5)$$

In assenza di campo magnetico, la linearità è determinata dall'uniformità del campo elettrico nel quale avviene la deriva. In fig.4.12 (a) è rappresentato uno spettro del tempo di deriva ottenuto illuminando una porzione della camera WC3 direttamente con il fascio di pioni incidenti. Detto  $dN$  il numero di conteggi nell'intervallo di tempo di deriva  $dt$ , la seguente relazione:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{ds} \frac{ds}{dt} \quad (4.6)$$

mostra che se i pioni del fascio hanno una distribuzione spaziale uniforme sulla superficie dello spot ( $dN/ds=\text{costante}$ ), la costanza di  $ds/dt$  (e quindi la linearità della funzione  $s = s(t)$ ) equivale alla costanza di  $dN/dt$ . In fig.4.12 è rappresentato lo spettro integrale di quest'ultima: si vede come in assenza di campo magnetico la relazione  $s = s(t)$  sia costante. Nelle figure successive 4.3.2(a),(b) sono mostrati degli spettri simili ma ottenuti accendendo il campo magnetico dello spettrometro: si noti il discostamento dalla legge lineare di deriva (fig.4.3.2), per effetto della curvatura delle traiettorie degli elettroni.

**Segnali cadotici e risoluzione dell'ambiguità destra-sinistra** La risoluzione dell'ambiguità destra-sinistra è stata implementata con un nuovo metodo, appositamente studiato dai ricercatori del gruppo CHAOS per poter operare con campi magnetici intensi [37], laddove i metodi convenzionali di risoluzione dell'ambiguità non sono efficienti. Il principio di funzionamento è rappresentato in fig.4.14, in cui sono riportate delle simulazioni di valanghe elettroniche fatte con il codice GARFIELD [38]. In figura, le strisce in nero sono quelle operative, mentre le altre sono tenute spente.

Supponiamo che la traccia giunga sempre dal lato destro del filo anodico, come mostrato in

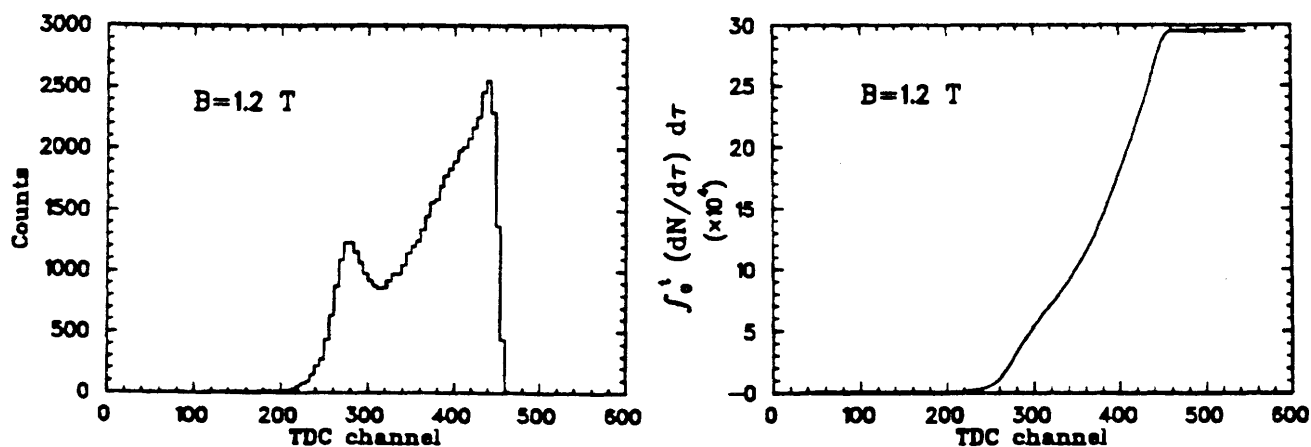


Figura 4.13: Spettro del tempo di deriva nella camera a fili WC3 (a) e spettro suo integrale, nel caso  $B \neq 0$ .

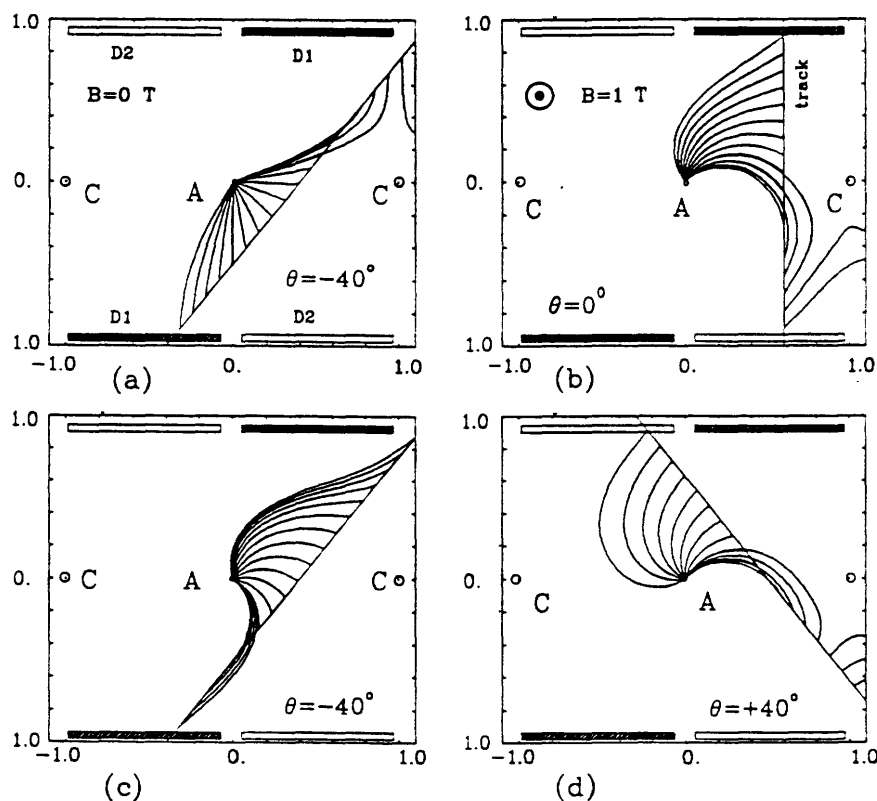


Figura 4.14: Risoluzione dell'ambiguità destra sinistra nella camera a deriva WC3. figura tratta da [37].



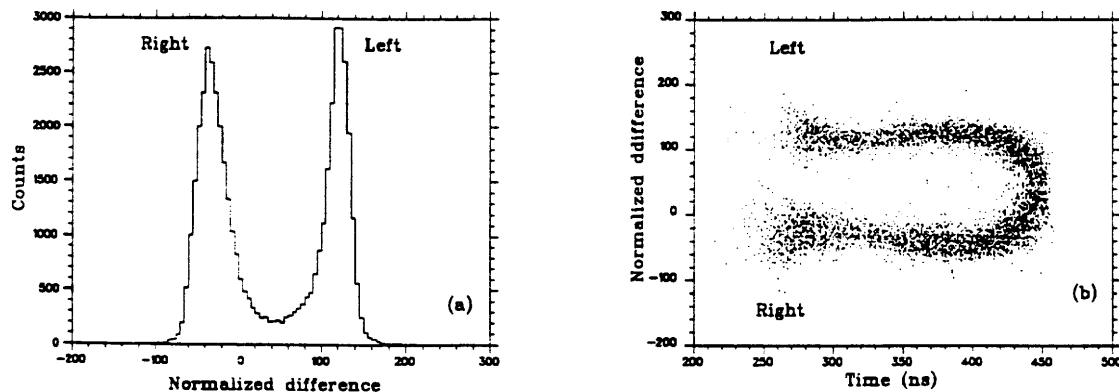


Figura 4.15: a): spettro della differenza normalizzata tra i segnali di due strisce catodiche opposte, b): scatterplot della differenza normalizzata verso il tempo di deriva nella camera WC3 (figura tratta da [35]).

figura: in assenza di campo magnetico (fig.4.14 a), la densità di carica della valanga è distribuita senza direzioni preferenziali, per cui non c'è differenza tra i segnali indotti sulle due strisce destra-alto e sinistra-basso. Se si accende il campo magnetico, le traiettorie degli elettroni della valanga vengono curvate tutte nella stessa direzione (secondo la legge di Lorentz) e il centroide della densità di carica della valanga è spostato verso la striscia destra-alto. Ne segue che il segnale indotto su questa striscia sarà maggiore di quello indotto sulla striscia sinistra-basso. La differenza normalizzata tra i segnali  $P_a$  e  $P_b$  forniti dalle due strisce:

$$\frac{P_a - P_b}{P_a + P_b} \quad (4.7)$$

consente di stabilire rispetto a che lato dell'anodo è passata la traccia. In fig.4.15 (a) (figura 4.17a di Moh) è riportato un tipico spettro di questa quantità, mentre in fig.4.15 (b) viene mostrato uno scatterplot della stessa quantità in funzione del tempo di deriva. Se si inverte la polarità del campo magnetico dello spettrometro, le strisce usate per la risoluzione dell'ambiguità sono quelle destra-basso e sinistra-alto.

I segnali delle strisce catodiche sono processati dai FASTBUS ADC attraverso una catena elettronica simile a quella per la lettura delle strisce catodiche di WC1 e WC2.

**Efficienza e risoluzione** L'efficienza è calcolata con lo stesso metodo usato per WC1 e WC2, ed è  $\sim 95\%$  per particelle minimo ionizzanti, e di  $\sim 98\%$  per particelle non minimo ionizzanti. La risoluzione è 0.15 mm (per i dettagli si veda [39]).

### 4.3.3 La camera vettoriale a deriva WC4

L'ultima camera è una camera vettoriale a deriva, come le altre a simmetria cilindrica. Il filo anodico più vicino al centro dello spettrometro dista da quest'ultimo 627.5 mm. Essa è costituita da 8 superfici cilindriche concentriche di fili anodici, separati da 5 mm lungo la direzione radiale, e da  $3.6^\circ$  in quella polare. La camera è suddivisa in 100 celle (vedi fig.4.16) ognuna delle quali

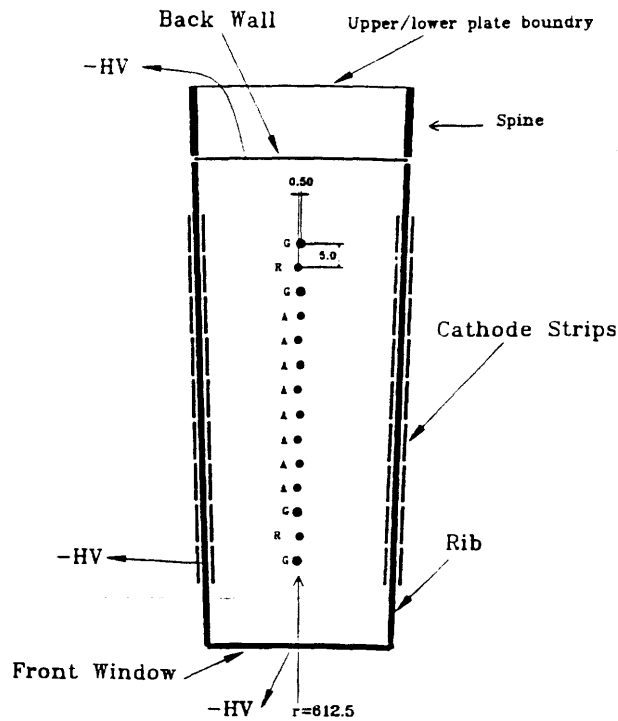


Figura 4.16: Spaccato di una cella della camera vettoriale a deriva WC4 (figura tratta da [35]).

contiene una fila radiale di 8 anodi più quattro fili di guardia per il campo elettrico e due fili resistivi per la determinazione dell'angolo  $\phi$  fuori piano di CHAOS, con un'accettanza angolare geometrica di  $\pm 7^\circ$ .

Sulle superfici interne delle due pareti verticali di ogni cella sono state applicate 9 + 9 file di strisce catodiche che vengono tenute ad alto voltaggio per la formazione del campo elettrico di deriva. Per i dettagli costruttivi della camera si veda [35].

A causa delle sue grandi dimensioni, la camera è stata divisa in sezioni: 4 sezioni di 10 celle, e 4 sezioni di 15 celle. In prossimità delle regioni di ingresso e di uscita del fascio incidente, 3 + 3 sezioni vengono tenute spente, dato che la velocità di risposta della camera è troppo lenta per risolvere separazione temporale tra due pioni del fascio.

**Ambiguità destra-sinistra** La risoluzione dell'ambiguità destra-sinistra nella camera WC4 è stata risolta disponendo gli otto anodi di ciascuna cella come mostrato in fig.4.17: se la traccia passa a destra rispetto all'asse della cella, i fili dispari misurano dei tempi di deriva minori di quelli misurati dai fili pari, e viceversa nel caso in cui la traccia passa a sinistra rispetto all'asse della cella. Il segno della quantità:

$$R_i = \frac{t_{i+1} + t_{i-1}}{2} - t_i \quad 2 \leq i \leq 7 \quad (4.8)$$

è negativo o positivo a seconda che la traccia sia passata rispettivamente a destra a sinistra rispetto all'asse della cella.

**Segnali provenienti dai fili resistivi** Le due quantità di carica raccolte su entrambi i lati dei due fili resistivi, consentono di determinare la posizione  $z$  del punto sul filo in prossimità del quale è passata la traccia della particella carica, con il metodo della *divisione di carica* [40],[41]. Si è preferito usare dei fili dedicati, diversi cioè dagli anodi, dato che per ridurre al minimo i segnali di rumore, la resistenza dei fili deve essere il più grande possibile: se si fossero usati gli stessi anodi anche per questa operazione, un grande valore della resistenza avrebbe aumentato la costante di tempo propria del filo, che sommata al tempo di deriva, avrebbe diminuito la velocità di risposta dei fili anodici.

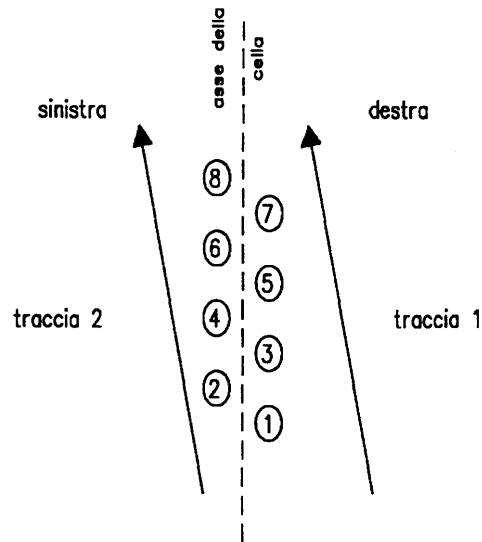


Figura 4.17: Disposizione degli 8 fili anodici di ciascuna cella della camera WC4. L'asimmetria della posizione dei fili dispari e di quelli pari consente di determinare da che lato rispetto all'asse della cella è passata la traccia.

I segnali raccolti alle estremità dei fili resistivi sono letti dal sistema FASTBUS ADC. La coordinata verticale  $z$  del punto di raccolta della carica sul filo resistivo, è data da:

$$z = \frac{(Q_a - Q_b)l}{2(Q_a + Q_b)} \quad (4.9)$$

dove  $Q_a$  è il valore fornito dall'ADC che legge l'estremità alta del filo,  $Q_b$  quello fornito dall'ADC che legge l'estremità bassa,  $l$  è la lunghezza del filo.

**Segnali anodici** I segnali raccolti dai fili anodici sono letti dal sistema LeCroy 4290. Questo è composto dalle schede di preamplificazione e discriminazione 2735DC, dai moduli di conversione digitale (TDC) 4291B dai controllers 4298 e dal modulo databus 4299. Ogni controller gestisce 23 moduli TDC, ognuno dei quali ha 32 ingressi. Per cui essendoci 800 anodi, ci vogliono 25 TDC e due controller. Il controller gestisce il funzionamento dei TDC che vengono fatti operare nella modalità di STOP comune, che viene dato da uno scintillatore ( $S_1$ ) posto sul fascio all'ingresso dello spettrometro (dopo essere stato opportunamente ritardato).

Facendo riferimento ad una singola cella, le coordinate dei punti della traccia ricostruite dagli anodi sono:

$$x_w = R_w \cos(\alpha) \pm d_s \sin(180 - \alpha) \quad (4.10)$$

$$y_w = R_w \sin(\alpha) \pm d_s \cos(180 - \alpha)$$

essendo  $\alpha$  l'angolo polare che l'asse radiale della cella,  $d$  la distanza perpendicolare tra l'asse della celle e l'anodo colpito ( $250 \mu\text{m}$ ) e  $R_w$  il raggio della superficie cilindrica contenente l'anodo che ha raccolto la carica. La risoluzione spaziale della camera vettoriale WC4 è  $\sim 100 \mu\text{m}$ .

#### 4.4 Identificazione in massa e molteplicità dell'evento

La molteplicità dell'evento è definita dal numero di tracce rivelate dallo spettrometro. La selezione di tale molteplicità è legata al tipo di reazione che si vuole studiare. Si pone perciò il problema di rigettare il maggior numero di eventi possibile che riguardano reazioni antagoniste

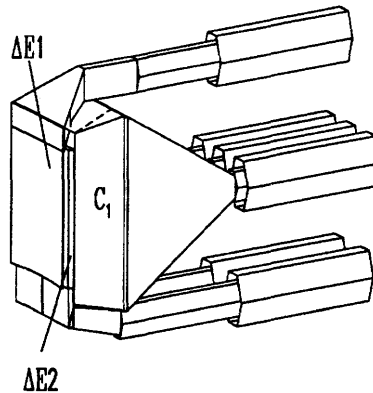


Figura 4.18: Disegno 3D di uno dei 18 telescopi CFT di CHAOS. Sono distinguibili gli scintillatori  $\Delta E1, \Delta E2$ , il radiatore di luce Čerenkov  $C_1$  e i sei fototubi di lettura.

a quelle in esame.

Un primo filtro per il rigetto di questi eventi è compiuto dal primo livello di trigger (vedi §4.5.1) che agisce sulla base del valore della molteplicità dell'evento: se questo è inferiore ad un certo valore l'evento non viene acquisito. La misura della molteplicità viene fatta contando il numero di segnali provenienti dai telescopi CFT (Chaos Fast Trigger, [30]). Questi telescopi provvedono inoltre all'identificazione in massa delle particelle cariche, che viene fatta in fase di analisi dati attraverso algoritmi che utilizzano tutte le informazioni raccolte dagli scintillatori e dai radiatori Čerenkov, più il momento ricostruito dalle camere a fili.

#### 4.4.1 I telescopi del Chaos Fast Trigger

Più esternamente alla camera a fili WC4 sono sistemati i 18 telescopi CFT di CHAOS (vedi fig.4.1). Essi sono disposti su una circonferenza, in modo da avere la loro superficie di ingresso rivolta verso il centro dello spettrometro, ad una distanza di 762 mm da questo. Ogni telescopio (fig. 4.18) è costituito da:

- due strati ( $\Delta E1$  e  $\Delta E2$ ) di scintillatore plastico NE102 per la rivelazione della luce di scintillazione prodotta dal passaggio delle particelle cariche;
- un radiatore Čerenkov di vetro al piombo, per la rivelazione della luce Čerenkov prodotta dal passaggio delle particelle cariche.

La superficie di  $\Delta E2$  è divisa in due parti in modo da aumentare la granularità dell'apparato nel piano della reazione.

Ciascun CFT è equipaggiato con 6 fototubi di lettura: uno per  $\Delta E1$ , due per le due parti di  $\Delta E2$ , e tre per la lettura del radiatore Čerenkov. Anche se la geometria e le dimensioni della parte ottica di ciascun telescopio è identica, la disposizione e la forma delle guide di luce cambia a seconda della posizione nello spettrometro.

Il progetto e la realizzazione dei telescopi ha richiesto 2 anni di lavoro. Inizialmente sono stati proposte due possibili configurazioni [42]:

- 1) **configurazione** un telescopio formato da due strati di materiale scintillante organico (NE102), uno di Politek ed uno strato di vetro al piombo.

I due strati di NE102 provvedevano alla discriminazione tra  $\pi, p, d$  nell'intero intervallo di momenti (0-1000 MeV/c).

La discriminazione tra  $\pi$  ed  $e$  fino a momenti di  $\sim 280$  MeV/c avveniva sfruttando la

diversa quantità di luce Čerenkov emessa dalle due particelle nel politek: la condizione per l'emissione di radiazione Čerenkov è che la velocità  $v$  della particella carica sia superiore alla velocità di soglia pari a  $c/n$  ( $n$  indice di rifrazione del mezzo), quindi elettroni di qualche decina di MeV/c già irradiano, mentre i pioni incominciano ad irradiare a momenti  $p > 280$  MeV/c.

Per momenti superiori a  $\sim 280$  MeV/c la discriminazione avveniva attraverso l'analisi della diversa quantità di luce emessa dalle due particelle nello spessore di vetro al piombo: in questo caso l'elevato numero atomico del piombo esalta i processi di Bremsstrahlung (radiazione di frenamento dovuta all'interazione della carica della particella con il campo elettrico del nucleo), che sono molto più intensi per gli elettroni che per i pioni. Infatti la perdita di energia per Bremsstrahlung, è inversamente proporzionale al quadrato della massa della particella carica [45]:

$$\frac{dE}{dt} \sim \frac{1}{m^2} \quad (4.11)$$

(essendo  $t$  il rapporto tra lo spessore attraversato e la lunghezza di radiazione del materiale) per cui il rapporto tra l'energia persa per radiazione di frenamento da elettroni e pioni è:

$$\frac{dE_e}{dE_\pi} \sim 10^5 \quad (4.12)$$

Questi fotoni di Bremsstrahlung danno origine alla formazione di coppie elettrone-positrone i quali a loro volta riemettono radiazione di frenamento e luce Čerenkov. Nel caso dell'elettrone il processo dà luogo alla creazione di uno sciame elettromagnetico, che viene contenuto in uno spessore di qualche unità di lunghezza di radiazione  $X_o$  del materiale (nel nostro caso lo spessore del radiatore era di  $5X_o$  con  $X_o=2.034$  cm)

**2) configurazione** un telescopio formato da due strati di materiale scintillante organico (NE102) e da uno strato di scintillatore inorganico NaI(Tl). I due strati di NE102 provvedevano alla discriminazione tra  $\pi, p, d$  nell'intero intervallo di momenti (0-1000 MeV/c) mentre la discriminazione tra  $\pi$  ed  $e$  avveniva sfruttando la maggiore radiazione di frenamento emessa dagli elettroni nello spessore di NaI(Tl), come nel caso del vetro al piombo. Lo scintillatore NaI(Tl) era stato scelto per la sua ottima risposta in luce e buona risoluzione ( $\sim \%$ ), e per l'ottima sovrapposizione tra lo spettro della radiazione di fluorescenza emessa dal materiale e lo spettro di assorbimento del fotocatodo. Tuttavia la sua funzione di risposta si sviluppa in tempi dell'ordine di  $\mu s$ . Inoltre i suoi costi sono elevati.

Le prestazioni di entrambe le configurazioni sono state dapprima simulate al calcolatore [42], e quindi sono stati costruiti i due prototipi per le prove sotto fascio, eseguite presso i laboratori del TRIUMF [42]. L'ottimizzazione dell'efficienza di identificazione delle particelle cariche unitamente alla velocità di risposta e ai costi dei materiali ha portato alla scelta della configurazione (1), in cui però è stato eliminato lo spessore intermedio di politek perchè si è visto che il radiatore Čerenkov di vetro al piombo era sufficiente per discriminare tra elettroni e pioni.

**Identificazione in massa** Nelle reazioni che si studiano, le particelle che vengono rivelate dallo spettrometro hanno momenti compresi nei seguenti intervalli:

**elettroni** : 40 - 400 MeV/c. Il limite massimo è quello di un elettrone che viene emesso da un  $\gamma$  proveniente dal decadimento del  $\pi^0$ . Il processo avviene in tre fasi: 1) il  $\pi^0$  viene prodotto dalla reazione  $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$ , con un momento massimo  $p \sim 400$  MeV/c; 2) esso decade  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , dove uno dei due  $\gamma$  può avere l'energia massima di  $\sim 400$  MeV; 3) questo  $\gamma$  decade  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ , dove uno dei due elettroni può avere il momento massimo di  $\sim 400$  MeV.

**muoni** : 40 - 420 MeV/c. Il limite massimo corrisponde ad un muone emesso in avanti ( $0^\circ$  nel decadimento del pione del fascio  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ).

**pioni** : 40 - 400 MeV/c Il limite massimo è quello di un pione del fascio. Questo potrebbe essere acquistato perchè in coincidenza con un pione dello stesso *burst* che dà luogo ad una reazione sul bersaglio.

**protoni** : 180 -  $\sim$  900 MeV/c. Il limite massimo è quello di un protone emesso in seguito all'assorbimento del pione su una coppia di nucleoni del nucleo.

**deutoni** : 400 -  $\sim$  1000 MeV/c. Il limite massimo è quello di un deutone emesso dal nucleo in seguito all'assorbimento del pione.

I limiti inferiori di 40 MeV/c per  $e, \mu, \pi$  sono dati dalla soglia in momento dello spettrometro: una traccia con momenti inferiori non viene rivelata da CHAOS perchè il campo magnetico ( $B = 0.5T$  durante gli esperimenti) la fa spiralizzare e quindi non riesce ad uscire dallo spettrometro. I limiti inferiori di  $\sim 180$  e  $\sim 400$  MeV/c per rispettivamente  $p$  e  $d$  sono determinati dal fatto che queste particelle con momenti inferiori non raggiungono il rivelatore  $\Delta E1$  per perdita di energia durante il percorso.

La discriminazione tra  $\pi, p, ed$  fino a momenti  $\sim 1000$  MeV/c è fatta con le sole informazioni provenienti dai due scintillatori plastici  $\Delta E1$  e  $\Delta E2$ , con un'efficienza  $\sim 99\%$ . Si veda a questo proposito la fig.6.6 che mostra gli scatterplots usati per la discriminazione tra le tre particelle. La discriminazione tra  $\pi$  ed  $e$  fino a momenti  $\sim 140$  MeV/c avviene con l'analisi delle informazioni fornite dai due spessori di scintillatore e dal radiatore di luce Čerenkov (vedi figure 6.9.) Per momenti superiori a questo valore i pioni diventano minimo ionizzanti (gli elettroni lo sono già a qualche decina di MeV/c) e come si vede dalla fig.6.16 l'intensità della luce di scintillazione si sovrappone a quella degli elettroni. In questo caso per realizzare discriminazione è essenziale l'analisi del segnale corrispondente alla luce Čerenkov emessa all'interno del radiatore Čerenkov di vetro al Piombo. Se persiste l'ambiguità nella discriminazione, si usano degli algoritmi costruiti combinando i tre segnali raccolti di tre fototubi di lettura del radiatore Čerenkov (vedi §5.5.2).

I muoni costituiscono una voce a se, dato che la loro identificazione viene fatta:

- 1) prima dell'acquisizione dell'evento, dal trigger di secondo livello (vedi §2.3.2)
- 2) in fase di analisi dati, attraverso gli algoritmi di ricostruzione delle tracce, e da un'algoritmo specifico (vedi §5.4)

L'efficienza di identificazione in massa delle particelle dipende dal momento ma è comunque sempre superiore al 95%, e raggiunge il massimo di 99% per momenti  $\leq 140$  MeV/c (vedi §5.5.2).

**Lettura dei segnali e definizione della molteplicità** Le uscite analogiche dei sei fototubi di ciascuno dei 18 telescopi CFT vengono mandate all'elettronica di primo livello (vedi §4.5.1) per la definizione della molteplicità e l'abilitazione del trigger di secondo livello. Successivamente se il trigger di secondo livello decide di acquisire l'evento, tutti i segnali provenienti dalle uscite analogiche dei discriminatori vengono lette dai FERA ADC (Fast Encoding and Readout Analog to Digital Converter), per la digitalizzazione dei segnali di carica. Entrambi gli scintillatori  $\Delta E1$  e  $\Delta E2$  sono equipaggiati con dei TDC per la misura dei tempi di volo delle particelle.

#### 4.4.2 Il sistema di monitoraggio dei fototubi

Per il controllo dei guadagni dei 120 fototubi di lettura dei telescopi CFT è stato realizzato un sistema [31] che permette di valutare la variazione dei rapporti tra i segnali del fototubo  $i$ -esimo

(PMT<sub>i</sub>) e quello di un fototubo riferimento (PMT<sub>R</sub>) indotti dagli impulsi di luce generati da una lampada allo Xenon e mandati al fotocatodo di ciascun fototubo.

Le variazioni cui sono soggetti i guadagni dei fotomoltiplicatori nel tempo, sono causate da fattori quali i cambiamenti di temperatura, il campo magnetico dello spettrometro e dall'usura del fototubo.

La lampada allo Xenon ([46]), in grado di lavorare alla frequenza massima di 40 Hz.

Gli impulsi luminosi vengono inviati ad una guida di luce: la prima parte di questa guida è un tubo di lucite di forma elicoidale (fig.4.4.2) che provvede a rendere casuali le direzioni di emissioni dei fotoni. La seconda parte è un tronco di cono, sempre in lucite, che distribuisce il fronte luminoso su una superficie circolare, alla quale sono interfacciate 120 fibre ottiche (diametro 1mm, lunghezza 7 m) che trasportano l'impulso luminoso fino ai 120 fototubi dei CFT. Qui, esse vengono inserite nelle guide di luce che sono a contatto con i fotocatodi dei fototubi.

La casualità delle direzioni dei fotoni che formano ogni singolo impulso di luce, è necessaria

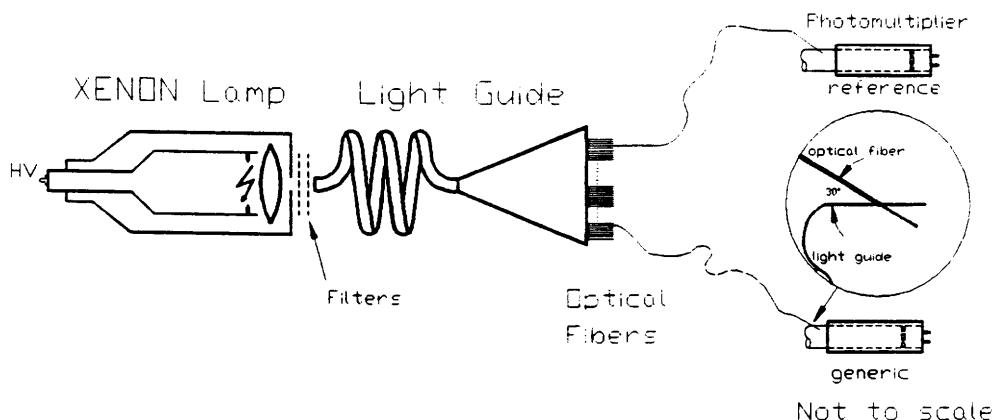


Figura 4.19: Schema del sistema di monitoraggio del guadagno dei fototubi di lettura dei telescopi CFT.

per garantire che ciascuna fibra trasporti sempre una frazione costante di luce ad ogni impulso della lampada. Infatti la geometria del fronte luminoso dell'impulso di luce sulla superficie della lampada può variare nel tempo, se si mettessero le fibre ottiche a diretto contatto con la lampada, esse trasporterebbero segnali luminosi con intensità relativa non costante nel tempo.

Una fibra ottica viene anche interfacciata al fotocatodo del fototubo di riferimento PMT<sub>R</sub> (Hamamatsu R329-02). Il guadagno di quest'ultimo è controllato con una sorgente di elettroni di conversione interna ( $^{207}_{83}\text{Bi}$ ) che è depositata sulla superficie di un dischetto di scintillatore plastico NE110 messo a contatto con il fotocatodo di PMT<sub>R</sub>.

In figura 4.20 è mostrato uno spettro energetico degli elettroni emessi dalla sorgente: il picco al quale si fa riferimento per calibrare il PMT<sub>R</sub> è quello a destra, che corrisponde a elettroni di conversione interna da 1.06 MeV. La sorgente permette di controllare variazioni  $\sim 1\%$  del guadagno del fototubo di riferimento.

Durante l'acquisizione dei dati, il sistema di monitoraggio viene fatto lavorare ad una frequenza

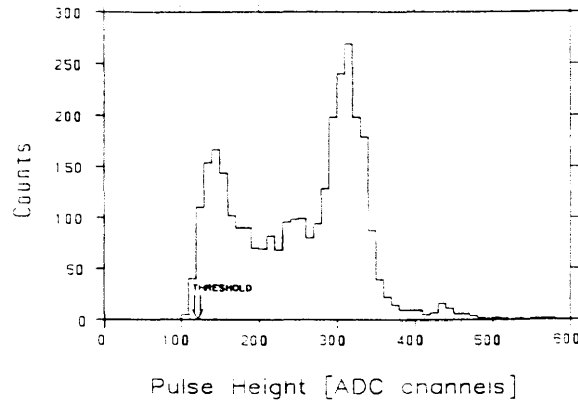


Figura 4.20: Spettro energetico (in canali ADC) degli elettroni emessi dalla sorgente  $^{207}_{83}\text{Bi}$ .

di 1 Hz : ad ogni impulso di luce della lampada allo Xenon, vengono disabilitati i triggers di primo e secondo livello, e i segnali analogici indotti dall'impulso di luce sui fotocatodi dei 120 fototubi vengono inviati al sistema FERA ADC, che li digitalizza e li invia, con relativo indirizzo, al sistema di acquisizione.

L'insieme dei dati acquisiti ad ogni impulso di luce, costituisce un evento di calibrazione. Prima di iniziare l'analisi dei dati fisici, si analizzano tutti gli eventi di calibrazione, per correggere le eventuali variazioni dei guadagni dei fototubi, secondo la seguente procedura:

1. si controlla dapprima la stabilità del guadagno del fototubo di riferimento  $\text{PMT}_R$  facendo una campionatura degli istogrammi dei valori in canali ADC corrispondenti agli eventi della sorgente di Bi, e si segue l'andamento nel tempo dei valori medi di questi istogrammi: se questi subiscono una variazioni superiori al 5 % si interviene sul guadagno di  $\text{PMT}_R$ ;
2. ogni N eventi di calibrazione si istogrammano i valori dei rapporti tra i segnali di  $\text{PMT}_i$  e quello di  $\text{PMT}_R$ , e i valori medi di questi istogrammi vengono riportati su un grafico in funzione del tempo. Se essi subiscono delle variazioni superiori al 5 % si corregge il guadagno del corrispondente fototubo.

In fig.4.21 (a) sono riportati 4 spettri dei rapporti  $\text{PMT}_i/\text{PMT}_R$  relativi a 4 fototubi dei telescopi CFT: la loro risoluzione (FWHM) di  $\sim 12\%$ , quindi variazioni inferiori all'1% sui valori dei rapporti vengono osservate in pochi minuti di presa dati. In fig.5.6 (§5.2) è riportato un grafico tipico della variazione del guadagno di uno dei 120 fototubi.

## 4.5 Elettronica ed acquisizione

In fig.4.22 è riportato un disegno schematico dell'elettronica di lettura e di elaborazione degli oltre 4000 canali di uscita dello spettrometro CHAOS.

Le prime informazioni ad essere analizzate provengono dai telescopi CFT, e servono a definire la molteplicità dell'evento (numero di tracce) attraverso il circuito del trigger di primo livello: questo è in grado di prendere una decisione in un tempo di  $\sim 100\text{ ns}$  se abilitare oppure no il circuito del secondo livello di trigger.

Nel caso di risposta positiva, viene abilitato il circuito del trigger di secondo livello, che sulla base delle informazioni raccolte dai fili anodici delle camere a fili WC1, WC2 e WC3, ricostruisce il momento di ciascuna traccia, calcolandone la polarità ed il vertice di interazione sul bersaglio. Inoltre vengono eseguiti dei test sui valori delle grandezze calcolate per stabilire se la procedura deve continuare, oppure se deve essere fermata, perchè l'evento non corrisponde ad un evento



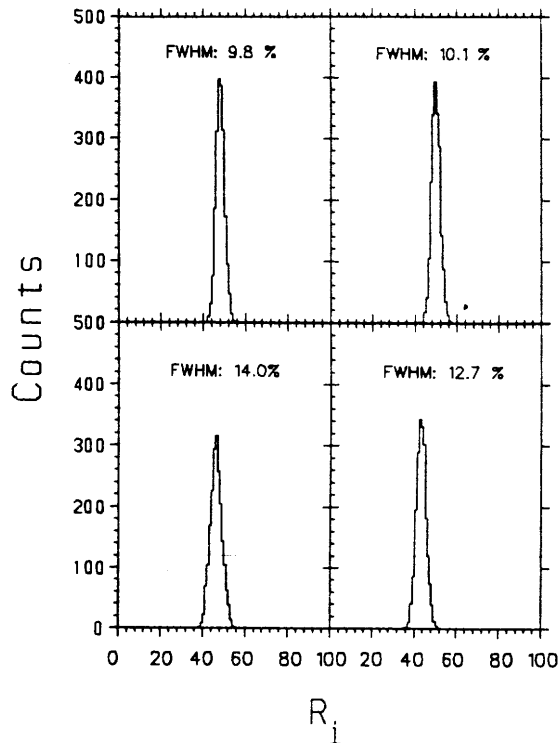


Figura 4.21: Spettri di quattro rapporti  $PMT_i/PMT_R$ , con  $i$  l'indice del fototubo  $i$ -esimo, la cui variazione nel tempo dei valori medi consente di correggere i guadagni dei fototubi.

voluto. Ad esempio nel caso di due tracce, la somma dei loro momenti potrebbe essere superiore ad un valore limite fissato, e quindi l'evento verrebbe rigettato.

Il trigger di secondo livello ha una frequenza tipica di lavoro di  $\sim 100$  KHz, che può essere aumentata se non è necessario oberare il circuito con pesanti algoritmi di decisione. Si vedano le fig 4.23 (a) e (b) che rappresentano rispettivamente il tempo necessario al trigger di secondo livello per decidere di acquisire (SI) oppure rigettare (NO) l'evento: il tempo medio per il SI è di  $\sim 2 \mu s$ , mentre per un NO è di  $\sim 1.2 \mu s$ . Tuttavia nel primo caso a tale tempo va aggiunto quello richiesto per la lettura e l'acquisizione dei segnali, pari a  $\sim 5$  msec tramite CAMAC, ( $\sim 2$  msec tramite VME), mentre al tempo impiegato per decidere un NO vanno aggiunti  $\sim 3 \mu s$  per il *fast clear* dell'elettronica.

I dati che fanno parte di un'evento accettato, vengono letti dal modulo ACC-2180 J11 STAR-BUS ch   è dotato di una propria CPU interna e che provvede ad organizzarli in buffers e quindi li invia tramite il modulo AMC-2281-DMA al  $\mu VAX$  per la scrittura su nastro magnetico. Tutte le informazioni dagli ADC e dai TDC sono lette con il metodo della soppressione degli zeri. In questo modo, un tipico evento di CHAOS contiene mediamente 300 parole da 16 bit.

#### 4.5.1 Primo livello di trigger

All'ingresso dello spettrometro, nel punto dove entra il fascio incidente,    posto uno scintillatore plastico,  $S_1$ , con la funzione di fornire il segnale di START per l'elettronica di acquisizione in corrispondenza al passaggio di un pione.

L'uscita del fotomoltiplicatore di  $S_1$  viene amplificata, discriminata e mandata all'ingresso STROBE dei moduli PLU (LeCroy 4508) del trigger di primo livello (fig.4.24). Ciascuno di questi moduli    diviso in 2 sezioni indipendenti, ognuna delle quali accetta i 6 segnali provenienti da ciascun telescopio CFT: ci sono quindi 9 moduli PLU per la lettura dei 18 telescopi CFT.

Non appena arriva il segnale di STROBE (comune a tutti i moduli), ogni sezione della PLU legge gli stati dei suoi ingressi e compie un'operazione logica su di essi, fornendo in uscita il

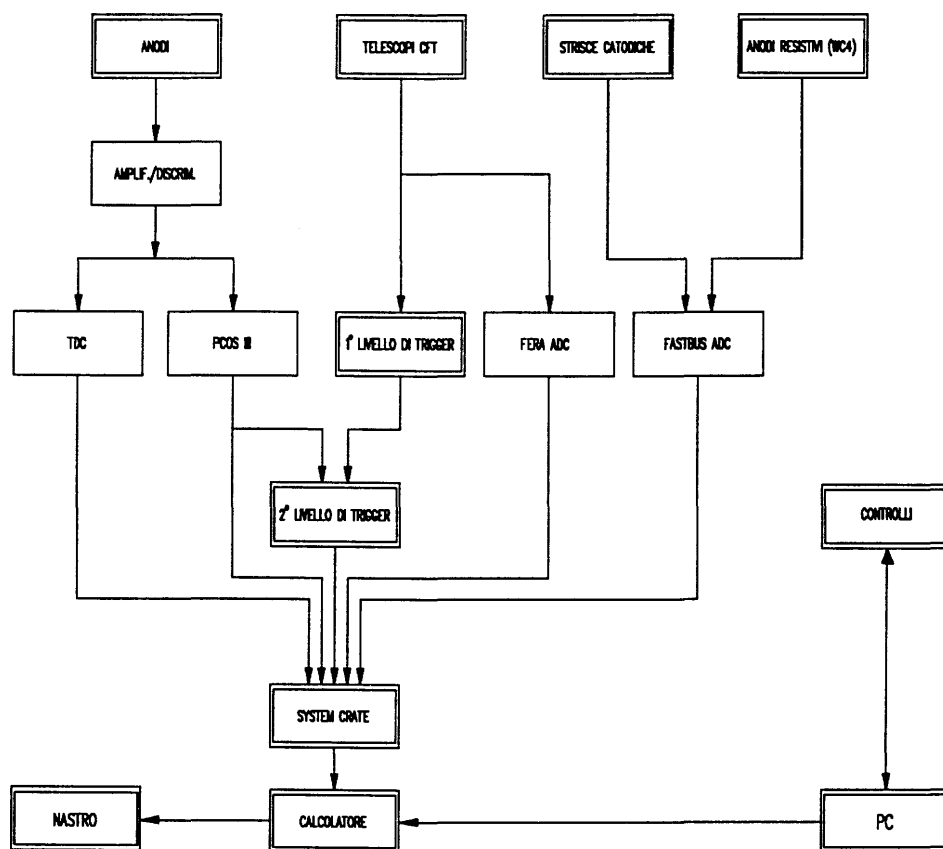


Figura 4.22: Schema generale a blocchi dell'elettronica di acquisizione

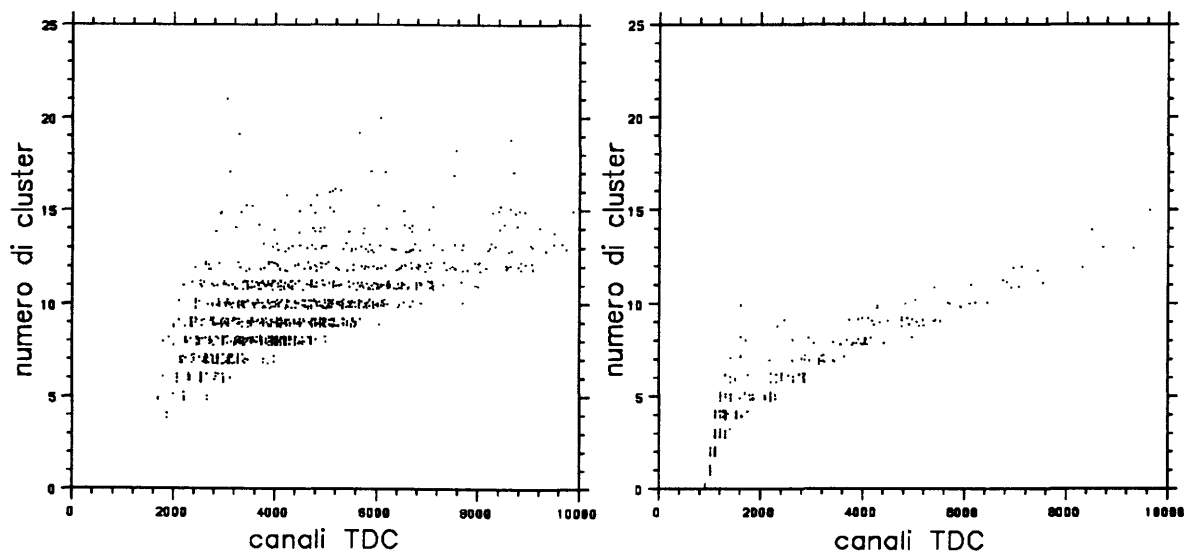


Figura 4.23: Tempo (misurato in canali TDC) necessario al secondo livello di trigger per prendere la decisione di acquisire l'evento (a destra) o di rigettarlo (a sinistra).

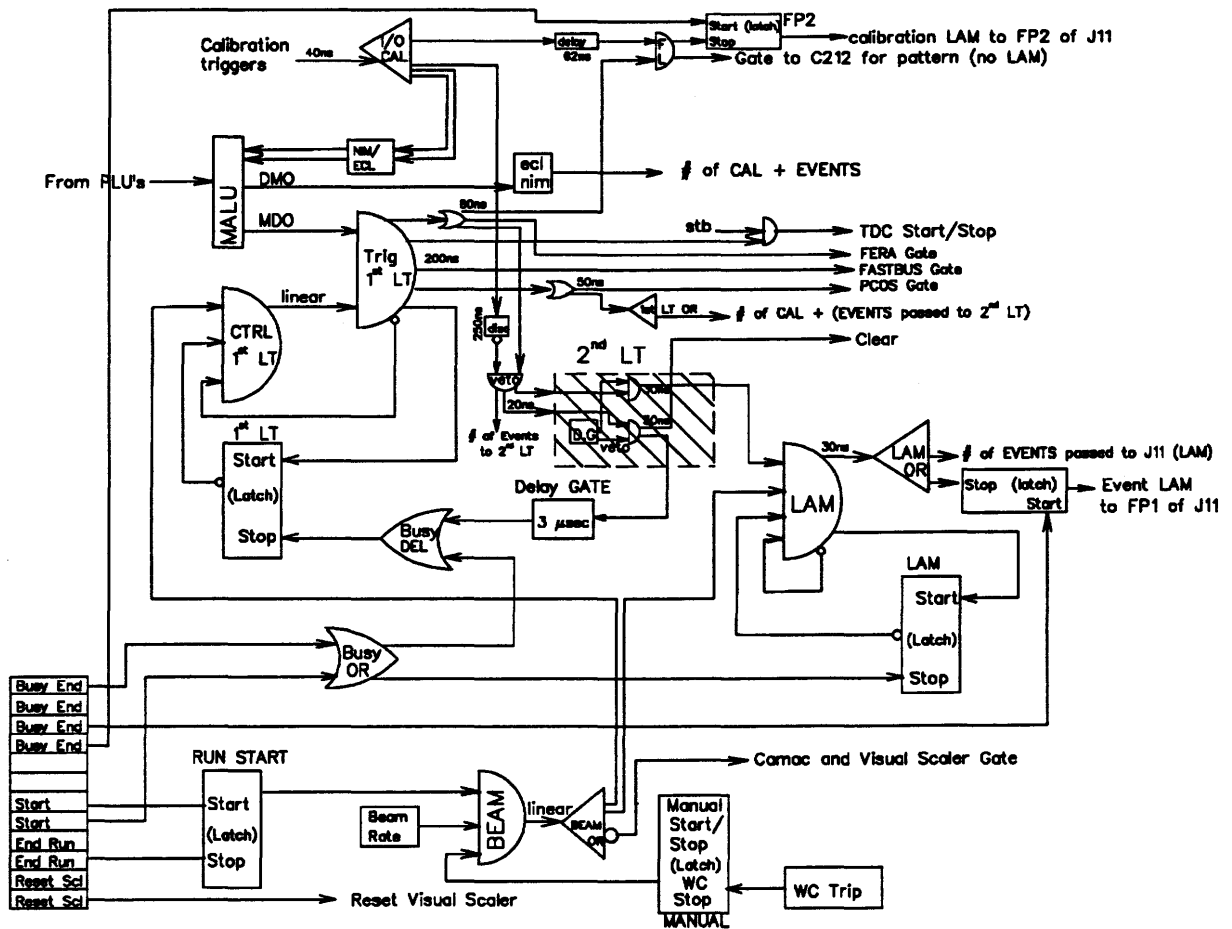


Figura 4.24: Schema del circuito del trigger di primo livello.

risultato dell'operazione. Questa può essere ad esempio la coincidenza  $\Delta E1.\text{and}.\Delta E2$ . Le PLU mantengono per 20 ns gli stati logici sulle loro uscite, dopo di che provvedono alla loro cancellazione con il segnale di SYNcronize. Durante questi 20 ncsec, le 18 uscite vengono lette dal modulo MALU (MAJority Logic Unit, LeCroy 4532) che in un tempo di 16 ns costruisce un segnale logico (AMIO) la cui ampiezza viene via via incrementata ogni volta che viene letto un

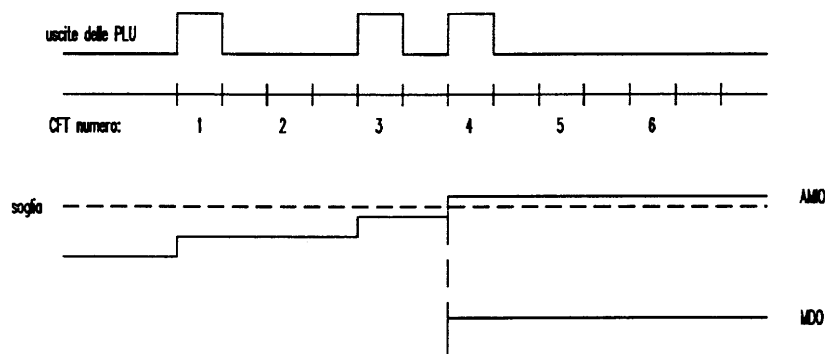


Figura 4.25: Funzionamento del modulo MLU del primo livello di trigger. Il segnale in alto corrisponde alla scansione operata dalla MLU sui segnali provenienti dalle uscite delle PLU per i 18 CFT: in questo esempio i CFT che hanno dato il segnale sono numero 1,3 e 4. La soglia della MLU (linea tratteggiata) è fissata in modo che per avere il segnale di MDO almeno due CFT devono aver dato segnale: non appena il segnale di AMIO (la cui ampiezza è la somma cumulativa dei segnali delle PLU) supera la soglia, il modulo dà in uscita il segnale di MDO.

segnale 'alto' (fig.4.25). Se ad un certo punto, l'ampiezza dell'AMIO supera quella di una soglia fissata, ciò significa che la molteplicità dell'evento è maggiore o uguale a quella voluta, ed il modulo fornisce in uscita il segnale di MDO. Questo viene mandato ad una porta logica AND che, se il trigger di secondo livello e il calcolatore sono liberi, dà il segnale di LAM (Look At Me) per l'abilitazione del secondo livello di trigger.

Tutta l'operazione, tra il segnale di S1 e l'apertura del gate per il secondo livello di trigger, dura circa 100 ns.

Non appena è stato dato il segnale di LAM, lo stesso segnale viene anche usato per dare lo START ad un Dual Gate Generator che inibisce la porta del LAM fino a che dal calcolatore giunge il segnale di END BUSY oppure il *fast clear* dell'elettronica di secondo livello.

#### 4.5.2 Il trigger di secondo livello

Quando il circuito del trigger di primo livello ha verificato che la molteplicità dell'evento è superiore al valore minimo programmato, il controllo passa al trigger di secondo livello, che calcola il momento, la polarità ed il vertice di interazione di ciascuna traccia sulla base delle informazioni provenienti dagli anodi delle camere a fili WC1, WC2 e WC3. Esso è inoltre programmabile dall'utente per l'esecuzione di algoritmi (come la somma o il prodotto dei momenti delle tracce) sui quali vengono fatti dei test con lo scopo di rigettare *on-line* il maggior numero possibile di eventi diversi da quelli da acquisire.

Si supponga ad esempio di studiare la reazione di produzione pionica (1)  $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+n$ : il pione incidente dà luogo anche alla diffusione elastica (2)  $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$  che ha una sezione d'urto  $10^3$  volte più grande della (1). Questo significa che se si acquisissero tutti gli eventi con molteplicità  $\geq 2$ , per ogni reazione di produzione pionica (1) si avrebbero  $10^3$  reazioni elastiche del tipo (2). Per rigettare il maggior numero possibile di questi eventi, si sfrutta il loro diverso spazio delle fasi: la distribuzione del momento dei due  $\pi^+$  in uscita dalla reazione di produzione pionica è quella di fig.4.26 (ottenuta con il programma di generazione di spazio delle fasi FOWL [32]),

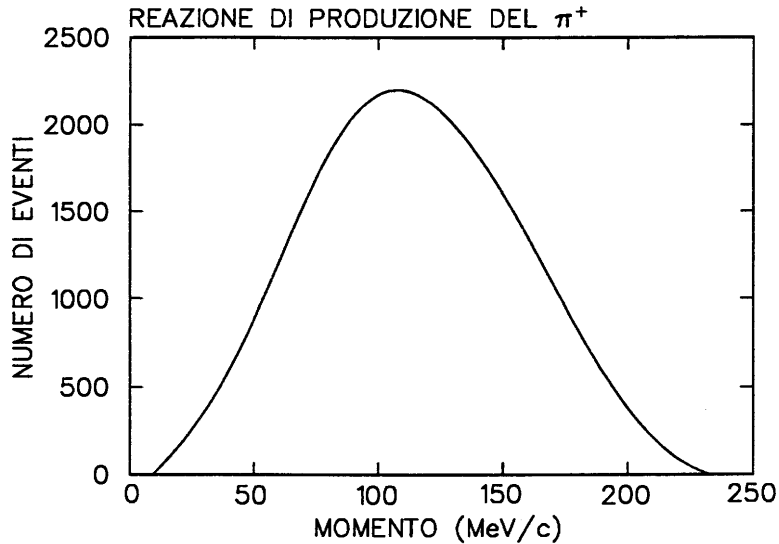


Figura 4.26: Distribuzione del momento dei  $\pi^+$  emessi nella reazione  $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+n$  per un momento iniziale del pione incidente  $P_\pi = 396$  MeV/c.

mentre la distribuzione dei momenti del  $\pi^+$  e del  $p$  della reazione elastica è quella di fig.2 4.27 e 4.28: se si impone che entrambi i momenti ricostruiti dal trigger di secondo livello siano  $\leq 250$  MeV/c, si possono eliminare più di 4/5 degli eventi elastici. In questo caso si tratta di un semplice controllo sui singoli valori del momento, ma è possibile programmare il circuito con algoritmi di decisione diversi che agiscono anche sulla base dei valori degli angoli di scattering e su quelli delle coordinate di vertici di interazione delle tracce.

Una descrizione dettagliata del funzionamento del circuito del trigger di secondo livello e delle sue prestazioni può essere trovata in [44] e in [43]

La frequenza di lavoro del trigger di secondo livello è  $> 100$  KHz.

Per quantificare l'aumento dell'efficienza di acquisizione dovuto al suo uso, consideriamo le frequenze di lavoro del trigger di primo e secondo livello misurate nel corso di un'esperimento di produzione pionica  $^{208}\text{Pb}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  a  $T_{\pi^+} = 280$  MeV [44]: dato che la frequenza massima

FASCIO	1LT	2LT	LAM
$4.0 \cdot 10^6$ Hz	3250 Hz	2500 Hz	40 Hz

Tabella 4.1: Frequenze tipiche misurate per la reazione  $^{208}\text{Pb}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  a  $T_{\pi^+} = 280$  MeV.

dell'intero sistema di acquisizione è di  $\sim 100$  Hz, se non si usasse il trigger di secondo livello, l'efficienza di acquisizione (definita come il rapporto tra il numero di eventi analizzati e il numero di eventi che hanno superato il trigger di primo livello) sarebbe  $\sim 100/3250$ , cioè il 3%. Con il trigger di secondo livello invece, vengono analizzati 2500 eventi, per cui l'efficienza è di  $2500/3250$ , cioè il 77%.

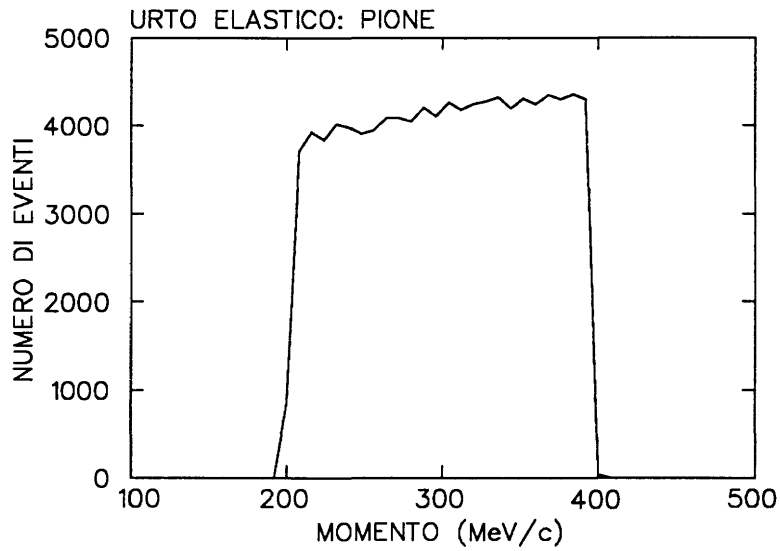


Figura 4.27: Distribuzione del momento dei  $\pi^+$  nello spazio delle fasi associato alla reazione  $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$  per un momento iniziale del pione incidente  $P_\pi = 396$  MeV/c.

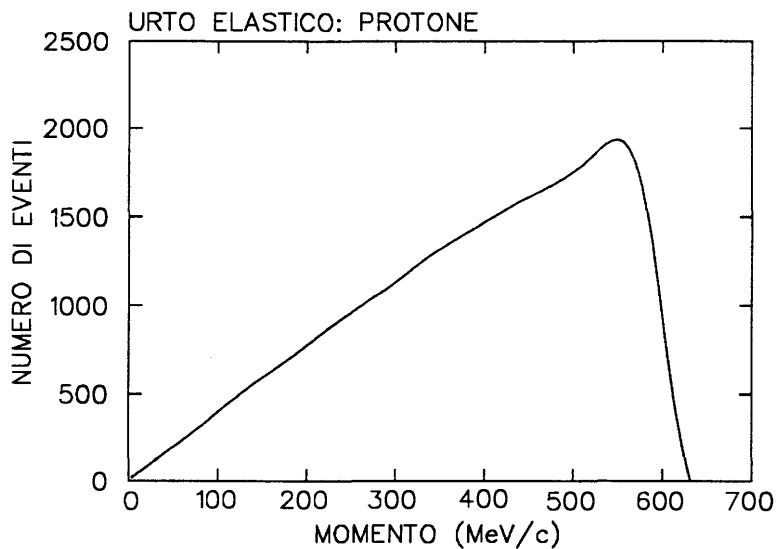


Figura 4.28: Distribuzione del momento del protone nello spazio delle fasi associato alla reazione  $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$  per un momento iniziale del pione incidente  $P_\pi = 396$  MeV/c.

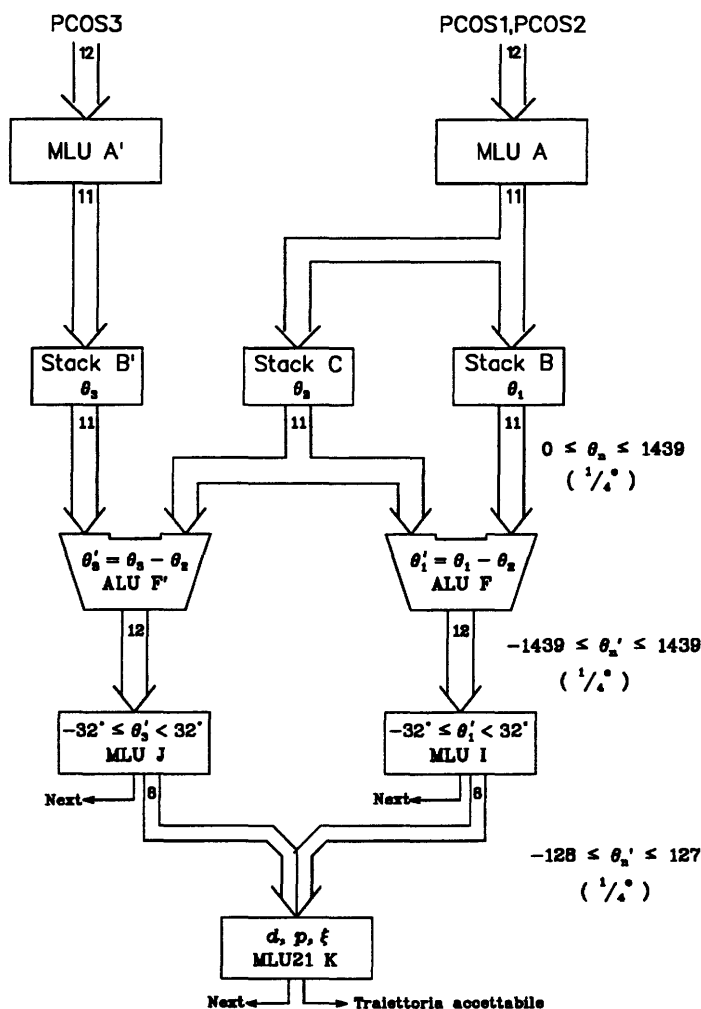


Figura 4.29: Schema a blocchi della prima sezione del trigger di secondo livello.

In fig.4.29 è riportato lo schema di funzionamento del circuito. I moduli MLU A e A' (LeCroy 2372) sono essenzialmente delle memorie di tipo RAM: la parola in ingresso è un puntatore ad una delle locazioni interne di memoria, il cui contenuto viene reso in uscita. I due moduli sono programmati via CAMAC in modo che ad ogni indirizzo del filo anodico fornito al loro ingresso dal sistema PCOS III, corrisponde in uscita la sua locazione angolare nel sistema di riferimento di fig.4.7 : MLU A gestisce quelli provenienti da WC1 e WC2, mentre MLU A' gestisce gli indirizzi provenienti da WC3. Le coordinate angolari dei centri di tutti i cluster di WC1, WC2 e WC3 fornite dalle due MLU, vengono immagazzinate rispettivamente nei tre DATA STACK B,C,B', secondo la modalità FIFO (First In First Out). A questo punto i moduli ALU F e F' leggono la prima terna di parole disponibile sulle uscite dei tre DATA STACK, ed eseguono le sottrazioni  $\theta_3 - \theta_1$  e  $\theta_2 - \theta_1$ , in modo da riferire gli angoli alla nuova posizione angolare  $\theta_2 = 0$ . Successivamente le due unità MLU I e J sommano 32 gradi a tutti e tre gli angoli, e fanno passare in uscita solo gli angoli  $\theta_1$  e  $\theta_3$  che sono rappresentabili dai primi 8 bit: in tutti gli altri casi i dati vengono rigettati. In questo modo vengono considerati solo quegli angoli  $\theta_1$  e  $\theta_3$  che differiscono meno di 32 da  $\theta_2$ : questo pone delle limitazioni sulla massima curvatura della traccia ricostruita (fig.4.30).

In realtà tutte le tracce con curvature maggiori non vengono neppure passate al trigger di secondo livello, dato che corrispondono a particelle che non riescono ad uscire dallo spettrometro, e che quindi non vengono processate dal trigger di primo livello.

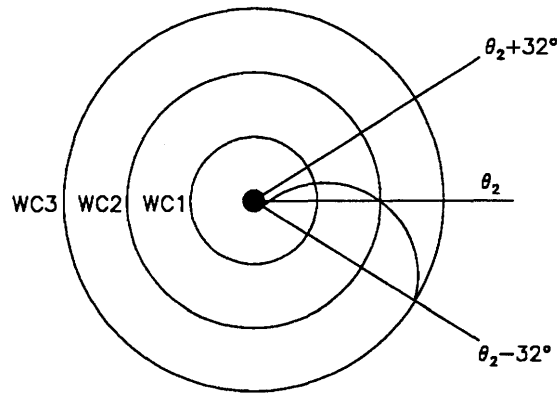


Figura 4.30: Traiettoria corrispondente al momento minimo.

Tutte le trasformazioni sugli angoli appena descritte sono necessarie per ridurre il numero di bit della parola che viene processata dal modulo MLU K al valore di 16 (8 per WC1 + 8 per WC2): dato che non esistono moduli MLU con ingressi che possono accettare più di 16 bit, senza perdere nulla nella risoluzione angolare delle camere.

Questo modulo è programmato per eseguire il calcolo del momento, della polarità e della distanza della traccia dal centro dello spettrometro, effettuando le seguenti verifiche:

- 1) il momento deve appartenere ad un certo intervallo
- 2) la polarità deve essere quella richiesta
- 3) la distanza dal centro spettrometro deve essere inferiore al raggio del bersaglio

Il modulo invia in uscita una parola con il seguente formato:

$$\underbrace{F}_{\text{indicatore}} \quad \overbrace{POL}^{\text{polarità}} \quad \underbrace{P(6) P(5) P(4) P(3) P(2) P(1)}_{\text{momento}}$$

Il bit  $F$  è posto a 1 se la traiettoria è accettabile, altrimenti è posto a 0. Se solo uno dei test precedenti non è passato tutti i bit vengono posti a zero, e il controllo ritorna a livello dei DATA STACK: viene letta la successiva parola del DATA STACK B' (che contiene le coordinate  $\theta_3$ ) e quindi viene eseguito un secondo ciclo usando la terna dei valori  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ , dove  $\theta_3$  è il nuovo angolo  $\theta_3$ . Se i dati del DATA STACK B' sono esauriti senza trovare una combinazione accettabile, si estrae la seconda parola del DATA STACK C (che contiene le coordinate  $\theta_2$ ) e si ricomincia d'accapo. Il circuito esegue tutte le possibili combinazioni usando tutti i dati immagazzinati nei tre DATA STACK, fino a che trova una combinazione che soddisfa i tre test: a questo punto i puntatori dei DATA STACK vengono spostati di una posizione, e si procede alla ricostruzione di una nuova traccia.

Quando le tracce sono finite, se sono presenti anche le sezioni successive (ad esempio per il calcolo della somma dei momenti), il controllo passa a queste ultime (per il cui funzionamento si rimanda a [44] altrimenti viene acquisito l'evento. Se il trigger di secondo livello non viene soddisfatto, viene mandato un *fast clear* ai moduli, e dopo  $3 \mu s$  viene riabilitato il trigger di primo livello. Come si è visto, la ricostruzione del momento, dell'angolo e del vertice di interazione viene fatta senza usare le coordinate verticali dei punti di passaggio delle tracce sulle strisce catodiche delle camere a fili WC1 e WC2, dato che, come già ricordato in precedenza, un loro uso rallenterebbe la frequenza di funzionamento del circuito. L'errore che ne deriva



CAMPO MAGNETICO (Tesla)	MOMENTO (MeV/c)	ERRORI
0.5	100	105
0.5	125	137
0.5	150	345
0.5	175	2387
0.5	200	7169
0.5	225	6823
0.5	250	6334
1.0	100	38
1.0	125	58
1.0	150	81
1.0	175	97
1.0	200	110
1.0	225	122
1.0	250	136
1.5	100	20
1.5	125	26
1.5	150	47
1.5	175	54
1.5	200	61
1.5	225	79
1.5	250	90

Tabella 4.2: Numero di volte che la carica della particella è stata ricostruita in maniera errata. I valori sono da confrontare con il numero di eventi simulati ( $5 \cdot 10^7$ ) (tratto da [44]).

nella ricostruzione del momento, dell'angolo, e del vertice di interazione, dipende dal valore del momento della traccia e dall'intensità del campo magnetico dello spettrometro. Esso è stato calcolato simulando funzionamento del trigger di secondo livello con un codice FORTRAN [43]: le risoluzioni degli spettri delle grandezze ricostruite sono rappresentate nelle fig.4.2 e 4.3 per diversi valori del momento e del campo magnetico.

**Il problema dei muoni** I pioni del fascio possono decadere  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$  prima di entrare nello spettrometro. A seconda del valore dell'angolo  $\theta_\mu$  di emissione del  $\mu$  e del punto in cui avviene il decadimento, si hanno casi diversi:

- 1) il  $\mu$  entra nello spettrometro e lo attraversa fino all'uscita, dove induce un segnale sullo scintillatore (S2) posto in anticoincidenza con quello in ingresso (S1), e l'evento viene rigettato.

CAMPO MAGNETICO (Tesla)	ERRORI (%)
0.5	0.0067
1.0	0.00018
1.5	0.00011

Tabella 4.3: Percentuale di traiettorie ricostruite con polarità errata (tratto da [44]).

- 2) il  $\mu$  non colpisce il contatore S1, e quindi l'evento non viene neppure considerato.
- 3) il  $\mu$  entra nello spettrometro, colpisce S1 ma non S2. La prima parte della traccia non passa per la regione del fascio e quindi dà un segnale anche su WC3 (oltre che su WC1, e WC2). La seconda parte della traccia induce dei segnali su WC1, WC2 e WC3. Un caso di questo tipo è raffigurato in fig.4.31, e simula un evento acquisibile.

Eventi di quest'ultimo tipo possono essere rigettati richiedendo che ci sia sempre almeno segnale proveniente da WC1 o WC2 corrispondente ad una traccia entrante, e questo è ciò che viene fatto da una sezione dedicata del secondo livello di trigger. Rimangono tuttavia i casi in cui  $\mu$  del caso 3) giungono in coincidenza con un pione dello stesso *burst*. Eventi di questo tipo non possono essere rigettati dal trigger di secondo livello. La loro identificazione e il loro rigetto viene fatto in fase di analisi *off line* (vedi §5.4)

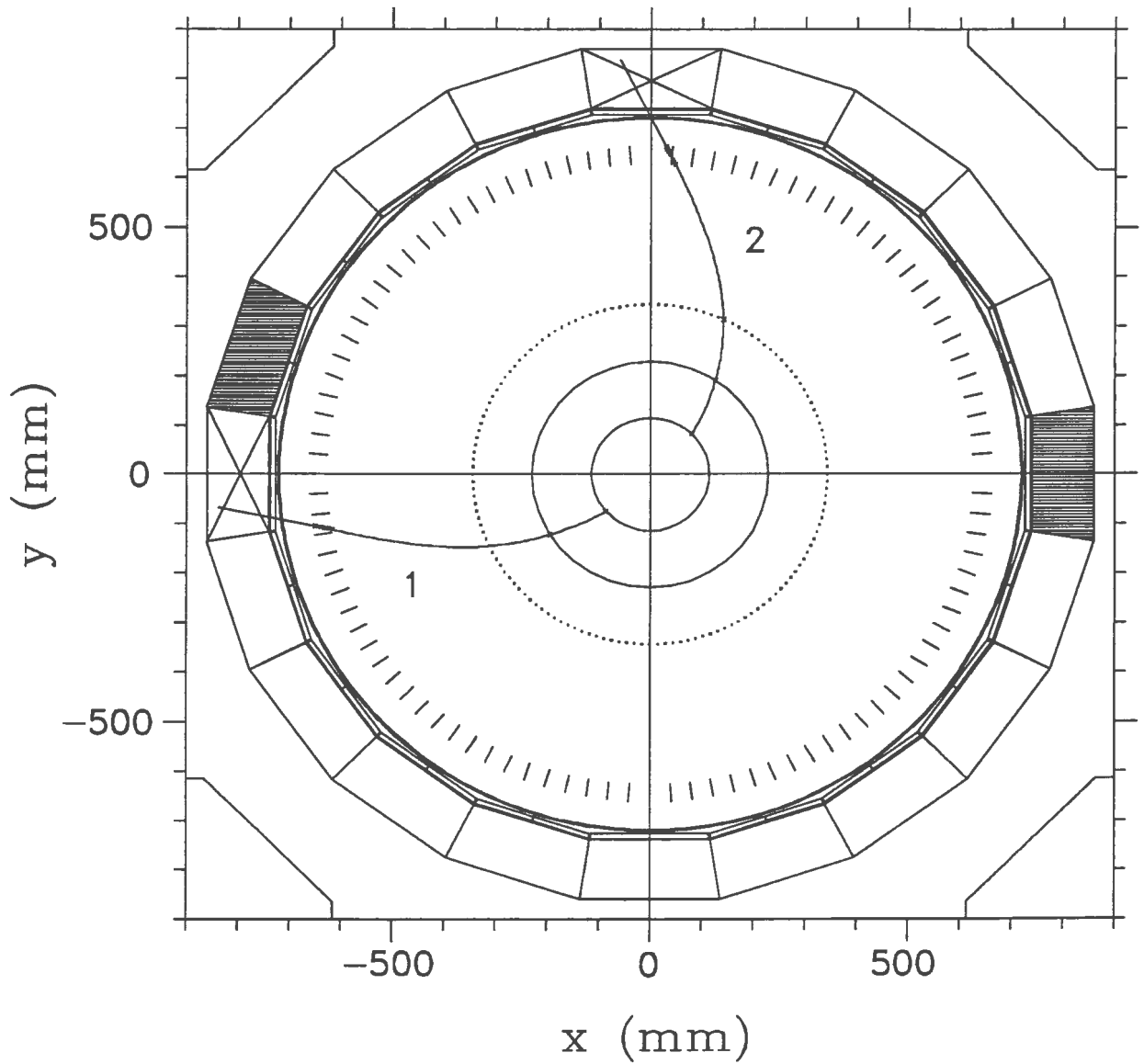


Figura 4.31: Traccia tipica di un  $\mu$  proveniente dal decadimento di un pione del fascio. I due blocchi scuri rappresentano le zone libere dove passa il fascio. La traiettoria del  $\mu$  non colpisce le zone di WC1 e WC2 interessate dal fascio incidente.

## Capitolo 5

# Calibrazione dei CFT e identificazione in massa delle particelle

I rivelatori del Chaos Fast Trigger (CFT) (scintillatori e radiatori di luce Čerenkov) devono essere calibrati in modo che particelle identiche della stessa energia diano, nel corso del tempo, gli stessi segnali quando colpiscono gli stessi tipi di rivelatori.

Le calibrazioni si svolgono in due fasi: la prima ha luogo prima dell'assemblaggio dell'esperimento, e consiste in una definizione delle tensioni di alimentazione dei fototubi di lettura e dei parametri di lavoro degli ADC (guadagni e "offsets"), in modo da eguagliare la risposta dei rivelatori a pioni della stessa energia diffusi elasticamente da un bersaglio. La seconda avviene in fase di analisi dati, e viene realizzata sui campioni di eventi presi nel corso dell'intero esperimento, agendo via software sui parametri delle funzioni che stabiliscono le corrispondenze tra i segnali forniti dai fototubi e l'energia delle particelle rivelate. Questa fase è possibile grazie al sistema di monitoraggio dei guadagni dei fototubi (§4.4.2) che consente di seguire nel tempo le loro variazioni e quindi di correggerle.

Una volta calibrati i 18 rivelatori dei telescopi CFT è possibile applicare ad ognuno di questi gli stessi algoritmi di identificazione in massa delle particelle rivelate dallo spettrometro.

### 5.1 Scintillatori $\Delta E1$

**Calibrazione preliminare e sottrazione degli offsets** I guadagni dei fototubi di lettura dei 18 contatori di scintillazione  $\Delta E1$  sono stati inizialmente misurati ponendo il loro fotocatodo a contatto con la superficie di un cubetto di scintillatore plastico NE110 sulla cui estremità opposta è stato depositato uno strato di  $^{90}\text{Sr}$ , sorgente di elettroni di energia massima 2.3 MeV. Questo ha permesso una prima taratura delle tensioni di alimentazione dei fototubi, scelte in modo da eguagliare le loro risposte (in canali ADC) agli elettroni emessi dalla sorgente.

In un secondo tempo, dopo il montaggio di tutte le parti dello spettrometro, si è provveduto alla sottrazione degli offsets degli ADC. Essi sono dovuti alla corrente di rumore che circola all'interno del circuito degli ADC: durante il segnale di GATE tale corrente viene integrata dall'ADC e produce una risposta anche quando lo scintillatore corrispondente non è attraversato da alcuna particella. La sottrazione degli offsets viene fatta direttamente dal sistema di lettura degli ADC (FERA LeCroy).

A questo punto è stata indotta la diffusione di  $\pi$  di 280 MeV su un bersaglio di  $^{12}\text{C}$ . A questa energia, la reazione con la sezione d'urto maggiore è quella quasi-elastica  $\pi^+ + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+ + p + ^{11}\text{B}$ , in cui il pione diffonde su un protone dei nuclei del bersaglio. L'energia dei pioni emessi da questa reazione dipende dall'angolo di emissione  $\theta_\pi$ , e va da un minimo di  $\sim 60$  MeV

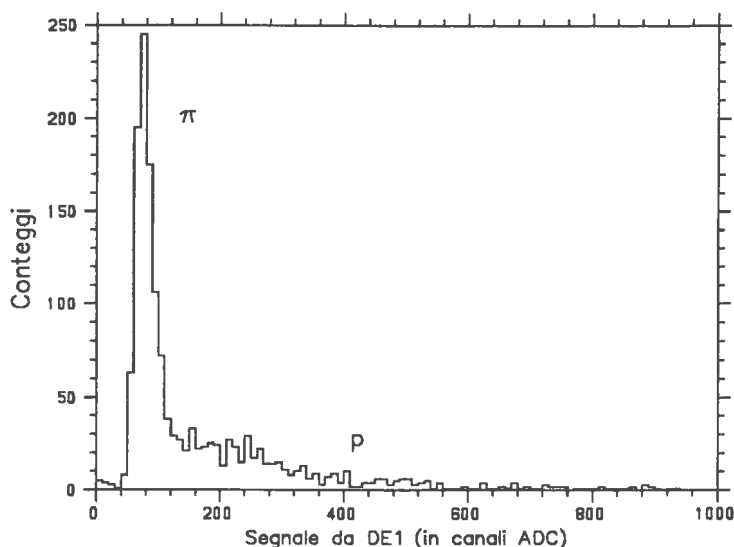


Figura 5.1: Spettro della perdita di energia delle particelle rivelate da uno dei 18 scintillatori  $\Delta E1$ . Il picco sulla sinistra corrisponde ai pioni del canale quasi-elastico  $\pi + {}^{12}C \rightarrow \pi + p + {}^{11}B$ .

(per  $\theta_\pi=180$ ) ad un massimo di  $\sim 280$  MeV (per  $\theta_\pi=0$ ). Un tipico spettro della risposta di uno dei 18 scintillatori  $\Delta E1$  è rappresentato in fig.5.1: il picco è dovuto ai pioni quasi-elastici, mentre i conteggi sulla destra sono dovuti a protoni e a  $\pi$  provenienti da altre reazioni. I pioni provenienti dalla reazione elastica  $\pi^+ + {}^{12}C \rightarrow \pi^+ + {}^{12}C$  non sono stati acquisiti, poiché la misura è stata fatta in coincidenza, ciò richiedendo due particelle nello stato finale. Nel corso della misura, le tensioni di alimentazione dei fototubi dei  $\Delta E1$  sono state variate in modo da ottimizzare gli intervalli dinamici degli ADC allineandoli sullo stesso canale ADC. In questo modo è stata fatta una prima calibrazione dei contatori  $\Delta E1$ , che tuttavia non è ancora quella definitiva. Infatti i  $\pi$  diventano minimo ionizzanti a  $\sim 200$  MeV, per cui la loro perdita di energia nei 18 scintillatori  $\Delta E1$  dipende dalla posizione di questi nello spettrometro: se i rivelatori  $\Delta E1$  fossero perfettamente calibrati, i picchi dei  $\pi$  quasi-elastici non sarebbero allineati, riferendosi a pioni di energia diversa a seconda di quale sia lo scintillatore  $\Delta E1$ . Tuttavia, i trigger di primo livello usa solo i segnali logici provenienti dai telescopi CFT (§4.5.1) per definire il segnale di acquisizione, per cui la calibrazione ottenuta in questa prima fase è sufficiente per rendere operativo lo spettrometro. Per valutare la qualità delle calibrazioni fin qui ottenute, si veda la fig.5.2 a), dove sono riportati i punti sperimentali sullo scatterplot ( $\Delta E1$  verso momento) con colori diversi per i 18  $\Delta E1$ . La calibrazione definitiva degli scintillatori  $\Delta E1$ , è ottenuta con la procedura che viene di seguito descritta.

**Calibrazione definitiva.** È stata indotta la diffusione di  $\pi^+$  di 280 MeV su un bersaglio di  ${}^{12}C$ , e si sono acquisiti gli eventi del canale quasi-elastico (in canali ADC)  $\pi^+ + {}^{12}C \rightarrow \pi + p + {}^{11}B$  (1). A queste energie, tale reazione ha il pregio di avere una cinematica molto simile a quella della reazione puramente elastica  $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$  (2): la differenza sta nel moto di Fermi che il protone iniziale ha all'interno del nucleo, che ha l'effetto di aumentare lo spazio delle fasi delle particelle presenti negli stati finali, rispetto a quello della reazione elastica. Un confronto tra le distribuzioni energetiche ed angolari dei pioni emessi dai due tipi di reazione è mostrato in fig.5.3: la curva continua rappresenta la distribuzione dell'energia dei  $\pi^+$  emessi dalla reazione elastica (1) in funzione del loro angolo di diffusione nel sistema di laboratorio, i punti sperimentali rappresentano invece le energie medie dei  $\pi$  emessi dalla reazione (2) in corrispondenza agli

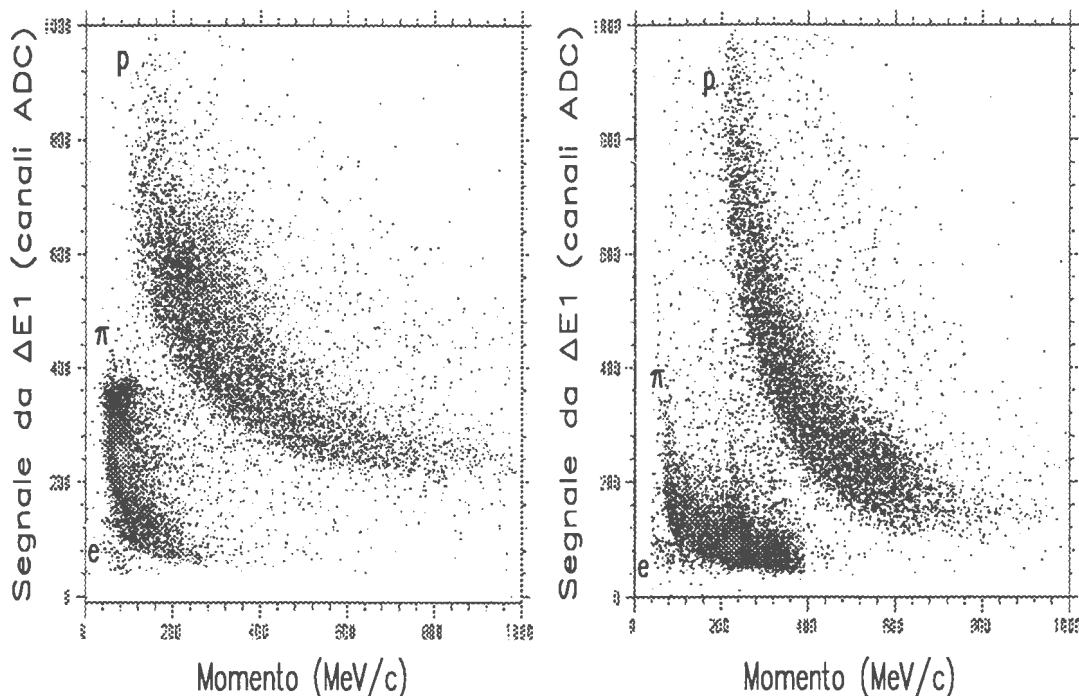


Figura 5.2: Sulla sinistra sono stati sovrapposte le distribuzioni sperimentali dei punti sugli scatterplots ( $\Delta E1$  verso momento) con diversi colori per ogni CFT, prima della calibrazione. Sulla destra sono mostrate le stesse distribuzioni dopo la procedura di calibrazione.

angoli di ciascun telescopio CFT. Queste energie sono state calcolate nel seguente modo:

- 1) si sono costruiti 18 scatterplots ( $\Delta E1$  verso Momento), per ognuno dei 18  $\Delta E1$ . Su ciascuno di questi scatterplots si sono selezionati i  $\pi$  con delle aree di identificazione, diverse per ogni scatterplot, dato che i rivelatori  $\Delta E1$  non sono ancora perfettamente calibrati (in fig.5.4 è riportata come esempio l'area di identificazione dei  $\pi$  nello scatterplot del CFT n.18);
- 2) per i  $\pi$  così selezionati, si sono disegnati gli spettri del loro momento (vedi fig.5.3 b) e si è calcolato valore centrale del loro picco quasi-elastico. La larghezza a metà altezza di questi picchi determina l'errore riportato sui punti di fig.5.3 a).

Conoscendo il momento dei  $\pi$  quasi-elastici che colpiscono i vari CFT, e il loro angolo di incidenza rispetto alla direzione perpendicolare dei  $\Delta E1$  (fig.5.5a)) è possibile calcolare la loro perdita di energia all'interno di questi ultimi. Nella figura 5.5b), la variabile  $\theta_\pi$  è l'angolo di emissione dei  $\pi$  rispetto alla direzione del fascio incidente, mentre  $\theta_{out}$  è l'angolo della direzione dei  $\pi$  quando questi entrano negli scintillatori  $\Delta E1$  (i due angoli sono diversi a causa della curvatura delle traiettorie indotta dal campo magnetico dello spettrometro).

A questo punto, una volta calcolate le perdite di energia negli scintillatori  $\Delta E1$ , si sceglie uno di questi come scintillatore di riferimento  $\Delta E1^{(rif)}$  per la calibrazione dei rimanenti  $\Delta E1$ : si stabilisce così la relazione

$$\Delta E^{(rif)} = k \cdot ADC^{(rif)} \quad (5.1)$$

essendo  $\Delta E^{(rif)}$  la perdita di energia calcolata e  $ADC^{(rif)}$  il numero di canali corrispondente al picco dei  $\pi$  quasi-elastici che hanno colpito lo scintillatore di riferimento. Si sono quindi calcolati i fattori correttivi  $g$  ai guadagni degli ADC degli scintillatori  $\Delta E1$

$$ADC^{old} \rightarrow ADC^{new} = ADC^{old} \cdot g \quad (5.2)$$

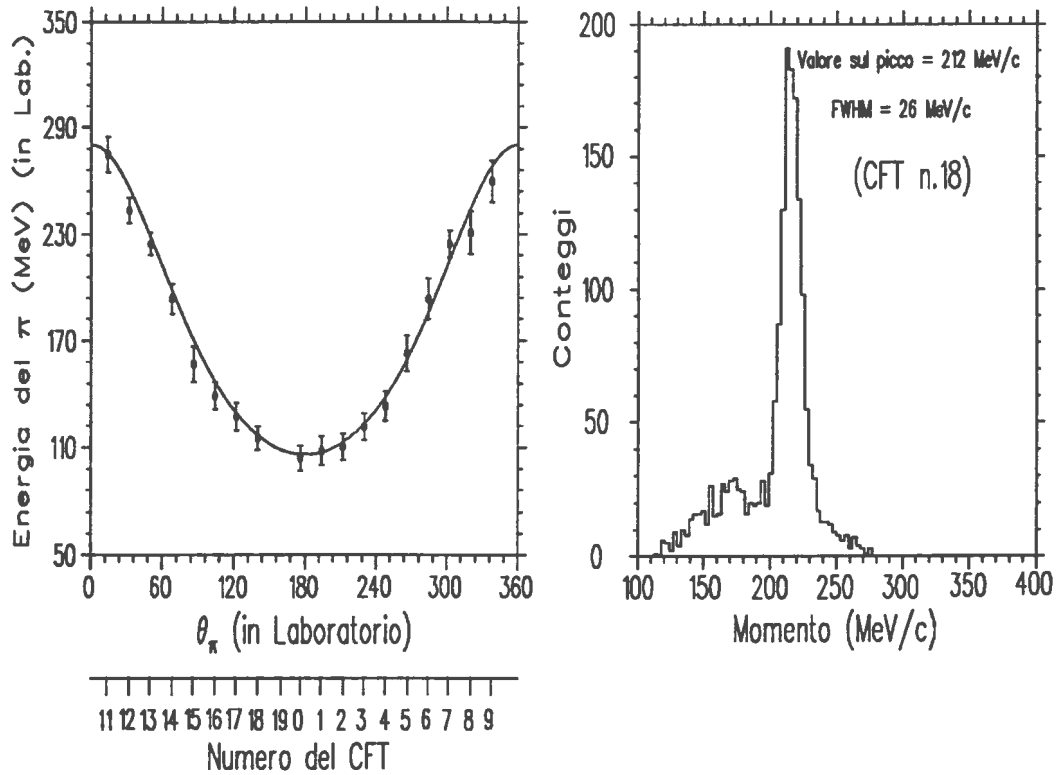


Figura 5.3: a): la curva continua rappresenta l'andamento dell'energia del pione emesso nella reazione elastica  $\pi + p \rightarrow \pi + p$  in funzione del suo angolo di emissione nel sistema di riferimento di laboratorio, mentre i punti rappresentano l'energia dei pioni emessi dalla reazione  $\pi + CH_2 \rightarrow \pi + N + {}^{11}B$  in corrispondenza degli angoli dei telescopi CFT. b): Spettro dei valori del momento dei pioni che hanno colpito i CFT numero 18.

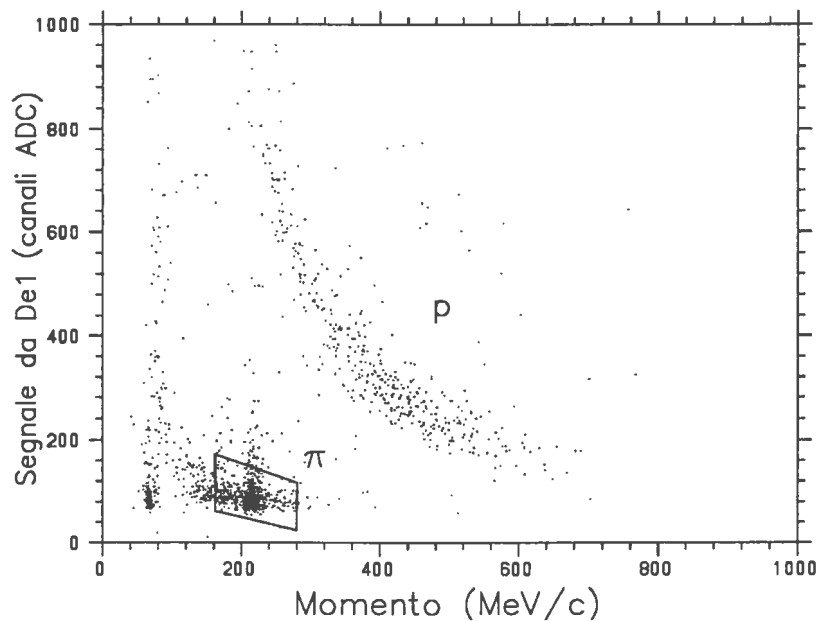


Figura 5.4: Scatterplot ( $\Delta E1$  verso momento) delle particelle rivelate dal CFT numero 18. Il box seleziona i pioni il cui spettro in momento è mostrato in fig.5.3.

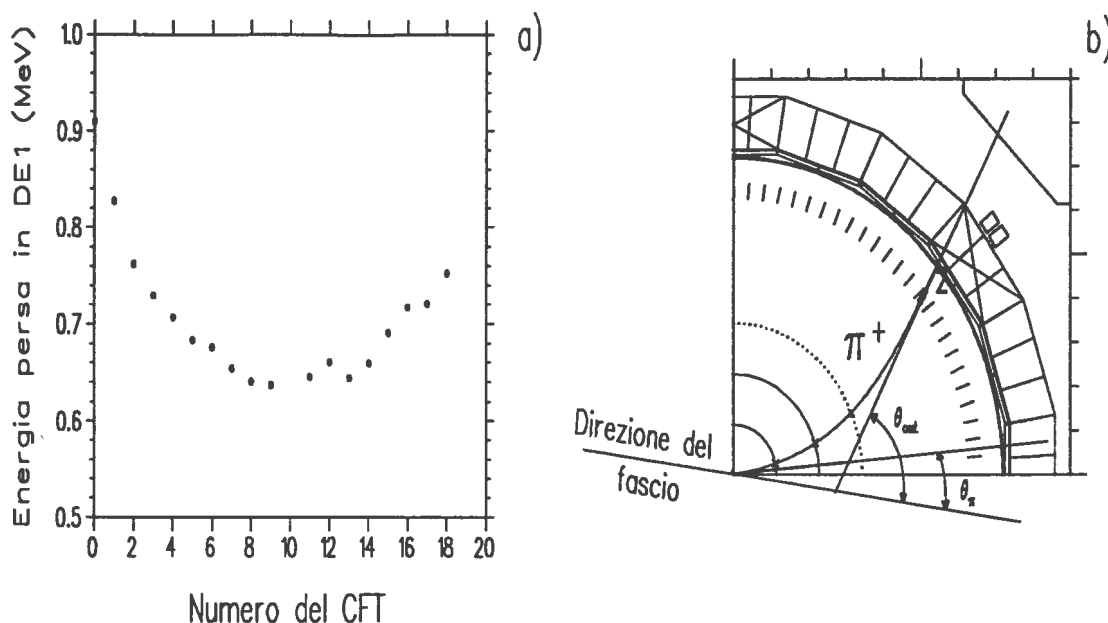


Figura 5.5: a): Energia persa (calcolata) dai pioni diffusi dalla reazione quasi-elastica  $\pi + {}^{12}C \rightarrow \pi + N + {}^{11}B$  negli spessori degli scintillatori  $\Delta E1$  in funzione del numero del CFT; b) spaccato dello spettrometro, in cui è rappresentata la differenza tra l'angolo di emissione ( $\theta_\pi$ ) e quello di attraversamento di  $\Delta E1$  ( $\theta_{out}$ ) di un pione.

in modo da uguagliare a  $k$  tutti i rapporti tra energia persa  $\Delta E^{(i)}$  e numero di canali  $ADC^{(i)}$  del picco dei  $\pi$  quasi-elastici. La figura 5.2 b) mostra i punti negli scatterplots ( $\Delta E1$  verso momento) per ciascun CFT dopo la calibrazione.

**Monitoraggio dei guadagni dei fototubi di DE1** Come descritto in §4.4.2 la lampada allo Xenon inietta implusi luminosi nei fotocatodi dei 120 fototubi dello spettrometro ad una frequenza di 1 Hz. I segnali di risposta dei fototubi vengono organizzati in eventi di calibrazione (eventi di *sampling*) e quindi memorizzati nel supporto magnetico. Prima di procedere all'analisi degli eventi fisici, questi eventi di calibrazione vengono letti ed analizzati dal programma di analisi per controllare le variazioni dei guadagni dei fototubi nel tempo corso del tempo. I grafici che si producono sono del tipo di fig.5.6, in cui viene mostrato un esempio di andamento del rapporto tra il segnale del fototubo di riferimento  $PMT^{(rif)}$  e quello di uno dei 120 fototubi durante una misura (*run*). Quando questi rapporti subiscono una variazione superiore al 5% rispetto ai valori che avevano all'inizio dell'esperimento, una sezione apposita del programma di analisi calcola le correzioni da apportare ai guadagni dei fototubi, e quindi gli eventi fisici dello stesso run vengono analizzati con i nuovi guadagni.

## 5.2 Scintillatori $\Delta E2$

La procedura seguita per calibrare i 18 scintillatori  $\Delta E2$  è identica a quella descritta nel paragrafo precedente per gli scintillatori  $\Delta E1$ .

In fig.5.7 a) sono riportati i punti sperimentali sullo scatterplot ( $\Delta E2$  verso momento) con colori diversi per i 36 spessori 2 dei 18 telescopi CFT (ricordiamo che ogni CFT è equipaggiato con due scintillatori DE2 messi uno accanto all'altro) prima della calibrazione fine, mentre a fianco (b) le stesse distribuzioni sono mostrate dopo la procedura di calibrazione fine con i pioni emessi dalla reazione quasi-elastica  $\pi^+ + {}^{12}C \rightarrow \pi^+ + p + {}^{11}B$  (1).



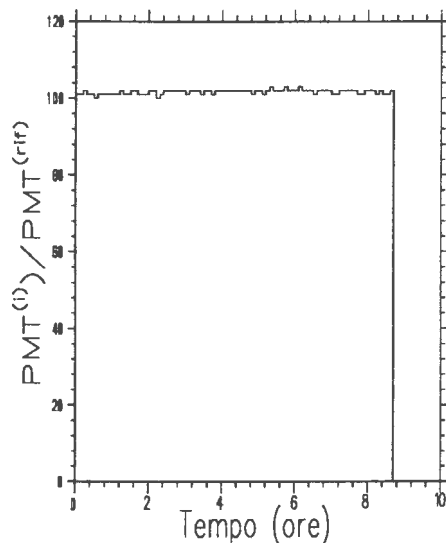


Figura 5.6: Grafico della variazione temporale del rapporto tra il segnale proveniente da uno dei 120 fototubi di lettura dei CFT ( $PMT^{(i)}$ ) e quello proveniente dal fototubo di riferimento ( $PMT^{(rif)}$ ).

In fig.5.8 è mostrato l'angolo medio di incidenza dei pioni sugli scintillatori  $\Delta E2$  rispetto alle direzioni assiali di questi ultimi: maggiore è questo angolo, e maggiore è lo spessore di scintillatore plastico attraversato. Dalla figura si vede come i pioni emessi all'indietro sono quelli che incidono con angoli maggiori (dato che sono i meno energetici e quindi maggiormente deflessi dal campo magnetico dello spettrometro), e dunque sono quelli che perdono maggior energia. La perdita di energia in funzione del numero di  $\Delta E2$  è rappresentata in fig.5.9.

### 5.3 Radiatori di luce Čerenkov

Nel corso della misura di calibrazione del telescopio CFT (TRIUMF,1991) si sono acquisiti gli eventi di risposta del radiatore di luce Čerenkov a pioni ed elettroni di diverse energie (vedi tab.5.1), allo scopo di determinare le curve di calibrazione che correlano il momento delle particelle con l'intensità della luce Čerenkov emessa dal radiatore. Queste curve sono riportate in fig.5.10, e sono state ottenute nel seguente modo: in corrispondenza di ciascun fascio di pioni di momento definito, sono stati costruiti i tre spettri dei segnali provenienti dai tre fototubi di lettura del radiatore (fig.5.11), per ognuno dei quali si è determinata la posizione del punto a metà altezza del fronte di salita (*edge-point*). Le tensioni di ciascun fototubo sono state variate fino ad allineare le posizioni di tali punti, e quindi i tre spettri sono stati sommati in un'unico spettro su cui si è determinata la posizione dell'*edge-point*, che quindi è stato riportato sul grafico di fig.5.10 in funzione del momento del fascio di particelle usato. La stessa procedura è stata usata per gli elettroni.

Come si vede dalla fig.5.10, mentre per gli elettroni la quantità di luce Čerenkov prodotta dal radiatore aumenta proporzionalmente con il loro momento, per i pioni si raggiunge un livello di saturazione in prossimità di momenti  $\sim 280$  MeV/c, e ciò è dovuto al fatto per momenti maggiori, essi oltrepassano lo spessore di vetro al piombo da lato a lato, e quindi la quantità di luce emessa al suo interno rimane costante all'aumentare del loro momento.

**Calibrazioni preliminari.** Successivamente, come già fatto per gli ADC degli scintillatori  $\Delta E1$  e  $\Delta E2$ , si è provveduto alla sottrazione dei pedestals degli ADC, e si è indotta la diffusione

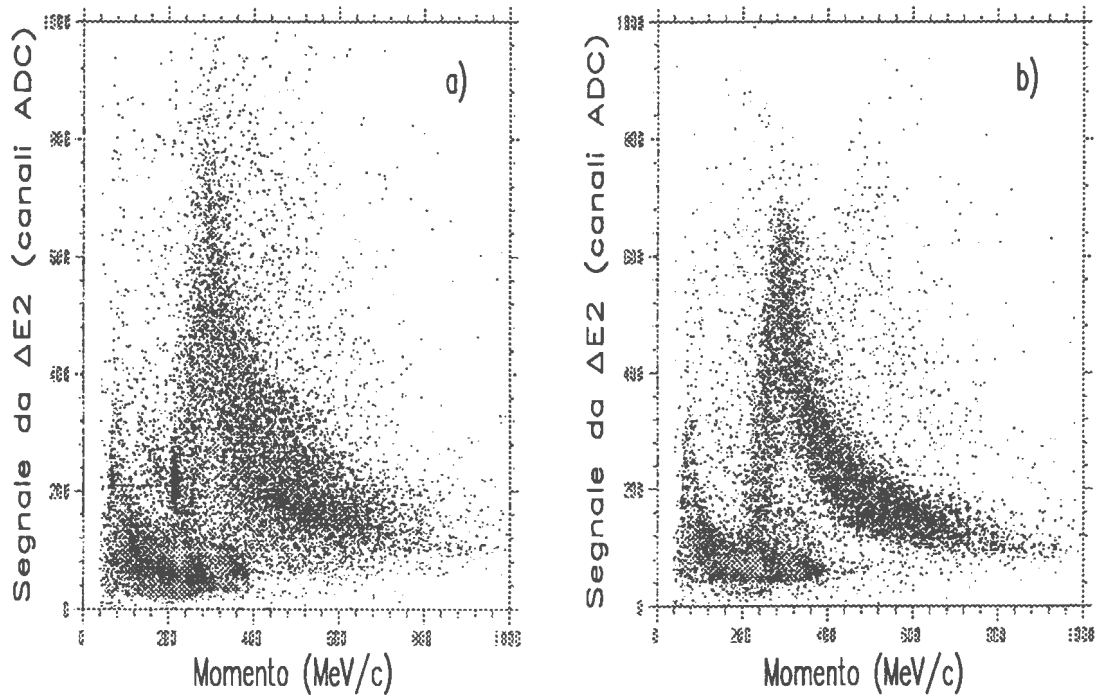


Figura 5.7: Negli scatterplots ( $\Delta E2$  vs momento) di sinistra e di destra sono sovrapposte le distribuzioni sperimentali delle particelle rivelate dallo spettrometro CHAOS, con diversi colori per ogni CFT, rispettivamente prima e dopo la calibrazione definitiva degli scintillatori  $\Delta E2$ .

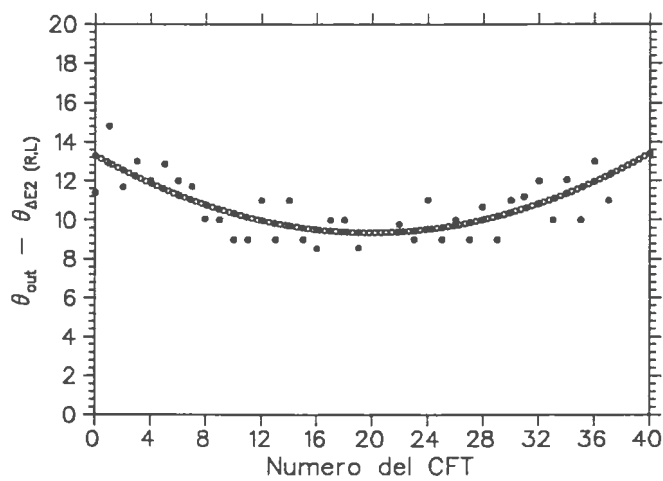


Figura 5.8: Angolo medio di incidenza dei pioni sugli scintillatori  $\Delta E2$  rispetto alla loro direzione assiale.

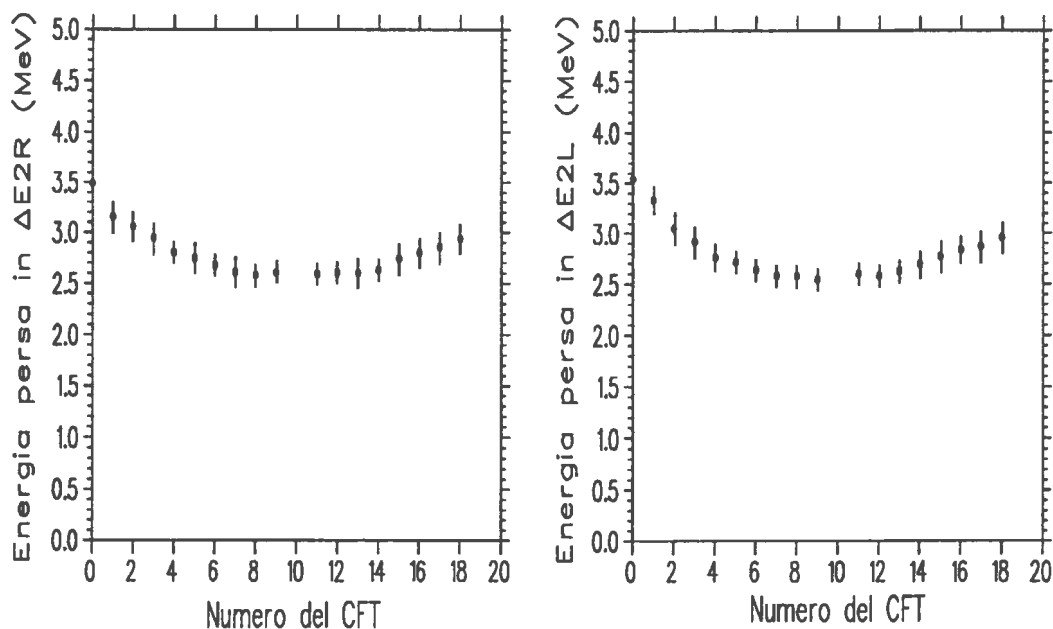


Figura 5.9: Energia persa dai pioni diffusi dalla reazione quasi-elastica  $\pi^+ + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+ + p + {}^{11}\text{B}$  negli spessori degli scintillatori  $\Delta E2$  R (destri) ed L (sinistri) in funzione del numero del CFT.

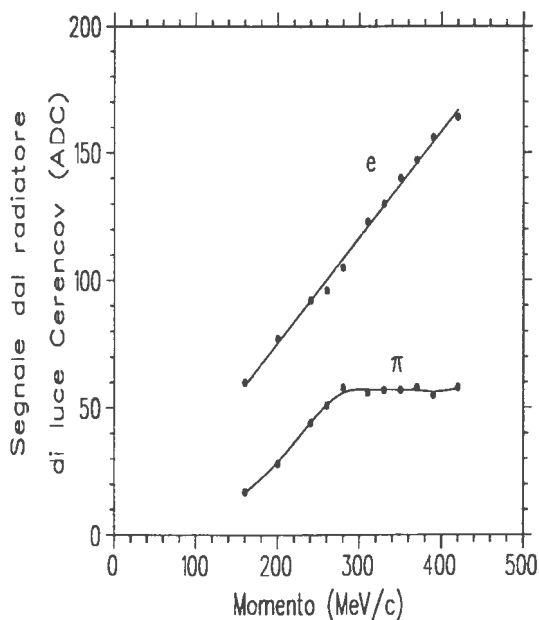


Figura 5.10: Curve di risposta del radiatore di luce Čerenkov per  $\pi$  ed  $e$ . Esse sono usate come curve di riferimento per la calibrazione dei 18 radiatori dello spettrometro CHAOS.

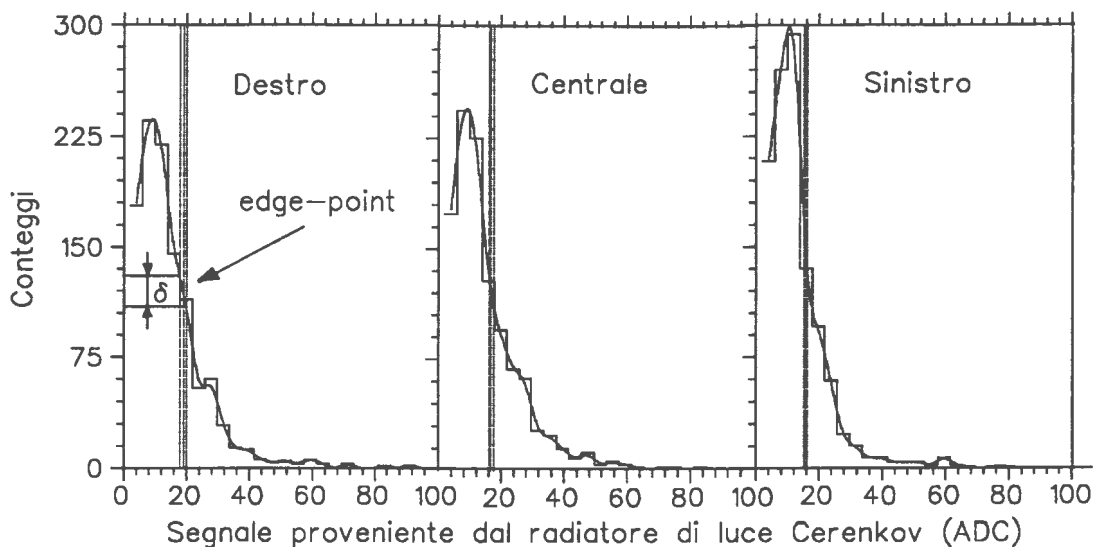


Figura 5.11: Spettri dei segnali provenienti dai tre fototubi (destra, centrale, sinistra) di lettura del radiatore di luce Čerenkov in corrispondenza a pioni di 250 MeV/c. Sullo spettro di destra è rappresentata la posizione del punto a metà altezza del fronte di salita (*edge-point*), e l'errore ad essa associato.

quasi-elastica  $\pi^+ + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+ + p + {}^{11}\text{B}$  selezionando i pioni emessi, con dei tagli sugli spettri di  $\Delta E1$  e  $\Delta E2$ . In corrispondenza a questi pioni si sono costruiti gli spettri dei segnali provenienti dai fototubi di lettura dei 18 radiatori, e si sono variate le loro tensioni di alimentazione in modo da riprodurre le posizioni degli *edge-points* delle curve di calibrazione. Dopo queste operazioni preliminari, le posizioni degli *edge-points* degli spettri dei pioni di ciascun CFT sono quelle mostrate in fig.5.12. Gli errori sui valori del momento sono gli stessi di fig. 5.3, mentre quelli sulle posizioni degli *edge-points* sono ricavati come mostrato in fig.5.11: sugli spettri dei segnali dei fototubi di lettura dei radiatori Čerenkov si riporta l'errore statistico  $\delta$  dei conteggi sull'*edge-point*, si prolungano trasversalmente gli estremi della barra di questo errore fino ad intersecare la curva interpolante lo spettro. Le proiezioni di questi punti di intersezione sull'asse delle ascisse definiscono l'ampiezza dell'errore associato alla posizione dell'*edge-point*.

**Calibrazione definitiva.** Anche se entro gli errori i punti della fig.5.12 giacciono sulla curva di calibrazione dei pioni, ciò non significa che i radiatori siano ben calibrati: infatti un punto per ciascun CFT non è sufficiente per fissare la posizione e la pendenza della sua retta di risposta. Ad esempio, il CFT n.18 potrebbe avere una curva di risposta come quella mostrata in tratteggio in fig.5.12: essa passa per il punto trovato nella prima fase di calibrazione, ma ha una pendenza minore di quella di riferimento. La procedura di calibrazione definitiva, deve essere quindi in grado di stabilire la curva di risposta di *ciascun* radiatore, sovrapponendola a quella di riferimento. Per poter far questo per ciascun CFT si devono selezionare pioni di diversi valori del momento, ed in corrispondenza di questi valori costruire poi la curva di risposta. La procedura usata per fare questo, è di tipo iterativo ed è di seguito descritta:

- 1) si sono analizzate le prime 10 misure di produzione pionica indotta da pioni di 280 MeV su nuclei di  ${}^{40}\text{Ca}$ , e si è verificato che i fototubi di lettura dei radiatori di luce Čerenkov non avessero subito variazioni durante l'esperimento.
- 2) avendo già calibrato gli scintillatori  $\Delta E1$  e  $\Delta E2$  ed in parte gli stessi radiatori Čerenkov, si sono selezionati i pioni classificati dal programma di analisi con grado di identificazione

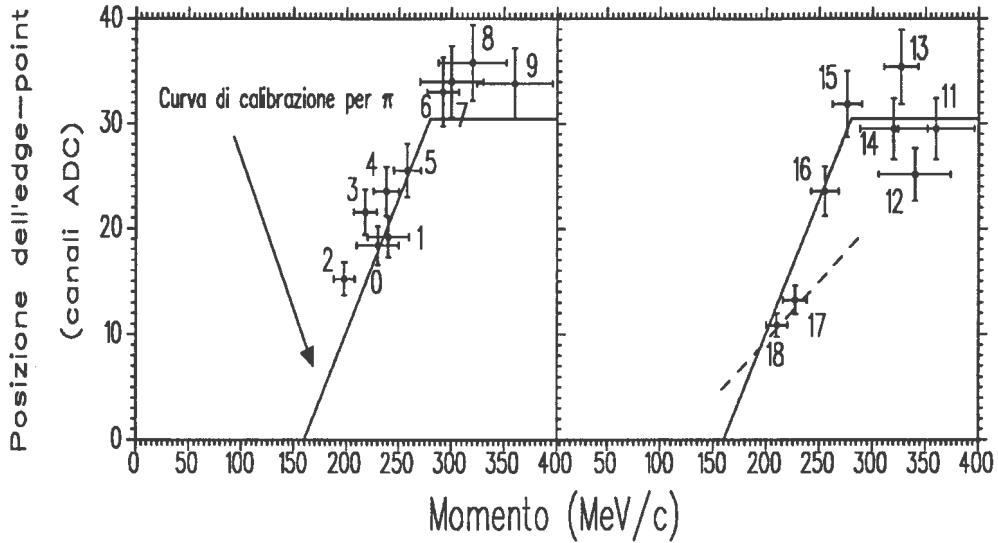


Figura 5.12: Posizioni degli edge-points degli spettri dei segnali provenienti dai radiatori di luce Čerenkov per  $\pi$ . A fianco di ciascun punto è indicato il numero del CFT a cui esso si riferisce. La curva di calibrazione è la curva di risposta del radiatore ai pioni (fig.5.10), che è stata approssimata con una spezzata.

IDD=1<sup>1</sup>

- 3) per ogni CFT si sono disegnate le curve di risposta dei radiatori, e con un programma appositamente scritto, si sono ricalcolati i guadagni dei fototubi in modo sovrapporre a quella di riferimento.
- 4) si torna al punto 2), rianalizzando gli stessi eventi, però ora con una migliore calibrazione dei radiatori Čerenkov. La procedura continua fino a che i parametri delle curve di risposta ai pioni (intercetta all'origine e coefficiente angolare del tratto pendente) si sono stabilizzati sui valori di riferimento.

Per le calibrazioni intermedie di cui al punto 3) si è in primo tempo provato a variare sia il guadagno ( $g$ ) che l'offset ( $o$ ) degli ADC, in modo da riportare i punti delle curve di risposta su quella di calibrazione: con riferimento all'esempio di fig.5.13 l'intercetta all'origine  $q$  e il coefficiente angolare  $m$  della curva di risposta  $r$  sono funzione dei valori in canali ADC delle posizioni degli edge-points degli spettri sperimentali. Questi valori di canali ADC devono essere quindi corretti secondo lo schema:

$$ADC^{old} \rightarrow ADC^{new} = (ADC^{old} - o) \cdot g$$

in modo da riportare i punti sperimentali sulla curva di calibrazione  $c$ . Il problema è dunque di trovare i valori di  $g$  ed  $o$  che risolvono il sistema:

$$\begin{cases} m' = m(g, o) \\ q' = q(g, o) \end{cases} \quad (5.3)$$

essendo  $m'$ ,  $q'$  rispettivamente l'intercetta all'origine ed il coefficiente angolare della retta di calibrazione. Se si usa il metodo dei minimi quadrati per calcolare  $m$  e  $q$ , il sistema (1) è lineare e quindi facilmente risolvibile. Tuttavia l'applicazione di tale metodo porta a valori di offsets

<sup>1</sup>Della procedura di identificazione in massa e dell'assegnazione del grado di identificazione alle particelle classificate si parlerà nel §6.4

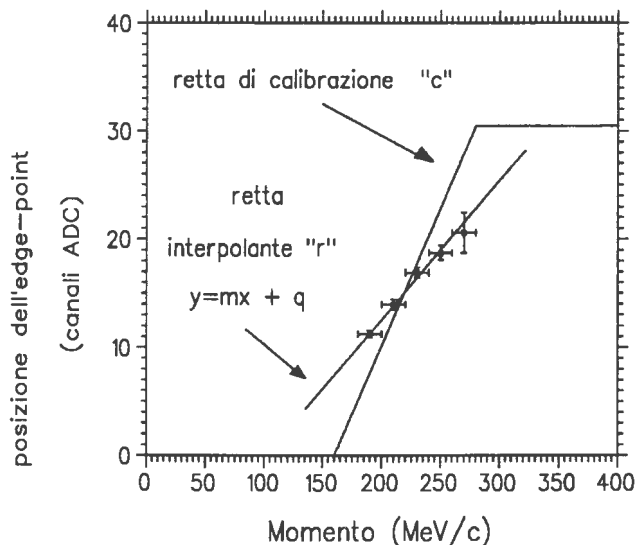


Figura 5.13: Posizione dei punti sperimentali della risposta di uno dei 18 radiatori di luce Čerenkov prima della calibrazione definitiva. La retta di risposta  $r$  del radiatore deve essere allineata su quella di calibrazione  $c$ .

$q$  troppo grandi (positivi), che se venissero sottratti ai valori dei canali ADC taglierebbero una parte considerevole degli spettri. Si è pensato allora di agire solamente sui valori dei guadagni  $g$  degli ADC, senza toccare il loro offset, tanto più che esso era già fissato dalla sottrazione dei pedestals degli ADC. In questo caso si cerca il valore di  $g$  che minimizza la quantità

$$\sum \sqrt{(gy_i - y_i^{rif})^2} \quad (5.4)$$

dove  $y_i, y_i^{rif}$  sono rispettivamente le posizioni degli edge-points dei punti sperimentali e quelli di riferimento.

## 5.4 Il rigetto dei muoni

I  $\mu$  presenti nel canale pionico M11 rappresentano solo una piccola percentuale ( $\sim 1\%$ ) della composizione del fascio. Tuttavia la loro identificazione è essenziale nello studio delle reazioni di produzione pionica  $A(\pi^+, \pi^+\pi^-)$ , dato che essi all'interno dello spettrometro simulano una coppia  $(\pi^+, \pi^-)$ , e a causa delle piccole sezioni d'urto delle reazioni in esame. La sezione del programma di analisi che indentifica in massa le particelle, non è in grado di distinguere un  $\pi^\pm$  da un  $\mu^\pm$  con lo stesso momento, dato che la loro massa è dello stesso ordine di grandezza ( $m_{\pi^+}=139.57 \text{ MeV}/c^2, m_{\mu^+}=105.66 \text{ MeV}/c^2$ ), e quindi le risposte degli scintillatori e dei radiatori di luce Čerenkov non sono discriminanti.

Il rigetto dei  $\mu$  che il secondo livello di trigger non è in grado di identificare, viene fatto attraverso una serie di test che sfruttano alcune peculiarità di carattere cinematico e geometrico che caratterizzano il loro comportamento all'interno dello spettrometro. Facendo riferimento alla figura 4.31, esse sono le seguenti:

- 1) la traiettoria del  $\mu$  acquisito, che il programma di analisi ricostruisce come due tracce distinte, interessa sempre uno dei CFT numero 0,1,2 (in ingresso) e 11,12,13,14,15 (in uscita) (vedi fig.5.14a);

- 2) trattandosi della stessa particella, la differenza tra i valori dei momenti delle due tracce è dell'ordine del MeV/c (ossia dell'ordine di grandezza della risoluzione in momento dello spettrometro). Un'istogramma di questa grandezza (momento della prima traccia - momento della seconda traccia) è mostrato in fig. 5.14b): esso non è centrato attorno allo zero perchè la prima parte della traccia ha nella maggior parte dei casi un momento maggiore della seconda, dato che il  $\mu$  perde energia nel bersaglio (Anche se ciò dovrebbe essere sempre vero, l'indeterminazione di 1-2 % sulla ricostruzione del momento (che è dello stesso ordine di grandezza della perdita media di energia nell'attraversare 8 volte le camere a fili ed il bersaglio).
- 3) la differenza tra gli angoli di diffusione delle due tracce è centrata attorno a  $180^\circ$  (vedi fig.5.14c).
- 4) il segnale proveniente dal radiatore di luce Čerenkov del CFT colpito dalla traccia entrante è mediamente più alto di quelli provenienti dai radiatori colpiti dai pioni (vedi fig.5.14d).
- 5) il  $\mu$  giunge coincidenza con un  $\pi^+$  che dà il segnale di STROBE al modulo PLU (§4.5.1). Questo pione induce sempre un segnale su WC1 e/o WC2 nella finestra angolare relativa al fascio incidente

I test che consentono il rigetto dei  $\mu$  sono costruiti combinando tra di loro queste condizioni, e vengono eseguiti da una routine dedicata (REJECT, vedi fig. (diagramma di flusso del programma di analisi). L'efficienza di rigetto è  $\sim 100\%$ .

La routine REJECT provvede anche al rigetto di quegli eventi in cui una o più tracce hanno un  $\chi^2$  maggiore di un valore limite, oltre il quale la ricostruzione della traccia non è affidabile (il limite corrisponde al livello del 95%, vedi fig. 5.15). Questi eventi vengono acquisiti poichè la ricostruzione della traccia operata in prima analisi dal secondo livello di trigger risulta soddisfacente, mentre la ricostruzione più precisa realizzata in fase di analisi *off-line* consente il loro rigetto. Eventi di questo tipo corrispondono di solito a pioni che decadono all'interno dello spettrometro (vedi fig.5.15).

Infine, la routine REJECT, provvede anche all'identificazione e al rigetto degli eventi con due tracce che corrispondono alla diffusione all'indietro di un pione su un nucleo del materiale del radiatore Čerenkov (fig.5.16). Anche in questo caso, il rigetto avviene sfruttando le caratteristiche che differenziano questi eventi da quelli delle relativi alla reazione che si sta studiando. Una di queste è che sulla camera a fili WC4, in prossimità della traccia ricostruita, una cella ha registrato il passaggio di una particella, la cui traccia non è stata però ricostruita completamente poichè mancavano le informazioni provenienti dalle altre camere a fili. L'efficienza di rigetto di questi eventi è del  $\sim 100\%$ .

## 5.5 Procedure di identificazione in massa

In generale, l'identificazione in massa di una particella quando si hanno a disposizione  $N$  misure  $x_1, x_2, \dots, x_N$  di grandezze fisiche indipendenti che la riguardano, quali possono essere ad esempio i segnali provenienti da  $N$  rivelatori con cui essa ha interagito, avviene individuando la posizione del punto di coordinate  $(x_1, x_2, \dots, x_N)$  nello spazio a  $N$  dimensioni definito dalle  $N$  grandezze (ovviamente questo sottintende che le quantità misurate dipendono dalla massa della particella). Particelle identiche saranno rappresentate da punti che si addenseranno in una zona particolare di questo spazio, distinta da quelle riguardanti altre particelle. La separazione tra questi diversi ipervolumi non potrà mai essere netta, a causa degli errori (statistici e sistematici) associati alle misure. Una variante a questo metodo, può essere quella di operare una trasformazione da  $N$  valori misurati ad  $N$  valori  $y_1, y_2, \dots, y_N$  (ognuno dei quali è una precisa funzione della  $n$ -upla  $x_1, x_2, \dots, x_N$ ) più adatti a definire le zone dello spazio ad  $N$  dimensioni

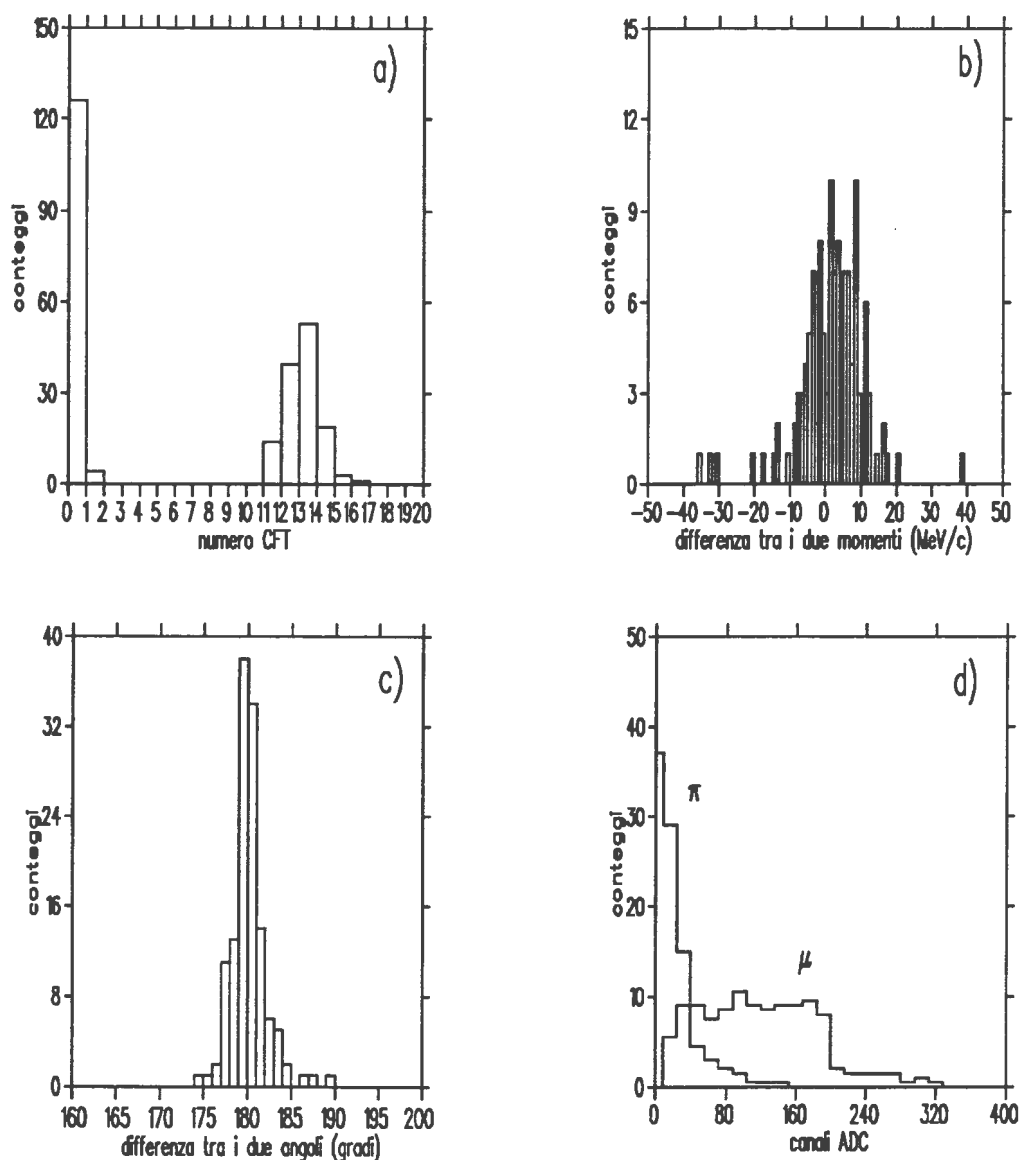


Figura 5.14: a): istogramma del numero (inteso come numero sequenziale del modulo CFT) dei CFT che vengono colpiti dalla traiettoria del  $\mu$ ; b): differenza tra i momenti delle due tracce corrispondenti alla traiettoria del  $\mu$ ; c) angolo di apertura tra le due tracce corrispondenti alla traiettoria dei  $\mu$  che decadono dai  $\pi^+$  del fascio; d): l'istogramma sulla destra si riferisce al segnale proveniente dal radiatore di luce Čerenkov (in canali ADC) del CFT numero 1 indotto dal passaggio di un  $\mu$ , l'istogramma sulla sinistra si riferisce invece al segnale tipico rilasciato da un pione in uno dei 18 radiatori di luce Čerenkov.



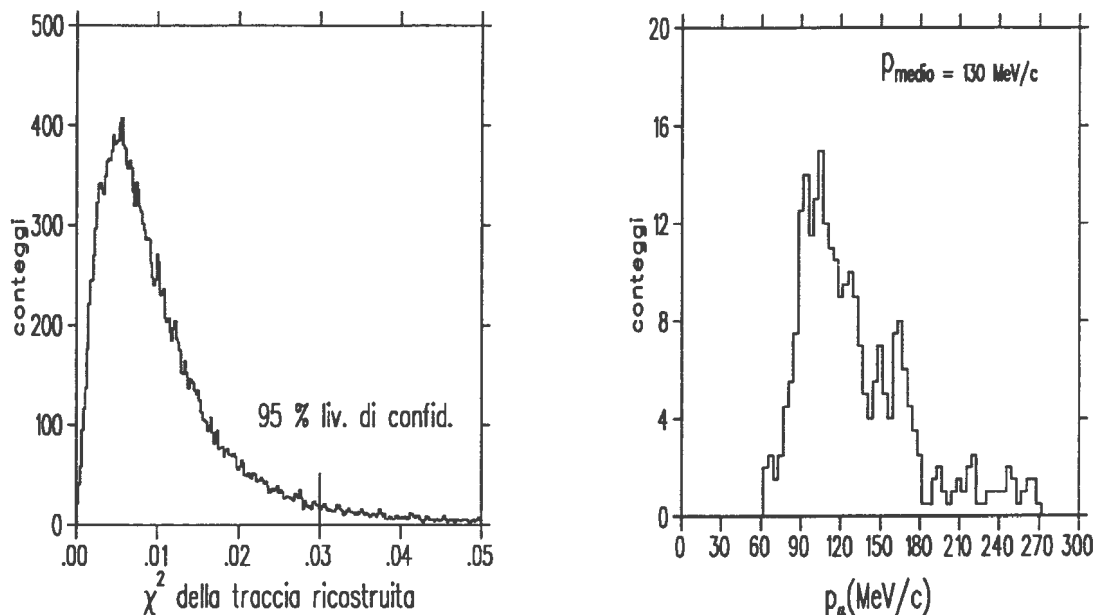


Figura 5.15: A destra: istogramma del momento dei  $\mu$  provenienti dal decadimento dei pioni del fascio. A sinistra: istogramma del  $\chi^2$  della ricostruzione delle traiettoria.

che caratterizzano le diverse particelle.

Un'esempio in due dimensioni di questa procedura è la discriminazione tra particelle cariche di diversa massa conoscendo il loro momento e la perdita di energia ( $\Delta E$ ) in un rivelatore a scintillazione. Nello scatterplot ( $\Delta E$  verso *momento*), è possibile definire dei contorni di identificazione delle diverse particelle, e quindi, sulla base della funzione  $\frac{dE}{dx}$  verso il momento, operare una discriminazione tra esse, con un'efficienza che diminuisce all'aumentare del loro momento, fino ad annullarsi quanto tutte le particelle diventano minimo-ionizzanti.

Nello spazio ad  $N$  dimensioni, la discriminazione in massa può essere operata con la tecnica delle *reti neurali*, che come vedremo nel §5.5.3 è stata usata per verificare i risultati di calibrazione dei telescopi CFT. L'efficienza di identificazione ottenuta con tale tecnica è stata poi confrontata con quella del metodo appositamente sviluppato per le analisi dei dati di CHAOS. Quest'ultimo, che descriveremo nel prossimo paragrafo, consiste nel caratterizzare le particelle in base alla posizione dei loro punti rappresentativi negli  $N - 1$  scatterplots indipendenti definibili a partire dalle  $N$  grandezze misurate ( $x_1, x_2, \dots, x_N$ ). I tagli che definiscono le aree di identificazione delle diverse particelle in uno degli  $N - 1$  scatterplots, sono fissati (o calibrati) dal livello di confidenza della separazione nei restanti  $N - 2$  scatterplots (da cui il nome di *metodo dei tagli autocalibrati*).

### 5.5.1 Il metodo dei tagli autocalibrati

Con le 4 informazioni indipendenti di cui disponiamo per operare l'identificazione delle particelle (*momento*,  $\Delta E1$ ,  $\Delta E2$  e  $\check{C}ER$ , essendo quest'ultima la somma dei tre segnali forniti dai tre fototubi di lettura del blocco di radiatore di vetro al Piombo  $Acr$ ,  $Acm$  e  $Acl$ ), possiamo costruire 3 scatterplots indipendenti sui quali definire le aree di identificazione delle particelle. Ad esempio possiamo scegliere di usare gli scatterplots (*momento* verso  $\Delta E1$ ), (*momento* verso  $\Delta E2$ ) e (*momento* verso  $\check{C}ER$ ).

Supponiamo allora di voler distinguere i  $\pi$  dagli  $e$  in un certo intervallo di momenti (ad esempio tra 0 e 140 MeV/c): in ognuno dei tre scatterplots definiremo due aree separate, una che identifica il  $\pi$  e l'altra che identifica l' $e$  (entrambe con un certo livello di confidenza) (vedi

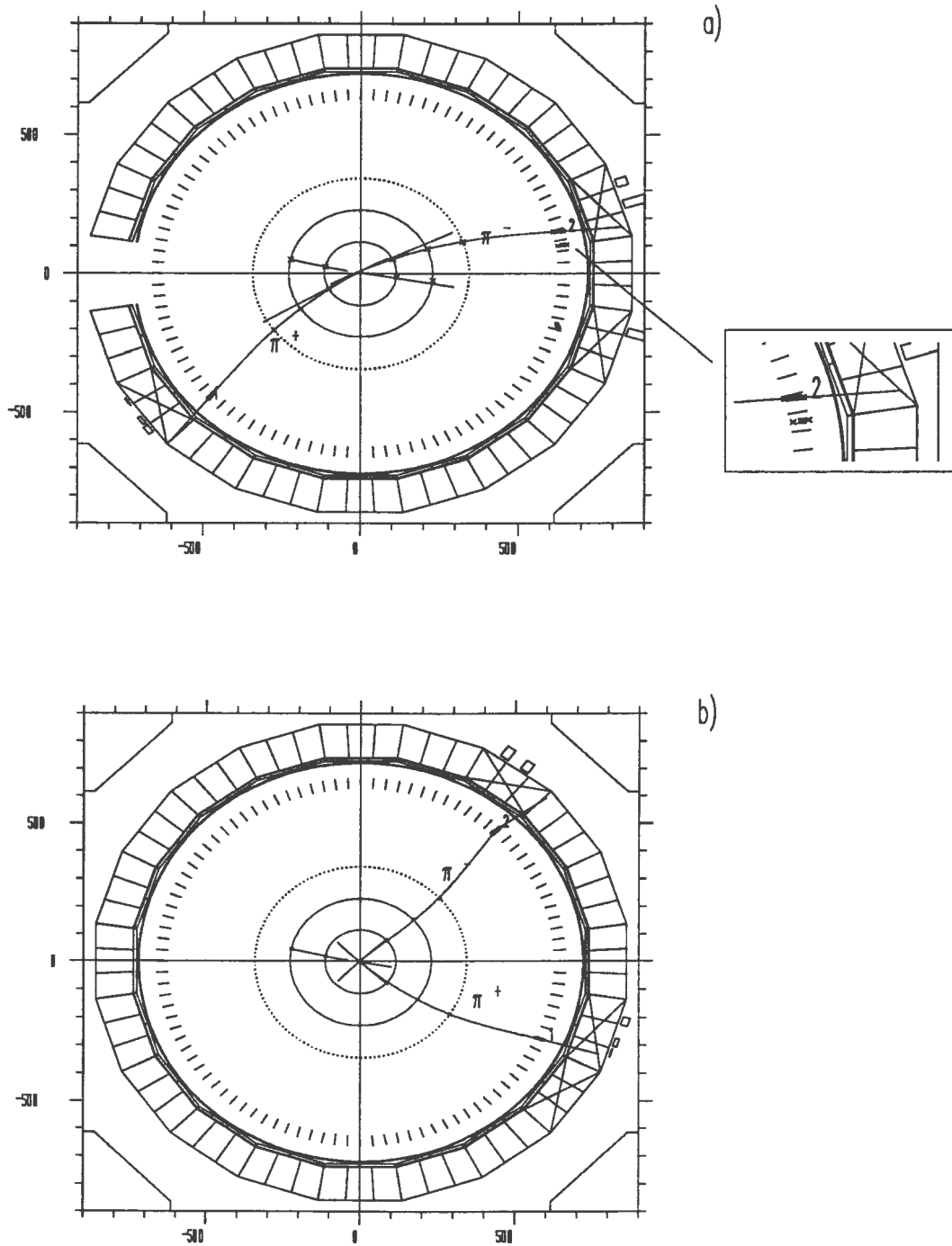


Figura 5.16: In alto: tipico evento di diffusione all'indietro di un pione elastico proveniente dal bersaglio, di cui lo spettrometro ricostruisce solo la traccia diffusa. Tutti questi eventi sono riconoscibili per la presenza dei fili colpiti nella cella vicina alla traccia diffusa (vedi particolare ingrandito). In basso: evento in cui una delle due tracce è stata ricostruita con un valore di  $\chi^2$  maggiore del limite fissato dal livello di confidenza del 95 %.

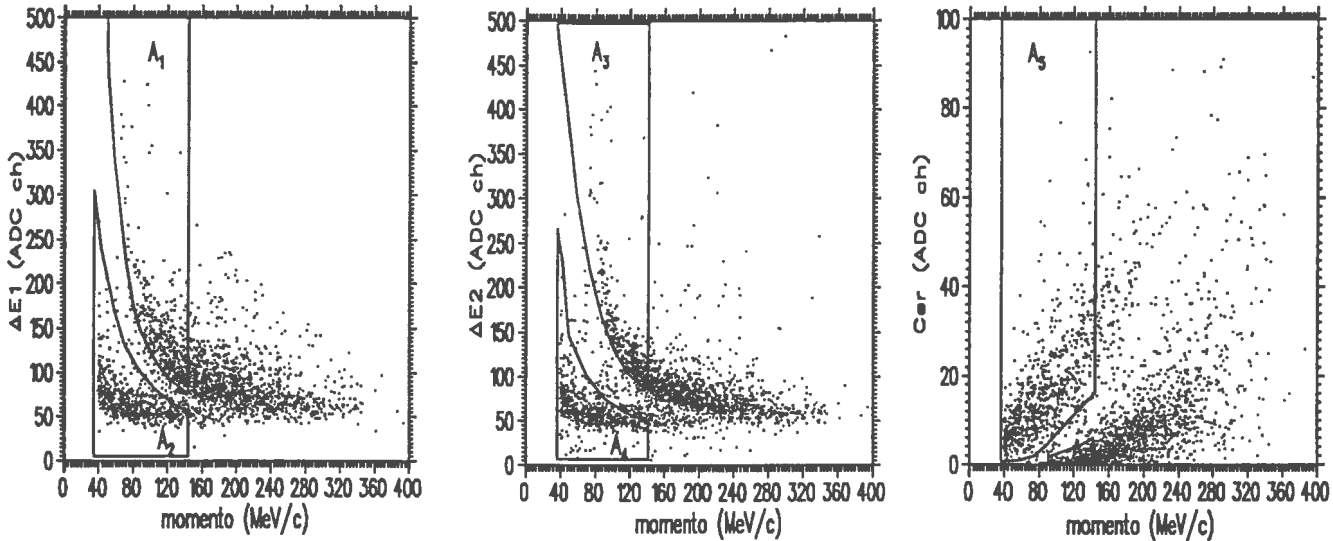


Figura 5.17: Esempio di tre scatterplots definibili con le 4 informazioni indipendenti (momento,  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ , CER) su cui si stabiliscono dei contorni di identificazione delle particelle (i poligoni  $A_1, A_2$ , etc.). La definizione della posizione e della forma di questi contorni viene stabilita dalla procedura dei tagli autocalibrati.

fig.5.17). Una volta definite queste aree, in tutti gli altri possibili scatterplots ( $\Delta E_1$  verso  $\Delta E_2$ , etc.), le aree di identificazione dei  $\pi$  e degli  $e$  sono automaticamente fissate, avendo già usato tutti i gradi di libertà disponibili.

Il problema è come stabilire la forma e la posizione delle aree di identificazione nei tre scatterplots scelti per operare l'identificazione. La procedura che è stata implementata è la seguente:

- 1) sul primo dei tre scatterplots si impostano due aree di identificazione molto stringenti, in modo da essere sicuri (ossia con un livello di confidenza molto alto) che le particelle selezionate sono identificate correttamente. Ciò significa che le due aree dovranno essere lontane dalla zona in cui c'è ambiguità di indentificazione (vedi fig.5.18a<sub>1</sub>);
- 2) si controlla che i punti selezionati da queste due aree (che rappresentano i  $\pi$  e gli  $e$ ) non si sovrappongono nei due rimanenti scatterplots (fig.5.18 b<sub>1</sub>) e c<sub>1</sub>))
- 3) se la condizione del punto 2) è verificata, si modificano i contorni delle due aree di indentificazione nello scatterplot di partenza, allargandoli per includere altri punti, precedentemente non identificati. L'allargamento avviene nella direzione della zona di ambiguità (fig.5.18a<sub>2</sub>)).
- 4) si ripete il punto 2), continuando il ciclo (figure seguenti).

La procedura termina quando non è più soddisfatta la condizione di cui al punto 2), e cioè quando i  $\pi$  e gli  $e$  selezionati sullo scatterplots di partenza, incominciano a sovrapporsi negli altri due scatterplots. A quel punto, i contorni delle aree di identificazione sul primo scatterplot sono calibrati. Per la definizione delle aree di identificazione sui due rimanenti scatterplot, si procede allo stesso modo.

La procedura è stata implementata con una libreria (PID, Particle IDentification) di programmi appositamente creati. Il pacchetto PID consente di scegliere il fronte, la direzione e l'entità della deformazione del contorno delle superfici di identificazione, e di impostare il livello massimo di sovrapposizione dei punti nei due scatterplots che vengono usati per la calibrazione.

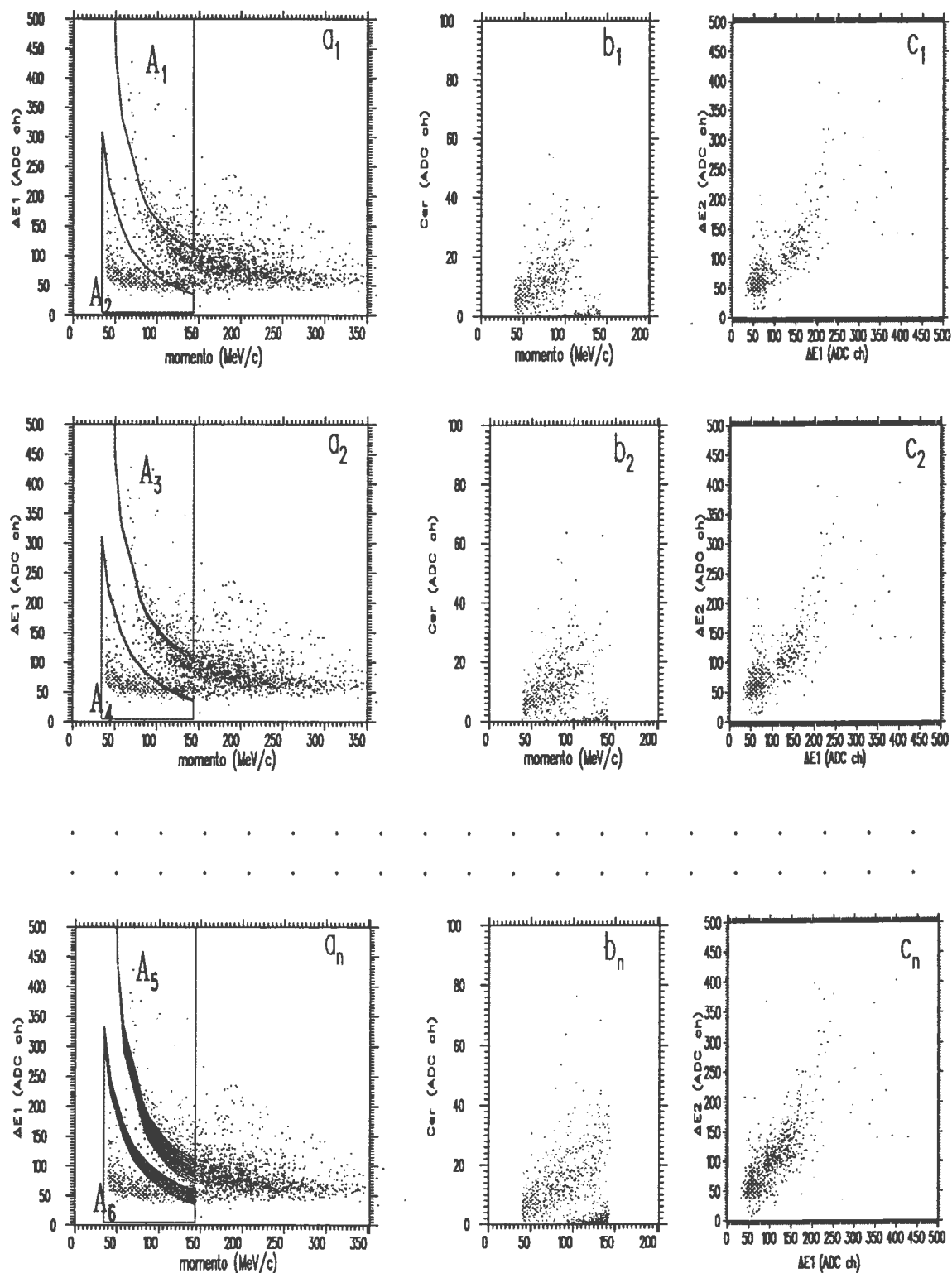


Figura 5.18: Esempio di calibrazione delle due aree di identificazione di  $\pi$  ed  $e$  sullo scatterplots (momento verso  $\Delta E$ ). La modificazione dei contorni avviene nella direzione della zona di ambiguità. La procedura di calibrazione dei contorni di identificazione nello scatterplot (momento verso  $\Delta E1$ ) termina quando i punti rappresentativi dei  $\pi$  e degli  $e$  incominciano a sovrapporsi nei due scatterplots di riferimento.

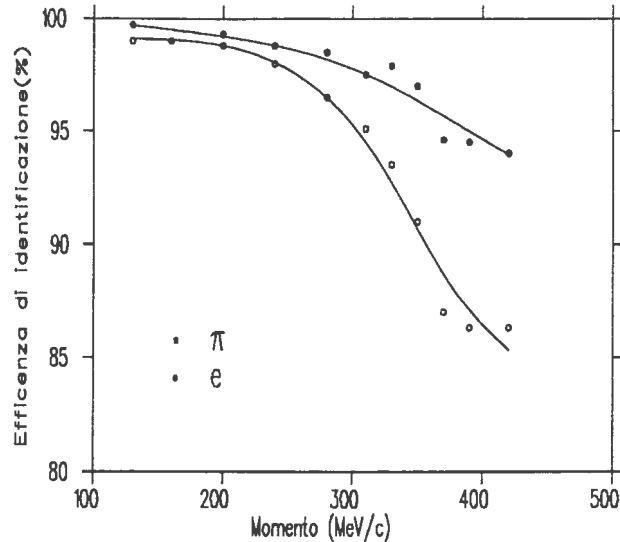


Figura 5.19: Efficienza dell'identificazione in massa del metodo dei tagli autocalibrati in funzione del momento.

**Efficienze di identificazione** Con il metodo sopra descritto, sono state calibrate tutte le aree di identificazione delle particelle ( $e, \pi, p, d$ ) in tutti gli scatterplots definibili a partire dalle 4 variabili indipendenti (*momento*,  $\Delta E1$ ,  $\Delta E2$  e  $\check{C}ER$ ). L'identificazione in massa avviene sulla base di test che calcolano la molteplicità di appartenenza dei punti rappresentativi delle particelle all'interno dei vari contorni: ad esempio se un punto cade all'interno delle tre aree  $A_1$ ,  $A_3$  ed  $A_5$  della figura 5.17 allora l'evento corrispondente verrà classificato come un  $\pi$  con un grado di identificazione  $IDD=1$ ; se cade in due di queste, l'evento verrà classificato come un  $\pi$  con  $IDD=2$ . La procedura per assegnare il grado di identificazione e gli scatterplots usati per l'identificazione viene ampiamente discussa nel § 6.4. Qui riportiamo i risultati dell'efficienza di discriminazione tra  $\pi$  ed  $e$  ottenuta con tale metodo (vedi fig. 5.19).

### 5.5.2 Ulteriori algoritmi di identificazione

Un miglioramento dell'efficienza di identificazione può essere ottenuta analizzando quegli eventi che non sono stati classificati dalla procedura descritta nel precedente paragrafo, applicando degli algoritmi costruiti combinando tra loro i segnali dei tre fototubi di lettura dei blocchi di vetro al Piombo. Questi algoritmi sfruttano la circostanza che i pioni, a differenza degli elettroni possono attraversare tutto lo spessore di vetro al Piombo del radiatore di luce Čerenkov, e possono colpire una o due delle tre guide di luce di lettura del radiatore (fig.5.20).

In questi casi il pione emette luce Čerenkov all'interno della guida di luce, ed il segnale raccolto dal corrispondente fototubo sarà mediamente maggiore degli altri due. Questo non accade agli elettroni, poichè il loro sciame elettromagnetico viene completamente contenuto all'interno dello spessore di vetro al piombo (ricordiamo che lo spessore di vetro al piombo dei CFT riesce a contenere il  $\sim 90\%$  dello sviluppo longitudinale degli sciami elettromagnetici generati da elettroni di energia fino a 400 MeV, come mostrato in fig.5.21).

Dette  $A_R$ ,  $A_M$  ed  $A_L$  le ampiezze dei segnali di risposta dei fototubi di lettura (destra, centrale e sinistra) del radiatore di luce Čerenkov, in corrispondenza di un elettrone le quantità seguenti:

$$x = \frac{A_R + A_M + A_L}{3A_R} \quad y = \frac{A_R + A_M + A_L}{3A_M} \quad z = \frac{A_R + A_M + A_L}{3A_L} \quad (5.5)$$

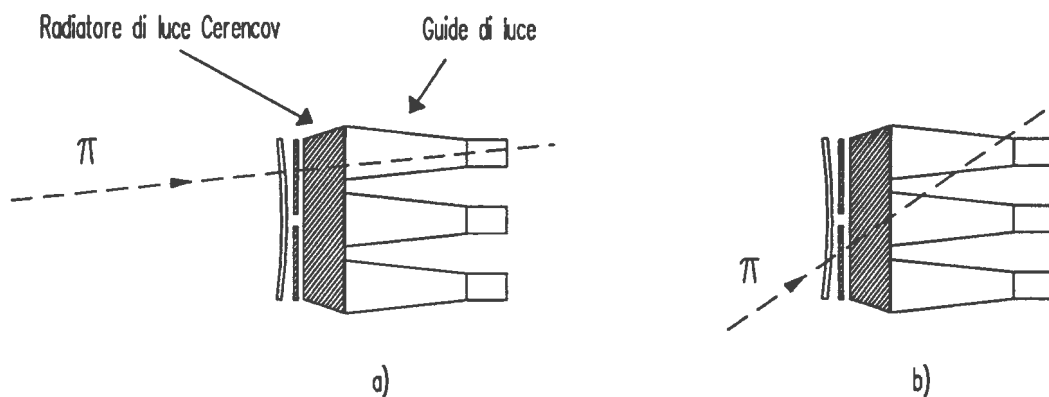


Figura 5.20: I pioni che riescono ad attraversare interamente lo spessore del radiatore di luce Čerenkov possono colpire una (a) o due guide di luce dei fototubi di lettura del radiatore (b). Ciò non succede per gli elettroni, che sciamano nel radiatore e quindi vengono assorbiti al suo interno. Tale diversità di comportamento può essere sfruttata per discriminare quegli eventi che non sono stati classificati dalla procedura di identificazione in massa, usando degli algoritmi costruiti sui segnali forniti dai tre fototubi di lettura del radiatore di vetro al piombo.

sono mediamente le stesse <sup>2</sup>, mentre possono essere diverse nel caso di un pione che riesca a raggiungere una o due delle tre guide di luce del radiatore Čerenkov. Nell'ipotesi che il pione colpisca una sola guida, ed esempio quella di destra, e che  $A_L \sim A_M$ , si ha:

$$x = \frac{1}{3} + \frac{2A_M}{3A_R} < 1 \quad y = \frac{1}{3} + \frac{2A_M}{3A_R} > 1 \quad z = \frac{1}{3} + \frac{2A_M}{3A_R} > 1 \quad (5.6)$$

Ci si aspetta dunque che in corrispondenza di un pione uno di questi tre rapporti sia minore dell'unità, e gli altri due siano maggiori dell'unità. Questo potrà succedere in parte anche per gli elettroni, tuttavia il valore del rapporto  $< 1$  per i pioni è mediamente più piccolo di quello degli elettroni, come mostrato in fig.5.22 a). Tale diversità di comportamento può essere sfruttata per operare l'identificazione di quegli eventi che non sono stati classificati dalla procedura di identificazione in massa. Per questo sono stati messi a punto i tre semplici algoritmi:

$$ALGO1 = \frac{(y-x) + (z-x)}{2} \quad (5.7)$$

$$ALGO2 = \frac{y \cdot z}{x} \quad (5.8)$$

$$ALGO3 = \frac{y+z}{x} \quad (5.9)$$

dove si è assunto che  $x$  sia il rapporto dal valore più piccolo. Queste espressioni hanno lo scopo di esaltare la differenza tra il valore di  $x$  e quelli di  $y$  e  $z$ . Essi sono stati applicati agli eventi di calibrazione (di massa nota) non classificati dal metodo dei tagli autocalibrati, al fine di determinare l'algoritmo migliore per incrementare ulteriormente l'efficienza di identificazione. Un tipico spettro di uno degli algoritmi sopra definiti, è mostrato in fig.5.22 b).

Su questi spettri si possono fissare uno o più tagli che determinano la classificazione; nel caso della figura si sono stabiliti i due tagli  $\alpha_\pi$  ed  $\alpha_e$ : gli eventi a destra del taglio  $\alpha_\pi$  vengono classificati come pioni, mentre quelli a sinistra del taglio  $\alpha_e$  come elettroni, ed essi sono stati scelti in modo che le contaminazioni siano del 5%.

<sup>2</sup>L'apertura dello sciame elettromagnetico e l'angolo di emissione della radiazione Čerenkov fanno sì che il fronte luminoso dello sciame si distribuisca uniformemente sulle interfacce delle tre guide di luce di lettura del contatore.

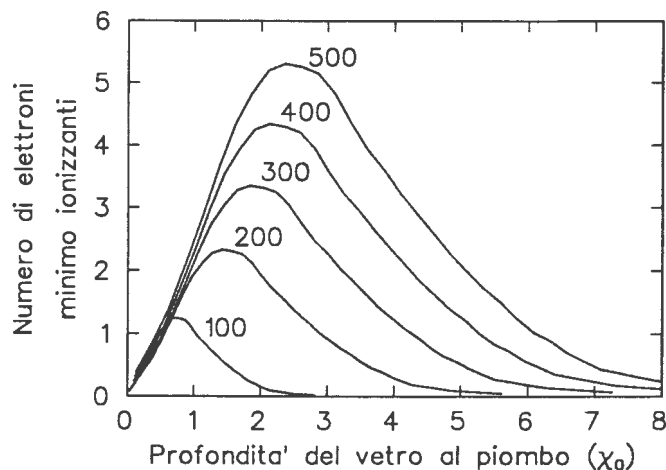


Figura 5.21: Numero di elettroni minimo ionizzanti in funzione della profondità del vetro al piombo lungo la direzione longitudinale dello sviluppo dello sciame elettromagnetico per diversi momenti (in MeV/c) del fascio incidente. La profondità è misurata in lunghezze di radiazione  $\chi_0$  ( $\chi_0=2.034$  cm)

Il grado di separazione tra gli spettri del tipo di fig.5.22 b) aumenta con il momento delle particelle, dato che i pioni emettono luce Čerenkov con sempre maggiore intensità, mentre gli elettroni vengono comunque sempre assorbiti all'interno del radiatore.

Come detto in precedenza, ci sono anche quegli eventi in cui il pione colpisce due guide di luce dello stesso CFT (fig.5.20 b). In questo caso due dei rapporti (5.6) potranno essere  $<1$  ed uno  $>1$ , e, come nel caso precedente, è possibile definire delle semplici espressioni che esaltino tali differenze:

$$ALGO4 = \frac{(z-x) + (z-y)}{2} \quad (5.10)$$

$$ALGO5 = \frac{z}{x \cdot y} \quad (5.11)$$

$$ALGO6 = \frac{z}{x+y} \quad (5.12)$$

dove si è supposto che  $z$  sia il rapporto  $>1$ . Notiamo banalmente che questi eventi non rientrano nell'insieme di quelli in cui uno dei rapporti è  $<1$  e gli altri due sono  $>1$ , per cui si tratta di eventi che non sono stati valutati dagli algoritmi (5.7), (5.8), (5.9), e che quindi sono rimasti non classificati.

Dalle analisi è risultato che gli algoritmi più efficienti sono *ALGO1* ed *ALGO4*. Essi sono stati applicati sistematicamente su tutti gli eventi non classificati dalla procedura di identificazione in massa, per tutti i momenti rappresentati in tab.5.5.3, al fine di ottenere la dipendenza della posizione dei tagli  $\alpha_\pi$  ed  $\alpha_e$  da momento delle particelle. L'uso di questi algoritmi ha consentito di aumentare sensibilmente l'efficienza di identificazione ottenuta con il metodo dei tagli autocalibrati, soprattutto per momenti maggiori di  $\sim 250$  MeV/c, raggiungendo i valori ottenuti dalle reti neurali.

### 5.5.3 Il metodo delle reti neurali

Le reti neurali sono già state applicate con successo in esperimenti di fisica delle alte energie [55], laddove si presenta la necessità di classificare degli eventi (identificazione in massa delle particelle, ricostruzione delle tracce delle traiettorie, determinazione vertici di interazione, etc.)

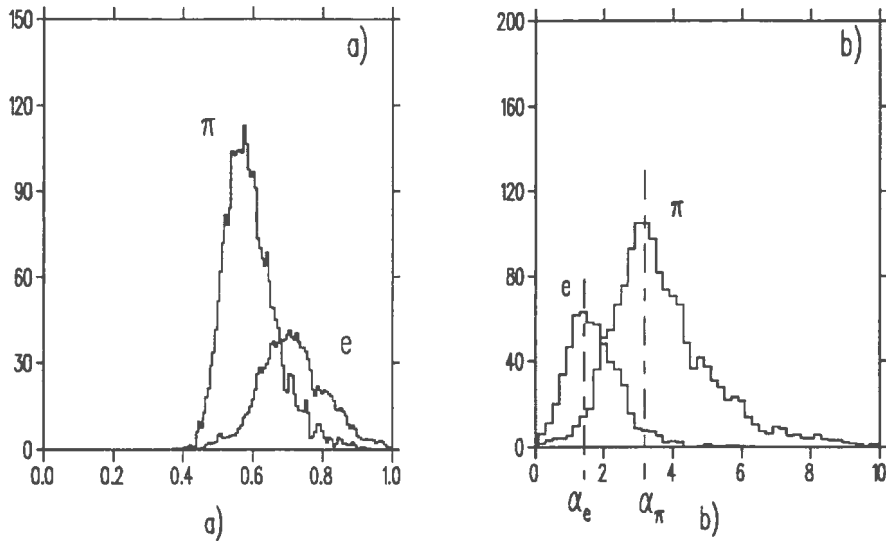


Figura 5.22: a): istogramma del rapporto  $x$  (formula 5.6) per pioni ed elettroni; b) istogramma dei valori dell'algoritmo  $ALGO1$  per pioni ed elettroni. In entrambi i casi gli spettri sono stati valutati sugli eventi di calibrazione (non classificati) corrispondenti ad un momento di 300 MeV/c.

sulla base delle informazioni raccolte con dei dispositivi di rivelazione.

La procedura può essere introdotta con il semplice esempio di fig.5.23 a), in cui si devono identificare due diversi tipi di particelle (**A,B**), sulla base di due grandezze misurate indipendenti ( $x, y$ ). Nell'esempio, la separazione viene banalmente realizzata con la retta  $a_1x + b_1y + c_1 = 0$ : la classificazione è fatta dalla funzione a gradino  $U(a_1x + b_1y + c_1)$ :

$$U=1 \text{ per i punti che stanno sopra la retta}$$

$$U=0 \text{ per i punti che stanno sotto la retta}$$

Se la situazione è più complessa, la classificazione avviene sommando più funzioni a gradino, fino ad ottenere una conveniente separazione tra le due zone **A,B**: nel caso di fig.5.23 b) si sono adoperate tre diverse funzioni a gradino che vengono via via sommate, ed alla fine si è sottratto il valore 2 e si sono annullati i valori delle zone ove il risultato è minore di zero.

Questo è un'esempio di ciò che viene fatto dalle reti neurali, in cui però la funzione a gradino  $U$  è sostituita dalla funzione  $\sigma$  (sigmoide) (fig.5.24 b), che consente una classificazione di tipo continuo. Nel caso dell'esempio di fig.5.23 b), la rete neurale che realizza la classificazione è composta dalle unità (neuroni) di *input*  $x, y$ , e  $S$  (che determina la sottrazione degli offsets), dalle unità intermedie  $t_i$  che implementano le funzioni sigmoidi, e dall'unità di output  $O$  (fig.5.24). I coefficienti  $a_1, b_1$  etc. formano la matrice dei pesi  $w_{i,j}$ , essendo  $i$  e  $j$  gli indici di numerazione dei neuroni. L'output della rete è dato dalla funzione di trasferimento  $F(x, y, S; w_{i,j})$ .

La determinazione dei valori dei pesi  $w_{i,j}$  che realizzano la migliore efficienza di identificazione viene fatta nel corso della cosiddetta fase di **apprendimento**: in questa fase le reti vengono fatte agire su un campione di eventi già classificati. Il programma che implementa l'algoritmo delle reti, opera una prima classificazione sulla base di una matrice iniziale di pesi  $w_{i,j}$ : detto  $E$  lo scarto quadratico medio tra i valori di identificazione ottenuti e quelli veri (noti), il programma ne calcola il gradiente, e opera una variazione dei pesi  $w_{i,j}$  nella direzione del minimo di  $E$  (definita dal gradiente). Quindi opera una seconda classificazione degli eventi usando i nuovi valori  $w_{i,j}$  e ricalcola il gradiente di  $E$  (*backpropagation*). La procedura viene iterata fino a quando si raggiunge la massima efficienza di classificazione.



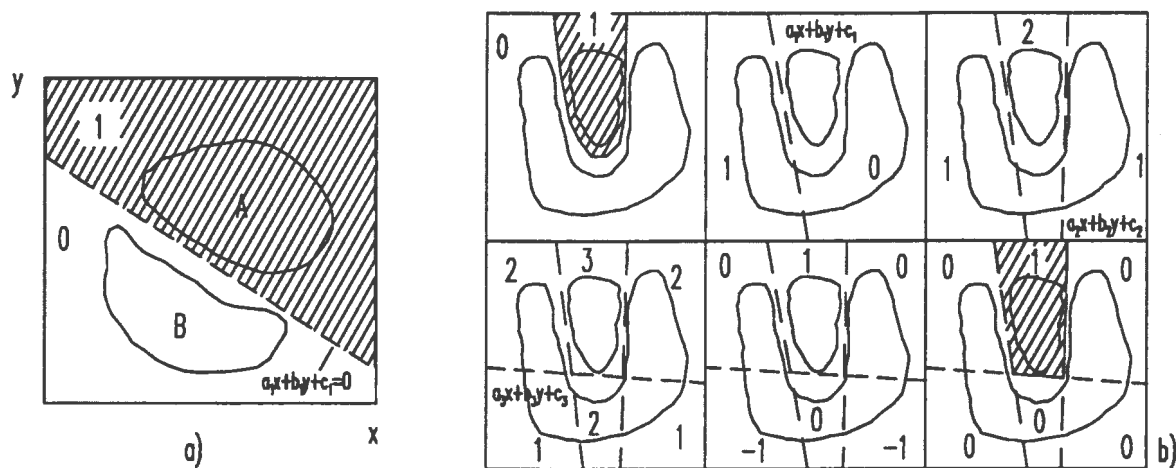


Figura 5.23: a): esempio di separazione tra due diversi tipi di eventi (A,B) realizzato da una retta; b): esempio di separazione realizzata con più tagli consecutivi.

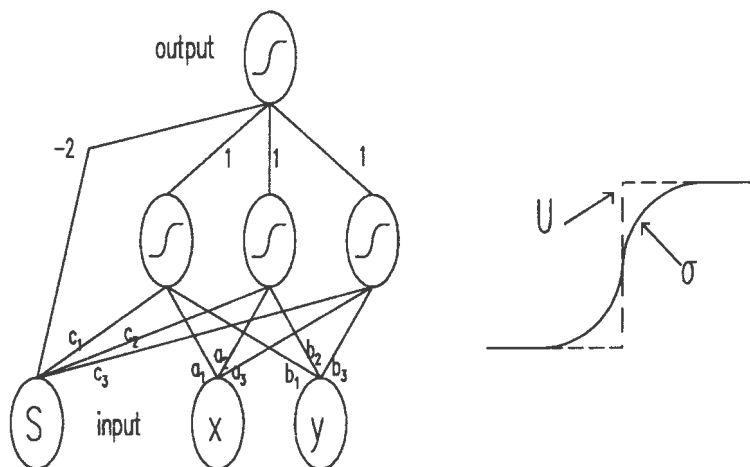


Figura 5.24: A sinistra: schema della rete che implementa la separazione tra le zone A e B di fig.5.23). A destra: funzione a gradino ( $U$ ) e funzione sigmoide ( $\sigma$ ).

A questo punto si dispone della matrice  $w_{i,j}$  che definisce la funzione di trasferimento  $F$  per l'identificazione degli eventi non classificati. La rete viene quindi applicata a questi eventi ed i valori di  $F$  vengono riportati su un'istogramma, su cui si sceglie la posizione del taglio per la classificazione (vedi fig.5.26).

Nel nostro caso, ogni evento del campione di dati usato per l'apprendimento è composto da 7 variabili:

- 1) il momento della particella
- 2) la perdita di energia nello scintillatore  $\Delta E1$
- 3) la perdita di energia nello scintillatore  $\Delta E2$
- 4) il segnale del fototubo destro di lettura del radiatore di Čerenkov ( $Acr$ )
- 5) il segnale del fototubo centrale di lettura del radiatore di Čerenkov ( $Acm$ )

<b>p</b> (MeV/c)	Polarità del fascio	$E_\pi$ (MeV)
130	-	51
140	-	58
160	-	86
200	-	121
240	-	138
260	-	156
280	-	173
310	-	200
350	-	237
390	-	275
420	-	303

Tabella 5.1: Valori del momento dei fasci di pioni usati per la calibrazione dei telescopi CFT. La separazione tra i pioni e gli elettroni di contaminazione è stata fatta in base al loro diverso tempo di volo, misurato tra due contatori a scintillazione (vedi fig.5.25).

- 6) il segnale del fototubo sinistro di lettura del radiatore di Čerenkov (Acl)
- 7) il numero di identificazione della particella ( $e$  o  $\pi$ )<sup>3</sup>

Questi dati sono stati raccolti presso i laboratori del TRIUMF nell'estate del 1991, dove dal canale M11 sono stati selezionati i fasci di  $e$  e di  $\pi$  (in base al loro diverso tempo di volo misurato tra due contatori a scintillazione) in corrispondenza a 12 diversi valori del momento (vedi tab.5.1). I fasci sono stati puntati direttamente su un telescopio CFT, a diversi angoli di incidenza, e le risposte dei fototubi di lettura dei tre scintillorori ( $\Delta E1, \Delta E2R, \Delta E2L$ ) e del radiatore di vetro al Piombo sono stati acquisiti ed in seguito analizzati con un programma che implementa le reti neurali al fine di determinare le efficienze di identificazione, che sono rappresentate in funzione del momento in fig.5.27. In fig.5.26 sono mostrati due tipici spettri di classificazione di  $e$  e  $\pi$  per due valori del momento ( $p=200$  MeV/c e  $p=350$  MeV/c).

<sup>3</sup>: l'identificazione dei protoni e dei deutoni e la loro discriminazione dalle altre particelle non presenta le difficoltà dei  $\pi$  ed  $e$ : infatti sono sufficienti i valori  $\Delta E1$  e  $\Delta E2$  per ottenere una loro identificazione con un'efficienza > 99%, per cui per cui su di essi non si sono applicate le reti neurali.

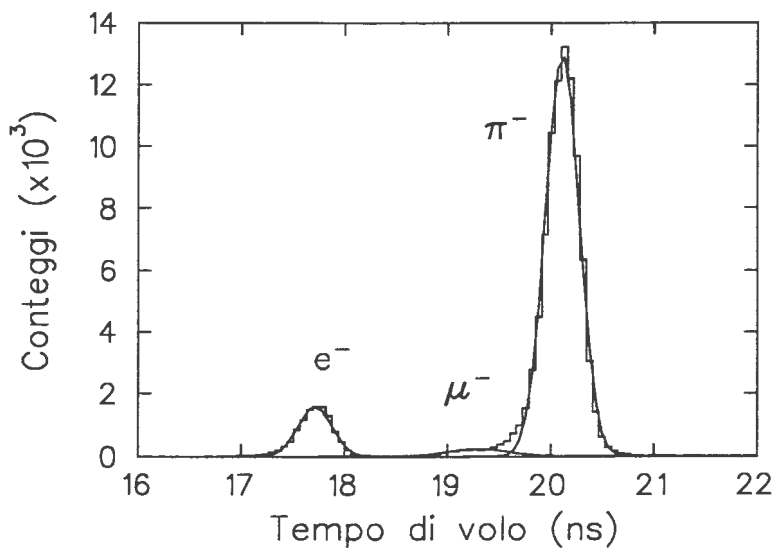


Figura 5.25: Tempo di volo di  $\pi^-$ ,  $\mu^-$ ,  $e^-$  di 260 MeV/c misurato tra due contatori posti alla distanza di 5 m sulla direzione del fascio di pioni negativi uscenti dal canale M11. Le percentuali di contaminazione degli  $e$  e  $\mu$  rispetto ai  $\pi$  sono  $e:\mu:\pi = 12:2:86$ .

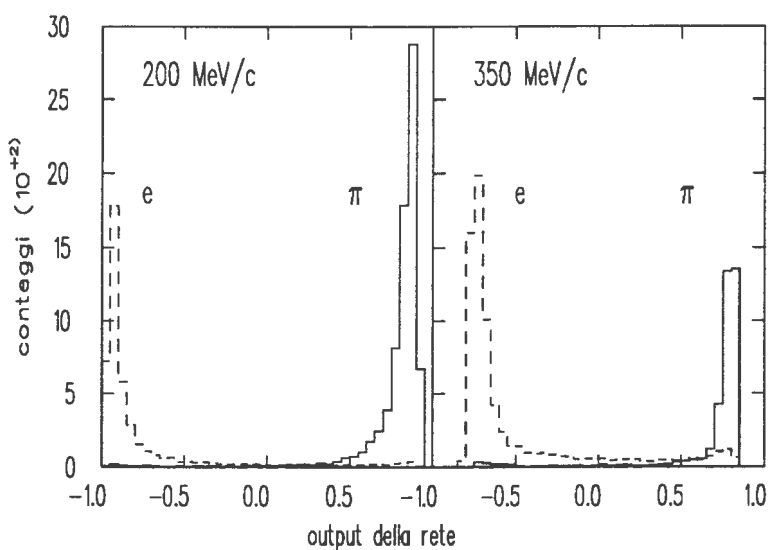


Figura 5.26: Spettri del valore di uscita della rete neurale usata per discriminare  $\pi$  da  $e$  in corrispondenza a due valori del momento. La separazione tra le due particelle viene effettuata stabilendo un taglio sullo spettro (in questo caso esso è posto sullo zero delle ascisse).

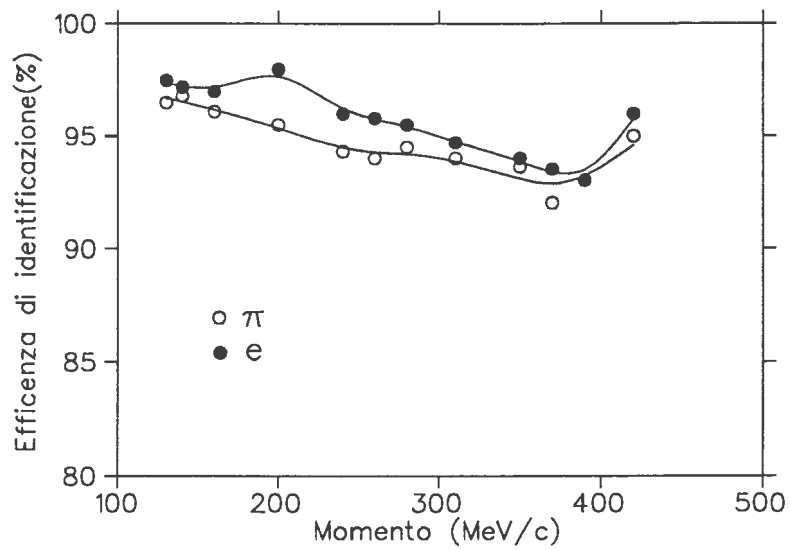


Figura 5.27: Efficienza di identificazione in massa di pioni ed elettroni delle reti neurali in funzione del momento.

## Capitolo 6

# Riduzione dei dati

I dati raccolti nelle misure delle reazioni di produzione pionica, sono stati analizzati con il programma SUSI-YBOS. Prima è stato fatto un filtraggio (*skimming*) dei dati su nastro magnetico per eliminare gli eventi che non corrispondono alle reazioni di produzione pionica, ad esempio eventi di reazioni quasi-elastiche o quelli con tracce non correttamente ricostruite. Questo ha permesso di ridurre la quantità di dati da analizzare: gli eventi selezionati sono infatti circa il 10 % del totale.

### 6.1 Struttura dei dati

Tutti i dati che costituiscono un'evento rivelato dallo spettrometro CHAOS vengono processati dal sistema di acquisizione che provvede ad organizzarli all'interno di un *record* con la soppressione degli zeri. I records vengono impacchettati in buffers e memorizzati sul supporto magnetico, dove sono raggruppati in runs. Al termine della misura, i runs vengono rianalizzati con il programma di analisi SUSI-YBOS

La scrittura di ogni record è tale per cui al suo interno ciascun dato è accompagnato da un'indirizzo assoluto che corrisponde ad uno dei 4000 canali dello spettrometro: il programma SUSI-YBOS è quindi in grado di associare a ciascun dato l'elemento del rivelatore da cui esso ha avuto origine.

Durante la lettura sequenziale del record, il programma SUSI-YBOS riscrive i dati in una matrice (JW) alla quale tutte le routine di calcolo faranno riferimento nel corso dell'analisi dell'evento. La matrice JW è suddivisa in banche di dati, ognuna delle quali raggruppa i dati accomunati dalla provenienza da un particolare rivelatore dello spettrometro: ad esempio, facendo riferimento alla fig.6.1, la seconda banca (FERA) contiene i dati provenienti dagli ADC FERA di lettura dei fototubi degli scintillatori  $\Delta E1$  e  $\Delta E2$ . La prima banca di dati di ogni record è ETYP, che contiene in sequenza:

- 1) il tipo di evento (fisico, di calibrazione, scaler)
- 2) il numero della misura
- 3) la prima parte della parola corrispondente al numero dell'evento (2 bytes)



Figura 6.1: Struttura di un record in cui viene scritto un'evento acquisito dallo spettrometro. Ogni record è suddiviso in banche, in cui sono raggruppati i dati provenienti da parti uguali dello spettrometro.

4) la seconda parte della parola corrispondente al numero dell'evento (2 bytes)

Parallelamente alla struttura JW, i dati vengono organizzati anche in sottostrutture, con il vantaggio di una più intellegibile lettura e manipolazione dei dati durante l'analisi.

## 6.2 Il programma di analisi

In fig.6.2 è riportato il diagramma di flusso del programma di analisi SUSY-YBOS. Le routine sono scritte in linguaggio FORTRAN e sono organizzate in due distinte librerie: una è di sistema e svolge le funzioni di base (ricostruzione delle tracce, calcolo del loro momento, identificazione in massa, etc.), l'altra contiene i programmi di utenza, che possono variare a seconda dell'esperimento (calcoli di massa invariante, produzione di file esterni, etc.).

Facendo riferimento alla fig.6.2 riassumiamo le funzioni delle parti più rilevanti del programma di analisi:

1) **YBOS-ANALYS** Il programma legge dal primo record la parola di inizio misura (BOR = Begin Of Run), e carica i parametri che caratterizzano l'intero run (energia e polarità del fascio, campo magnetico dello spettrometro, etc.) ed i coefficienti di calibrazione dei rivelatori (guadagni e offset degli ADC, offsets dei TDC, etc.). Viene quindi letto il primo record (evento), ed il controllo passa alla routine DATA-PRG, che chiama in successione le routine di analisi (blocco 2). Terminata l'analisi dell'evento, vengono aggiornati gli istogrammi, gli scatterplots ed i conteggi dei risultati dei tests. Il programma a questo punto verifica che ci sia un prossimo evento da alizzare, altrimenti trova la parola di fine misura (EOR = End Of Run) e passa al run successivo, ovvero, mancando quest'ultimo, termina la sua esecuzione.

2) **DATA-PRG**

REPACK-TDC e INVERT-TDC: leggono i dati provenienti dai TDC dei CFT e li riscrivono associando a ciascuno di essi il loro indirizzo assoluto.

REPACK-FERA E INVERT-FERA: leggono i dati provenienti dagli ADC FERA e li riscrivono associando a ciascuno di essi il loro indirizzo assoluto.

CFT-DATA : organizza i dati provenienti dai rivelatori dei CFT in una struttura.

WC1-STUFF : analizza i segnali provenienti dalla camera proporzionale WC1, determinando le coordinate dei fili che sono stati attivati e la loro posizione angolare rispetto al sistema di riferimento dello spettrometro. Analizza i segnali provenienti dalle strisce catodiche, determinando le coordinate verticali di punti di passaggio delle tracce. Organizza i risultati di queste analisi in una struttura.

WC2-STUFF : esegue le stesse operazioni del punto precedente per la camera WC2.

WC3-WIRE-SORT : analizza i segnali provenienti dai fili anodici dalla camera a deriva WC3, determinando le coordinate dei punti di passaggio delle tracce. Risolve l'ambiguità destra-sinistra con le informazioni provenienti dalle strisce catodiche.

WC4-CELL-SORT : analizza i segnali provenienti dalla camera vettoriale a deriva WC4. Risolve l'ambiguità destra-sinistra ed associa ad ogni traccia una o più celle. Riscrive i dati in una struttura organizzata in celle.

WC4-TRACK-SORT : riorganizza in un'altra struttura (riferita alle tracce) i dati provenienti dalla camera a fili WC4.

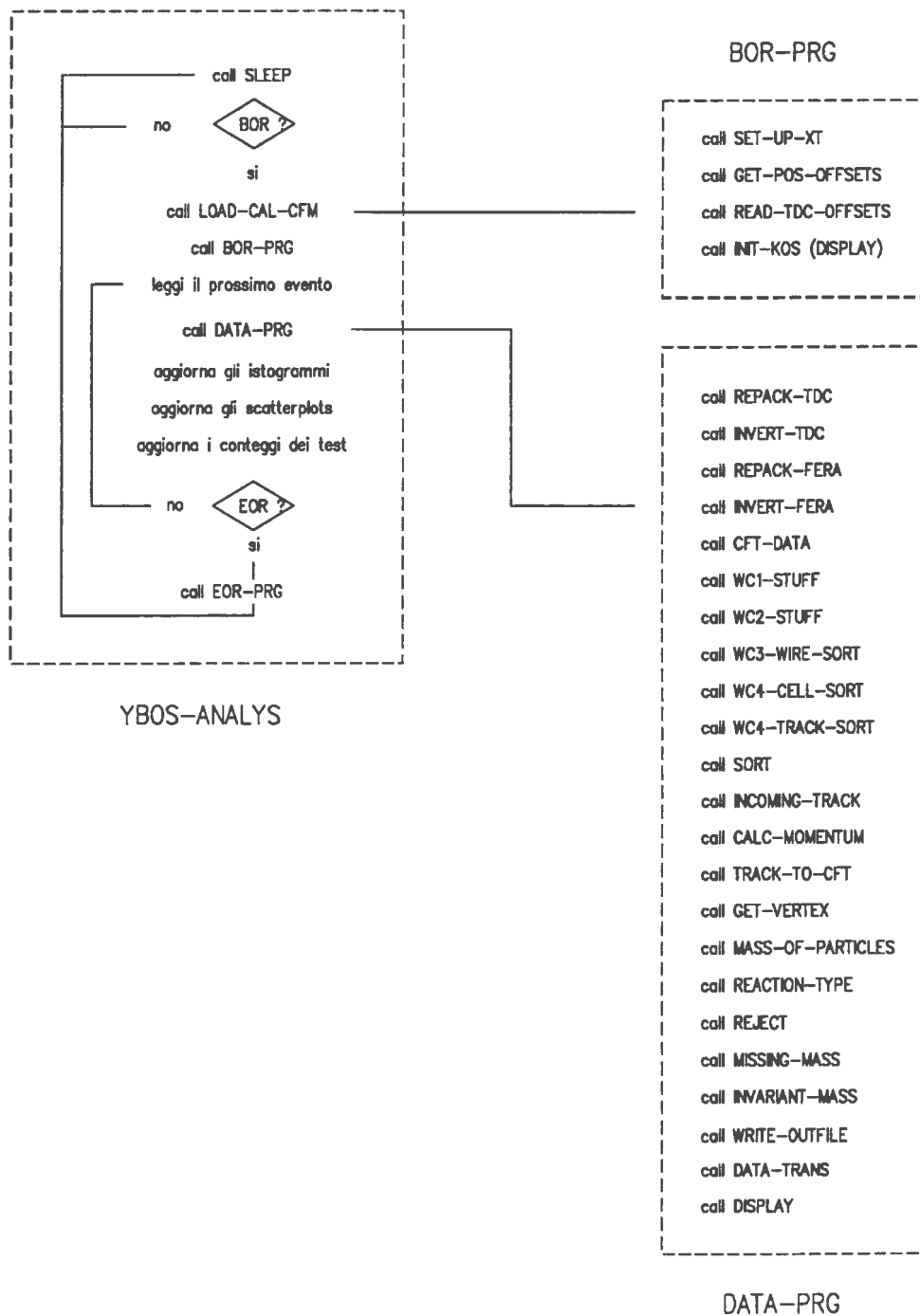
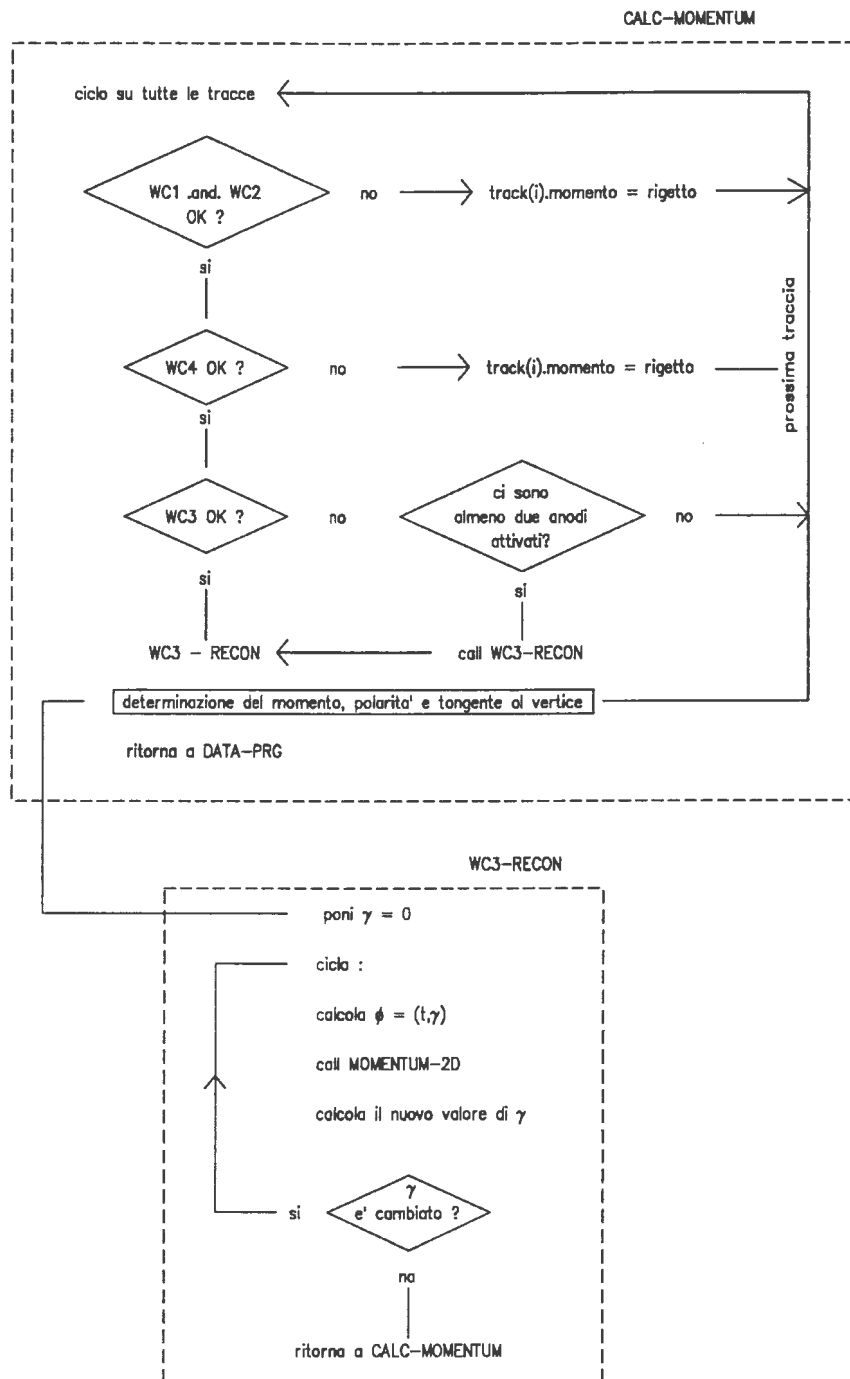


Figura 6.2: Diagramma di flusso del programma di analisi.





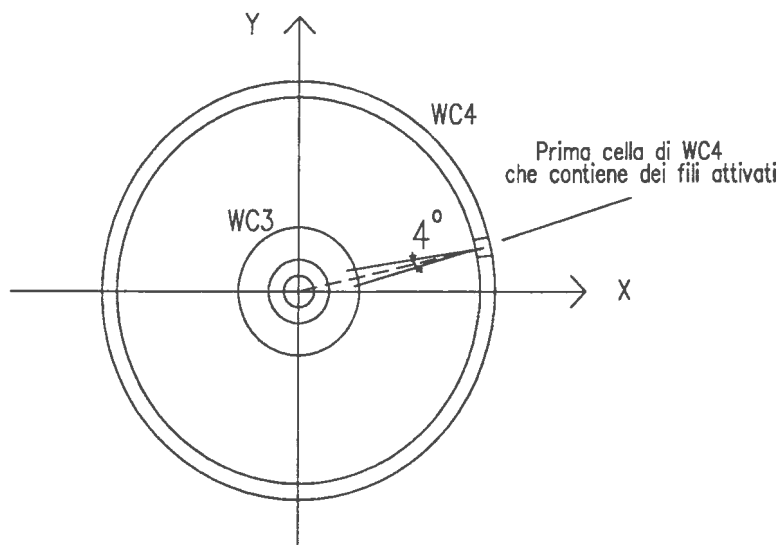


Figura 6.3: Procedura di ricostruzione delle tracce: a partire dalla prima cella attivata nella camera a fili WC4, il programma apre una finestra angolare di  $\pm 2^\circ$  all'indietro verso WC3, dove cerca dei fili attivati. Se li trova prosegue aprendo un'altra finestra verso WC2, continuando fino alla ricostruzione completa della traccia. Se mancano le informazioni sufficienti per la ricostruzione della traccia, viene esaminata la successiva cella attivata di WC4.

**SORT** : La routine SORT provvede alla ricostruzione delle tracce sulla base dei dati contenuti nelle strutture delle camere a fili. Partendo dalla posizione di  $0^\circ$ , cerca la prima cella attivata sulla camera a fili WC4 e calcola in prima approssimazione il momento associato al tratto di traiettoria tracciata sui fili della cella. Apre una finestra angolare di  $\pm 2^\circ$  all'indietro verso la camera WC3 (vedi fig.6.3), nella direzione definita dal tratto di traccia fin qui ricostruita, e controlla che all'interno di questa finestra ci siano dei fili di WC3 che hanno dato segnale. Se ce ne sono, ricalcola un valore più preciso del momento usando le informazioni di WC3, e prosegue verso WC2 aprendo un'altra finestra angolare di  $\pm 2^\circ$ . La procedura continua fino a che si giunge alla ricostruzione completa della traccia, ovvero termina se non ci sono le condizioni per continuare (ad esempio non trova fili attivati nella finestra angolare). Ricostruita una traccia, la routine analizza la cella successiva di WC4, ripetendo la stessa procedura. Una volta fatto il giro completo sulla circonferenza della camera WC4, le tracce ricostruite vengono organizzate in una struttura.

**INCOMING-TRACK** : ricostruisce la traccia del pione entrante. Le camere a fili WC3 e WC4 sono spente in una finestra angolare definita nella regione di passaggio del fascio incidente: la routine ricostruisce la traiettoria del pione entrante sulla base della conoscenza del momento e delle posizioni dei fili attivati su WC1 e WC2.

**CALC-MOMENTUM** : è una delle routine più importanti, che per ogni traccia verifica che ci siano le condizioni per il calcolo del momento (vedi blocco 3). Al termine della sua esecuzione, a ciascuna traccia che non è stata rigettata, sono associati momento, polarità e tangente al vertice.

**TRACK-TO-CFT** : associa ad ogni traccia i rivelatori dei CFT che sono stati colpiti. Se una traccia ha attivato ad esempio i radiatori di luce Cerenkov di due CFT contigui, esegue la somma dei segnali.

**GET-VERTEX** : propaga la traccia ricostruita fino a WC1 all'indietro verso il bersaglio, e la interseca con la traccia incidente determinando così la posizione del vertice di interazione nel bersaglio.

MASS-OF-PARTICLES : è una delle routine più importanti, che identifica in massa le particelle associate a ciascuna traccia, fornendo un grado di qualità dell'identificazione (§ 6.4).

REACTION-TYPE : caratterizza l'evento in base al numero di tracce ed al tipo di particelle rivelate (§ 6.5).

WRITE-OUTFILE : genera dei file contenenti le grandezze cinematiche e dinamiche che caratterizzano ogni evento (tipo di reazione, momenti ed angoli delle particelle diffuse, etc.), e che vengono in seguito utilizzati per la presentazione dei risultati (sezioni d'urto, spettri di massa mancante, etc.)

REJECT : questa routine provvede al rigetto dei muoni che non sono stati eliminati dal secondo livello di decisione, ed agli eventi spuri (tracce non correttamente ricostruite, eventi di *back-scattering*) (§ 5.4).

MISSING-MASS : sulla base dei valori di EV-TYPE1 e EV-TYPE2 e sui valori del momento delle tracce ricostruite, calcola la massa mancante della reazione misurata dallo spettrometro.

INVARIANT-MASS : calcola la massa invariante dei sistemi di particelle presenti negli stati finali.

DATA-TRANS : trasferisce una parte dei risultati dell'analisi in una struttura che viene letta dalla routine di visualizzazione dell'evento (DISPLAY)

DISPLAY : mostra l'evento sullo schermo di un terminale, e visualizza alcune grandezze ad esso associate (momenti delle tracce, fili attivati, CFT colpiti, etc.)

- 3) **CALC-MOMENTUM** Questa routine esamina una ad una le tracce ricostruite dalla routine SORT. Legge la prima traccia dalla struttura di traccia, controlla che entrambe le camere WC1 e WC2 abbiano degli anodi attivati: se ciò non si verifica, la traccia viene marcata con un codice di rigetto e viene esaminata quella successiva. Se invece entrambe le camere hanno dei fili anodici attivati, il programma verifica subito che la camera vettoriale WC4 abbia registrato un numero di informazioni sufficienti per il calcolo del momento: questo viene fatto prima di controllare le informazioni della camera a fili WC3, perchè il calcolo del momento non può essere fatto senza i dati provenienti dalla camera a fili WC4. Se WC4 non ha le informazioni sufficienti per il calcolo del momento, il programma marca la traccia con il codice di rigetto ed analizza la successiva.

Se invece WC4 ha registrato un numero di informazioni sufficienti per la ricostruzione della traccia, il controllo passa alla valutazione delle informazioni provenienti dalla camera WC3:

- 1) se WC3 non ha registrato un numero di informazioni sufficienti per la ricostruzione della traccia, il programma valuta se ci sono almeno due fili anodici che sono stati attivati: se non ci sono, marca con un codice di rigetto la traccia e passa a quella successiva. Se invece ci sono almeno due anodi attivati, il controllo passa alla routine NO-WC3 che provvede alla ricostruzione dei dati mancanti di WC3.
- 2) nel caso che WC3 abbia dato le informazioni complete per il calcolo del momento, viene chiamata la routine WC3-RECON (blocco 4) che provvede: a) al calcolo dell'angolo  $\beta$  formato dalla tangente alla traccia passante su WC3 con la direzione radiale dell'anodo che ha dato il segnale (fig.6.4) al calcolo del momento chiamando la routine MOMENTUM-2D. Questa routine e l'algoritmo da essa implementato verranno discussi nel prossimo paragrafo.

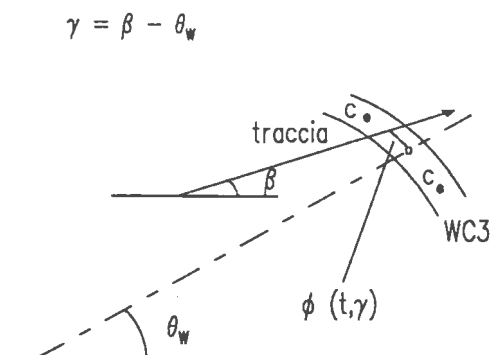


Figura 6.4: La distanza di deriva  $\phi$  è funzione del tempo di deriva  $t$  degli elettroni e dall'angolo  $\beta$  che la traccia forma con la direzione del filo anodico attivato.

NO-WC3 : viene prima eseguita una rotazione rigida della traccia portando l'ultimo filo della cella di WC4 sul semiasse positivo X del sistema di riferimento di CHAOS, e poi essa viene eventualmente riflessa in modo che la curvatura sia rivolta verso il basso. A questo punto vengono operate tre successive interpolazioni:

- 1) interpolazione circolare dei punti su WC1, WC2 e sull'origine (0,0) degli assi di riferimento;
- 2) interpolazione cubica da WC2 fino al primo filo di WC4;
- 3) interpolazione rettilinea dei punti su WC4;

La traiettoria così ricostruita viene intersecata con la camera a fili WC3 sulla quale si determinano i punti di passaggio della traccia. Quindi il controllo passa alla routine WC3-RECON.

- 4) **WC3-RECON** Il calcolo del momento richiede la conoscenza dei punti di passaggio su tutte e 4 le camere a fili. Mentre su WC1, WC2 e WC4 le coordinate di tali punti sono univocamente fissate dalle informazioni provenienti da esse, su WC3 la situazione è diversa: facendo riferimento alla fig.6.4, la distanza  $\phi$  dalla traccia al filo anodico dipende, oltre che dal tempo di deriva  $t$ , anche dall'angolo  $\gamma$ : tracce con uguale tempo di deriva  $t$  ma con diverso angolo  $\gamma$  possono passare per punti diversi su WC3. D'altra parte per calcolare  $\gamma$  bisogna conoscere la direzione della traiettoria in prossimità della camera WC3, e tale direzione dipende dal momento, che è la grandezza che si vuole appunto calcolare. Il problema viene risolto con un algoritmo iterativo: all'inizio il programma pone  $\gamma=0$ , e calcola la distanza di deriva  $\phi$  in tale ipotesi. Quindi calcola un primo valore del momento, con la routine MOMENTUM-2D (prossimo paragrafo), e con tale valore ridetermina  $\gamma$ . Quindi ricalcola  $\phi$ , e via avanti, fino a che il valore di  $\gamma$  si stabilizza.

Terminata l'esecuzione della routine WC3-RECON, il controllo passa alla routine DATA-PRG.

### 6.3 La routine di ricostruzione del momento

La ricostruzione del momento è basata su un algoritmo iterativo che utilizza le informazioni provenienti dalle 4 camere a fili dello spettrometro, ispirato al metodo descritto in [56]. Prima di esaminarlo nei dettagli, ricaviamo l'equazione delle traiettoria di una particella carica nel sistema di riferimento di CHAOS in funzione del suo momento. Supponiamo per semplicità che

il moto avvenga nel piano (x,y): le equazioni che scriveremo, e l'algoritmo per il calcolo del momento, sono generalizzabili al caso reale tridimensionale. Partiamo dall'equazione del moto di una particella carica di momento  $\vec{P}$  in un campo magnetico  $\vec{B}$ :

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (6.1)$$

dove  $q$  e  $\vec{v}$  sono rispettivamente la sua carica e la sua velocità. Se  $\vec{B}$  è diretto lungo l'asse  $z$ , questa equazione equivale al sistema:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{qB}{\gamma m} \frac{dy}{dt} \quad (6.2)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{-qB}{\gamma m} \frac{dx}{dt} \quad (6.3)$$

essendo  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}$  (in unità naturali). Le derivate del secondo ordine rispetto al tempo, posso essere eliminate usando l'identità:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{\frac{d^2y}{dt^2} \frac{dx}{dt} - \frac{d^2x}{dt^2} \frac{dy}{dt}}{\left(\frac{dx}{dt}\right)^3} \quad (6.4)$$

che si ottiene derivando rispetto ad  $x$  l'identità:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\frac{dy}{dt}}{\frac{dx}{dt}} \quad (6.5)$$

Usando l'equazione del moto, la 6.4 diventa:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{-qb}{\gamma m} \frac{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2}{\left(\frac{dx}{dt}\right)^3} \quad (6.6)$$

che a sua volta, usando la 6.5, diventa:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{-qb}{\gamma m \frac{dx}{dt}} \left(1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right) \quad (6.7)$$

In questa equazione compare un'unica derivata rispetto al tempo:  $\frac{dx}{dt}$ . Essa può essere eliminata nel seguente modo: si parte dalla definizione di momento nel sistema di riferimento  $(x, y)$ :

$$P = \gamma m \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2} = \gamma m \frac{dx}{dt} \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} \quad (6.8)$$

che usando la 6.5 diventa:

$$P = \gamma m \frac{dx}{dt} \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} \quad (6.9)$$

da cui si trova appunto l'espressione di  $\frac{dx}{dt}$ , che sostituita nella 6.7, fornisce l'equazione voluta:

$$P \frac{d^2y}{dx^2} = -qB \left(1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}} \quad (6.10)$$

Integrando due volte questa equazione differenziale, si trova l'equazione della traiettoria della particella nel sistema  $(x, y)$  dello spettrometro:

$$y = a + bx + \frac{1}{P} \int_0^x d\alpha \int_0^\alpha \left(P \frac{dy^2}{d\tau^2}\right) d\tau \quad (6.11)$$

con  $a$ ,  $b$  costanti di integrazione. Se il doppio integrale è noto, e se si conoscono i punti della traiettoria della particella carica, il momento  $P$  si ottiene applicando il metodo dei minimi quadrati. Questo è quanto viene fatto dall'algoritmo implementato dalla routine CALC-MOMENTUM. Nella prima fase dell'algoritmo, l'equazione della traiettoria viene calcolata in prima approssimazione in base alla conoscenza dei punti registrati dalle 4 camere a fili:

- dato che le tre prime camere a fili sono all'interno della zona dove il campo magnetico è costante, la traiettoria è circolare fino a WC3. Dunque si calcola l'equazione del cerchio passante sui punti da esse registrati.
- Su tale cerchio si prendono due punti: uno tra WC1 e WC2 e l'altro tra WC2 e WC3.
- Viene fatta un'interpolazione lineare delle posizioni registrate sulla camera a fili WC4.
- Viene fatta un'interpolazione cubica tra WC3 e WC4, e su questo tratto di traiettoria vengono presi ulteriori punti (pseudo-punti).
- L'equazione del cerchio, quella cubica e quella lineare vengono differenziate in tutti i punti noti della traccia, per trovare  $\frac{dy}{dx}$ .

Seconda fase:

- 1) Conoscendo la carica della particella (data dalla curvatura della traccia) ed il campo magnetico, dall'equazione 6.10 si determinano i valori della derivata seconda  $\frac{d^2y}{dx^2}$  in ciascuno dei punti noti della traccia.
- 2) Questi valori vengono interpolati con un polinomio di 3° grado, che viene integrato analiticamente due volte, trovando un polinomio di 5°.
- 3) I valori dell'integrale doppio assunti sui punti della traccia, vengono usati sull'equazione 6.11 per calcolare con i minimi quadrati i coefficienti  $a$ ,  $b$ , e  $\frac{1}{P}$ . Gli pseudo-punti non vengono usati nella minimizzazione.
- 4) Dall'equazione della traiettoria così trovata, si ridetermina la derivata  $\frac{dy}{dx}$  in corrispondenza agli stessi valori di  $x$  dei punti precedenti. Si ritorna quindi al punto (1), continuando fino a che si trova un valore stabile del momento  $P$ .

La risoluzione è  $\Delta P/P \approx 1\%$ .

## 6.4 Identificazione in massa

L'identificazione in massa delle particelle è operata dalla routine MASS-OF-PARTICLES (§ 6.2), che analizza le tracce correttamente ricostruite dalla sezione del programma di analisi che provvede al tracciamento delle traiettorie (vedi routine CALC-MOMENTUM nella fig.6.2). La routine esegue una serie di test per calcolare la molteplicità di appartenenza dei punti rappresentativi delle particelle ai contorni di identificazione definiti con la procedura dei tagli *autocalibrati* (§ 5.5.1). Al termine dei test, ad ogni traccia vengono associati due numeri:

- 1) PIN (Particle Identification Number), che definisce il tipo di particella

0 : non identificata

1 :  $e$

2 :  $\mu$

3 :  $\pi$

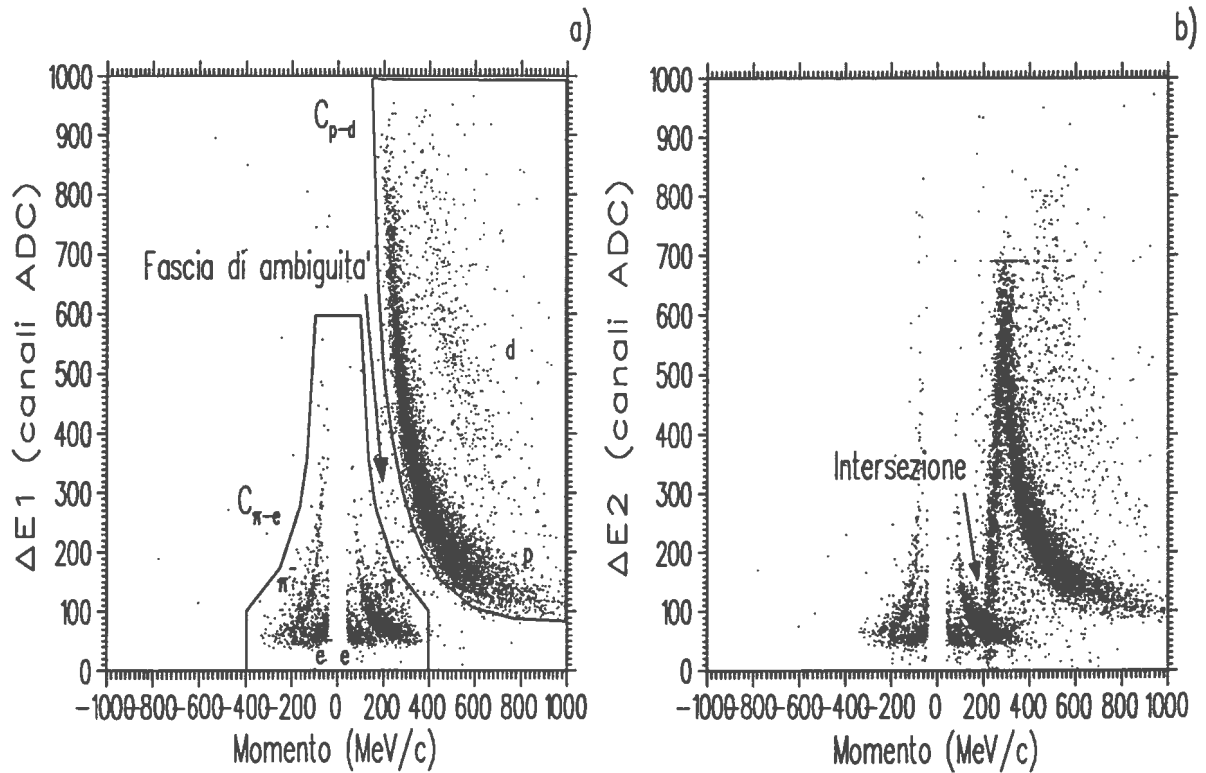


Figura 6.5: a): scatterplot ( $\Delta E1$  vs momento) in cui viene indicata la fascia di ambiguità tra le distribuzioni di protoni e quelle di pioni. b): scatterplot ( $\Delta E2$  vs momento) in cui viene indicata la zona dove la distribuzione dei protoni, che si fermano in  $\Delta E2$ , interseca quella dei pioni.

4 :  $p$

5 :  $d$

2) PID (Particle Identification Degree), che definisce il grado di qualità dell'identificazione effettuata. Tale numero va da PID=1 (corrispondente al massimo livello di confidenza nell'attribuzione del PIN) a PID=3 (corrispondente al minimo livello di confidenza). La carica della particella è definita dal segno del suo momento.

Qui di seguito analizzeremo le caratteristiche delle distribuzioni dei punti rappresentativi delle particelle negli istogrammi bidimensionali (*scatterplots*) usati per la loro identificazione in massa. Le distribuzioni presentano generalmente una fascia di ambiguità come in 6.5 (a) o anche una sovrapposizione come in fig.6.5 (b). Diremo che il punto rappresentativo  $\mathcal{P}$  della particella appartiene al contorno di identificazione  $C$  semplicemente usando il simbolo  $C$ , ovvero che  $\mathcal{P}$  non appartiene a tale contorno usando il simbolo  $\bar{C}$ .

Inizialmente è stata fatta una separazione tra le distribuzioni di pioni ed elettroni da quelle di protoni e deutoni con i due contorni ( $C_{\pi e}$ ) e ( $C_{pd}$ ) mostrati in 6.5 a), e per i due tipi di particelle viene fatta un'analisi diversa.

**Deutoni e protoni** La routine di identificazione analizza dapprima le tracce in cui punti rappresentativi si trovano dentro il contorno  $C_{pd}$ . Questi punti rappresentano protoni e deutoni, e poichè questi non rilasciano luce Čerenkov all'interno del blocco di vetro al piombo, si hanno a disposizione solamente 3 variabili indipendenti (*momento*,  $\Delta E1$  e  $\Delta E2$ ) con cui si possono

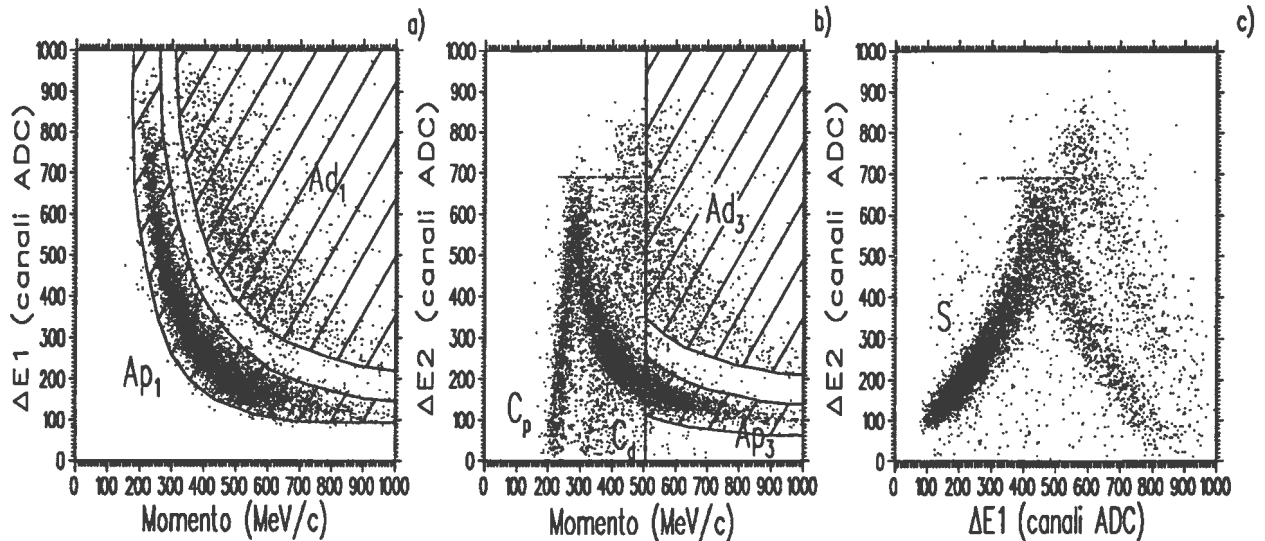


Figura 6.6: Scatterplots costruiti con le 3 informazioni disponibili per identificare protoni e deutoni. a): scatterplot ( $\Delta E1$  vs *momento*) con i contorni per l'identificazione di protoni ( $A_{p1}$ ) e deutoni ( $A_{d1}$ ). b): scatterplot ( $\Delta E2$  vs *momento*) in cui sono evidenziate le due code  $C_p$  e  $C_d$  originate rispettivamente da protoni e deutoni di basso momento ( $< 500$  MeV/c) che si fermano nello scintillatore  $\Delta E2$  senza attraversarlo. La coda  $C_d$  interseca la distribuzione dei protoni, determinando una sovrapposizione tra le due distribuzioni; c): scatterplot ( $\Delta E1$  vs  $\Delta E2$ ). In questo scatterplot, i protoni e i deutoni delle due  $C_p$  e  $C_d$  ( $p < 500$  MeV/c) danno origine a due distribuzioni separate (quelle sulla destra), mentre i protoni e i deutoni con  $p > 500$  MeV/c si sovrappongono sulla zona S.

costruire i tre scatterplots di fig.6.6. Per procedere alla scelta dei contorni di identificazione, analizziamo separatamente le caratteristiche dei tre scatterplots:

- 1) ( $\Delta E1$  vs *momento*) (fig.6.6a) Su questo scatterplot le distribuzioni dei protoni e deutoni non presentano intersezioni. L'unica ambiguità si trova nella zona situata tra le due distribuzioni, in cui si ha una lieve sovrapposizione dei punti relativi alle due particelle.
- 2) ( $\Delta E2$  vs *momento*) (fig.6.6b) Le due code  $C_p$  e  $C_d$  hanno origine dalle particelle con basso momento che si fermano nello scintillatore  $\Delta E2$ , e rilasciano al suo interno tutta la loro energia. La coda dei deutoni ( $C_d$ ) interseca la distribuzione sottostante dei protoni, determinando così una zona di sovrapposizione dei punti relativi alle due particelle. Questi punti appartengono alla fascia di momenti  $< 500$  MeV/c: se essi vengono selezionati e riportati sullo scatterplot ( $\Delta E1$  vs  $\Delta E2$ ) la loro sovrapposizione viene ivi risolta (vedi fig.6.7a).
- 3) ( $\Delta E1$  vs  $\Delta E2$ ) (fig.6.6c) In questo scatterplot la sovrapposizione (S) tra protoni e deutoni è ancora maggiore di quella nello scatterplot precedente, dato che essa è popolata da tutti quei punti che non fanno parte delle due code a bassi momenti  $C_p$  e  $C_d$  della fig.6.6a).

Gli scatterplots usati per l'identificazione di protoni e deutoni dipendono dal momento della traccia (a parte per i contorni  $A_{p1}$  e  $A_{d1}$  che vengono usati per tutti i momenti):

- per  $p < 500$  MeV/c si usano ( $\Delta E1$  vs *momento*) e ( $\Delta E1$  vs  $\Delta E2$ ). L'assegnazione del PIN e dell'PID avviene in base alla molteplicità di appartenenza del punto rappresentativo  $\mathcal{P}$  ai contorni di fig.6.6a e 6.7a, calcolata le seguenti operazioni di logica booleana:

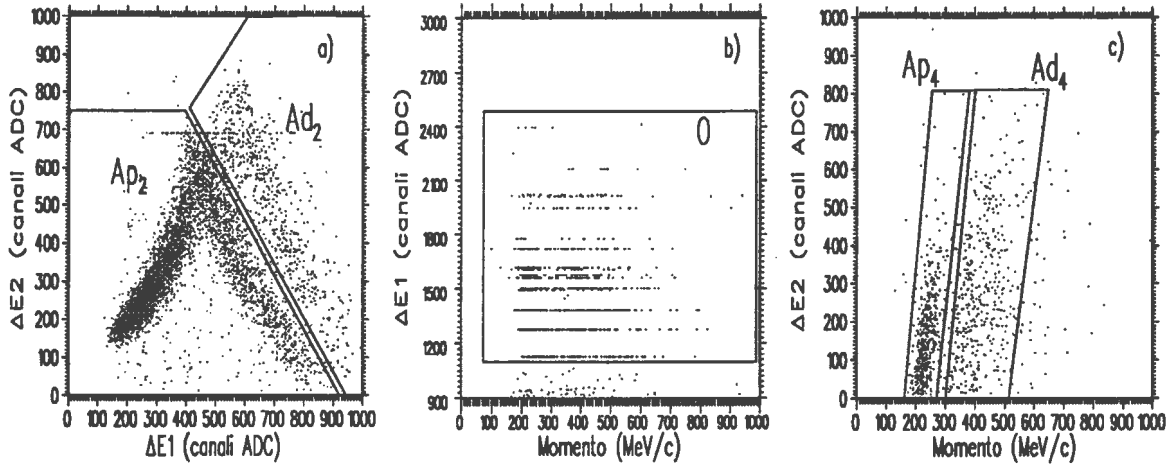


Figura 6.7: a) scatterplot ( $\Delta E1$  vs  $\Delta E2$ ) in cui sono distinguibili i protoni (in giallo) e i deutoni (in blu) di momenti  $p < 500$  MeV/c; b): overflows nello scatterplot ( $\Delta E1$  vs momento); c): distribuzione sullo scatterplot ( $\Delta E2$  vs momento) dei punti corrispondenti agli overflows.

$Ap_1$  : protone, PID=1

$Ad_1$  : deutone, PID=1

$(\bar{A}p_1 \wedge \bar{A}d_1 \wedge Ap_2)$  : protone, PID =2

$(\bar{A}p_1 \wedge \bar{A}d_1 \wedge Ad_2)$  : deutone, PID =2

- per  $p > 500$  MeV/c si usano ( $\Delta E1$  vs momento) e ( $\Delta E2$  vs momento) con i contorni di fig.6.6a e 6.6b:

$Ap_1$  : protone, PID=1

$Ad_1$  : deutone, PID=1

$(\bar{A}p_1 \wedge \bar{A}d_1) \wedge Ap_3$  : protone, PID =2

$(\bar{A}p_1 \wedge \bar{A}d_1) \wedge Ad_3$  : deutone, PID =2

**Protoni e deutoni che inducono segnali di saturazione degli ADC** Come è visibile dalla fig.6.7 b, ci sono alcune tracce (circa  $\sim 3$  %) i cui punti rappresentativi si addensano su valori costanti in canali ADC di  $\Delta E1$  al variare del momento: questi punti corrispondono a particelle che hanno indotto un segnale di saturazione dell'ADC di lettura di  $\Delta E1$  (overflow). Si tratta soprattutto di protoni e deutoni di basso momento, che hanno un'energia appena sufficiente per attraversare  $\Delta E1$  e si fermano in  $\Delta E2$ : essi si possono identificare sullo scatterplot ( $\Delta E2$  vs momento) (fig.6.7 c), attraverso i due contorni di identificazione  $Ap_4$  e  $Ad_4$ , la cui posizione e forma coincidono con le due code  $C_p$  e  $C_d$  di fig.6.6b. L'identificazione di queste tracce avviene quindi nel seguente modo:

$O \wedge Ap_3$  : protone, PID=2

$O \wedge Ad_3$  : deutone, PID=2

**Protoni e pioni** La discriminazione tra pioni e protoni appartenenti alla fascia tra i due contorni  $C_{\pi e}$  e  $C_{pd}$  di fig.6.5 avviene usando gli scatterplots ( $\bar{C}ER$  vs  $\Delta E1$ ) e ( $CER$  vs momento), su cui sono stati definiti i contorni di identificazione di fig.6.8 a) e 6.8 b). L'assegnazione del PIN e del PID avviene nel seguente modo:



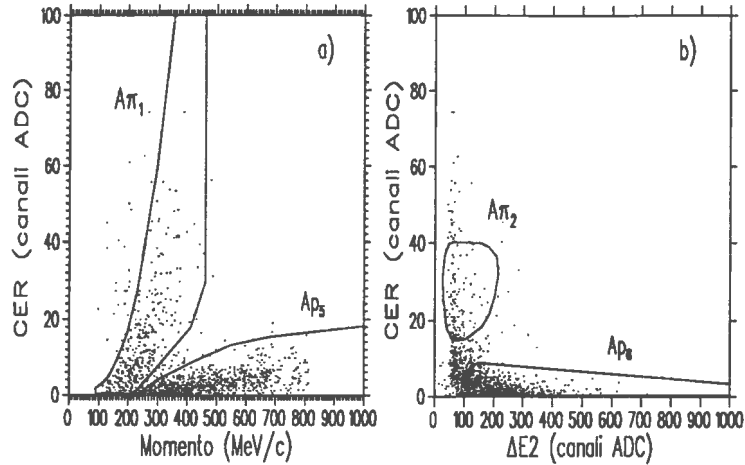


Figura 6.8: Contorni di identificazione dei pioni e dei protoni appartenenti alla fascia di ambiguità di fig.6.6a.

$A\pi_1 \wedge A\pi_2$  : pione, PID=1

$Ap_5 \wedge Ap_6$  : protone, PID=1

$A\pi_1 \wedge (\bar{A}\pi_2 \wedge Ap_6)$  : pione, PID =2

$Ap_5 \wedge (\bar{A}\pi_2 \wedge Ap_6)$  : protone, PID =2

$A\pi_2 \wedge (\bar{A}\pi_1 \wedge Ap_5)$  : pione, PID =2

$Ap_6 \wedge (\bar{A}\pi_1 \wedge Ap_5)$  : protone, PID =2

**Pioni ed elettroni** La discriminazione tra pioni ed elettroni avviene utilizzando tutte le informazioni fornite dai telescopi CFT ( $\Delta E1$ ,  $\Delta E2$ , e  $\check{C}ER$ ), più il momento fornito dal programma di ricostruzione delle traiettorie. Dato che gli scintillatori discriminano bene a bassi momenti e che il radiatore di luce Čerenkov discrimina meglio ad alti momenti, la scelta degli scatterplots da usare per l'identificazione dipende dal momento della traccia. Per questo motivo l'asse dei momenti è stato diviso in tre intervalli ( $0 < p < 140$  MeV/c,  $140 < p < 250$  MeV/c,  $p > 250$  MeV/c), in ognuno dei quali si usano tre dei sei possibili scatterplots definibili con le 4 informazioni. Analizziamo qui di seguito le caratteristiche di questi scatterplots per ognuno dei tre intervalli di momento.

#### $0 < p < 140$ MeV/c

( $\Delta E1$  vs momento) Il limite superiore di 140 MeV/c del primo intervallo coincide con il valore del momento dopo il quale sullo scatterplot ( $\Delta E1$  vs momento) le distribuzioni dei pioni e quelle degli elettroni incominciano a sovrapporsi (vedi fig.6.9a). Prima di questo valore, i pioni non sono ancora minimo ionizzanti, per cui essi sono ben distinti dagli elettroni.

( $\Delta E2$  vs momento) (fig.6.9b) La situazione è diversa nello scatterplot ( $\Delta E2$  vs momento) : analogamente ai protoni e deutoni, i pioni di basso momento si fermano nello spessore  $\Delta E2$ , determinando una lieve coda che si sovrappone alla distribuzione sottostante degli elettroni.

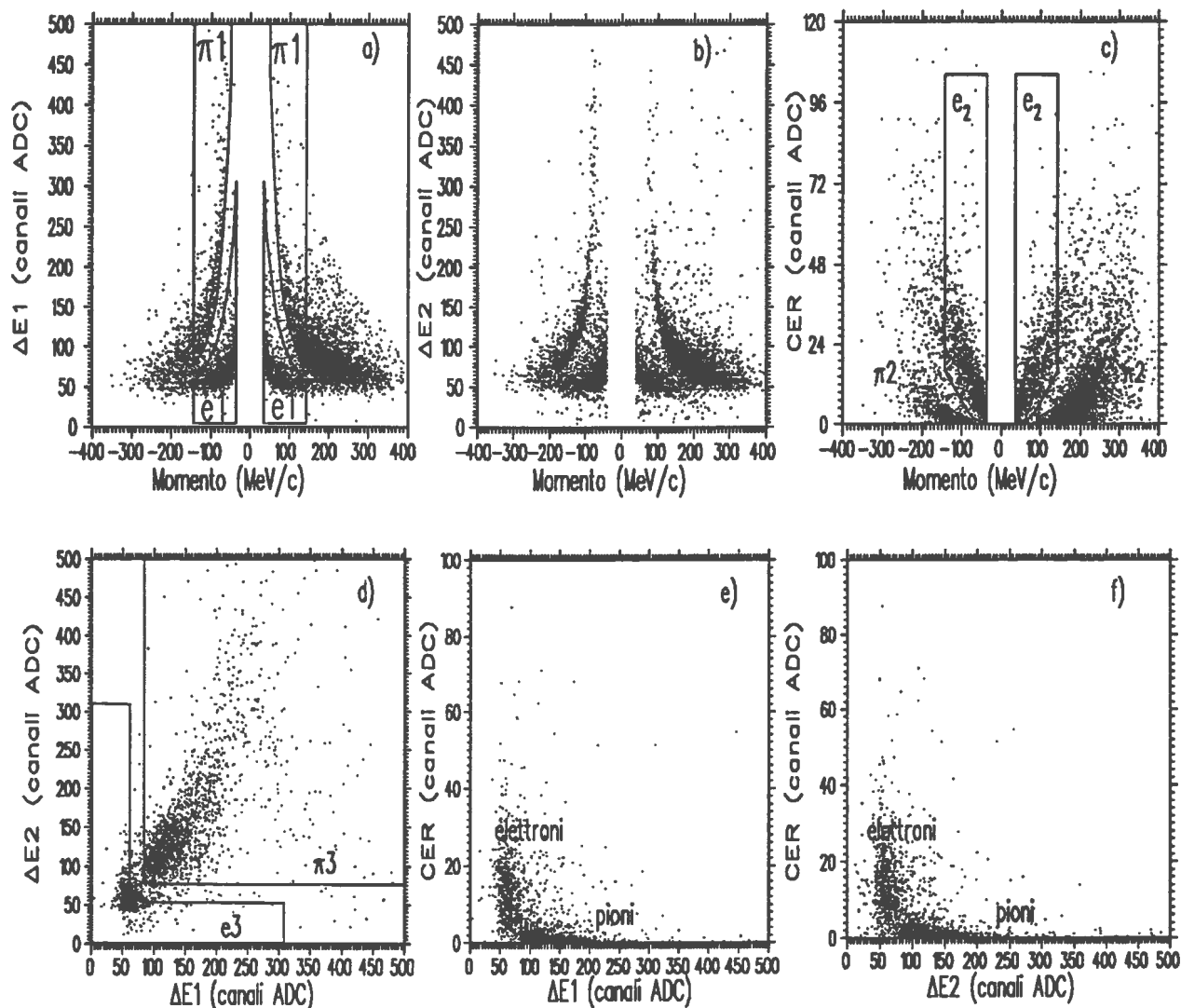


Figura 6.9: Sugli scatterplots a), b) e c) sono mostrate le distribuzioni dei punti selezionati con il contorno  $C_{\pi e}$  di fig.6.5. Sugli scatterplots d), e) ed f) sono mostrati i punti appartenenti allo stesso contorno  $C_{\pi e}$  di fig.6.5 con momenti  $0 < p < 140$  MeV/c. L'identificazione dei pioni e degli elettroni con momenti  $0 < p < 140$  MeV/c avviene con i contorni degli scatterplots a), c) e d).

( $CER$  vs  $momento$ ) (fig.6.9c) Anche se la separazione tra pioni ed elettroni migliora all'aumentare del momento, in questo intervallo di bassi valori di momento le due distribuzioni non presentano intersezioni, ma solo una lieve sovrapposizione nella zona tra di esse.

( $\Delta E1$  vs  $\Delta E2$ ) (fig.6.9d) I pioni e gli elettroni che si sovrappongono nello scatterplot ( $\Delta E2$  vs  $momento$ ), sono qui distinguibili.

( $CER$  vs  $\Delta E1$ ) (fig.6.9e) Anche in questo scatterplot non ci sono intersezioni tra le due distribuzioni. Il grado di separazione tra pioni ed elettroni è lo stesso di quello negli scatterplots ( $\Delta E1$  vs  $momento$ ) e ( $CER$  vs  $momento$ ).

( $CER$  vs  $\Delta E2$ ) (fig.6.9f) In questo scatterplot la situazione è la stessa del caso precedente.

Dato che per bassi valori del momento gli scintillatori realizzano una ottima separazione tra pioni ed elettroni, nel primo intervallo di momenti si sono usati sia  $\Delta E1$  che  $\Delta E2$ : il primo è stato usato attraverso lo scatterplot ( $\Delta E1$  vs  $momento$ ), il secondo attraverso lo scatterplot

( $\Delta E1$  vs  $\Delta E2$ ) . Lo scatterplot ( $\Delta E2$  vs *momento*) non è stato usato poichè esso presenta la sovrapposizione della coda dei pioni di bassa energia sugli elettroni sottostanti. Come terzo scatterplot si è scelto (*CER* vs *momento*) .

L'attribuzione del PIN e del PID avviene con le seguenti operazioni:

$A\pi_1 \wedge A\pi_2 \wedge A\pi_3$  : pione, PID=1

$A\pi_1 \wedge A\pi_2 \wedge \bar{A}\pi_3$  : pione, PID =2

$A\pi_2 \wedge A\pi_3 \wedge \bar{A}\pi_1$  : pione, PID =2

$A\pi_1 \wedge A\pi_3 \wedge \bar{A}\pi_2$  : pione, PID =2

$A\pi_1 \wedge (\bar{A}\pi_2 \wedge \bar{A}e_2) \wedge (\bar{A}\pi_3 \wedge \bar{A}e_3)$  : pione, PID =3

$A\pi_2 \wedge (\bar{A}\pi_1 \wedge \bar{A}e_1) \wedge (\bar{A}\pi_3 \wedge \bar{A}e_3)$  : pione, PID =3

$A\pi_3 \wedge (\bar{A}\pi_1 \wedge \bar{A}e_1) \wedge (\bar{A}\pi_2 \wedge \bar{A}e_2)$  : pione, PID =3

$Ae_1 \wedge Ae_2 \wedge Ae_3$  : elettrone, PID=1

$Ae_1 \wedge Ae_2 \wedge \bar{A}e_3$  : elettrone, PID =2

$Ae_2 \wedge Ae_3 \wedge \bar{A}e_1$  : elettrone, PID =2

$Ae_1 \wedge Ae_3 \wedge \bar{A}e_2$  : elettrone, PID =2

$Ae_1 \wedge (\bar{A}\pi_2 \wedge \bar{A}e_2) \wedge (\bar{A}\pi_3 \wedge \bar{A}e_3)$  : elettrone, PID =3

$Ae_2 \wedge (\bar{A}\pi_1 \wedge \bar{A}e_1) \wedge (\bar{A}\pi_3 \wedge \bar{A}e_3)$  : elettrone, PID =3

$Ae_3 \wedge (\bar{A}\pi_1 \wedge \bar{A}e_1) \wedge (\bar{A}\pi_2 \wedge \bar{A}e_2)$  : elettrone, PID =3

**140 < p < 250 MeV/c** Anche se come vedremo di seguito, per momenti maggiori di 140 MeV/c vengono usati gli stessi tre scatterplots per classificare pioni ed elettroni, la forma e la posizione dei contorni di identificazione su questi scatterplots variano in funzione del momento. Ad esempio lo scatterplot (*CER* vs  $\Delta E1$ ) realizza un'ottima separazione tra pioni ed elettroni con  $p > 140$  MeV/c, ma le posizioni delle due distribuzioni cambia in funzione del momento (fig.6.10). Dagli studi effettuati attraverso la procedura dei tagli autocalibrati, è risultato sufficiente dividere i valori del momento  $p > 140$  MeV/c in due sottointervalli separati in corrispondenza di  $p=250$  MeV/c.

Le caratteristiche dei sei scatterplots nel secondo intervallo di momenti sono le seguenti:

( $\Delta E1$  vs *momento*) Come si vede dalla fig.6.9a, per momenti maggiori di 140 MeV/c, i pioni diventano minimo ionizzanti, per cui essi si sovrappongono agli elettroni.

( $\Delta E2$  vs *momento*) Per lo stesso motivo detto al punto precedente, anche in questo scatterplot pioni ed elettroni sono sovrapposti (vedi fig.6.9b)

(*CER* vs *momento*) Dato che la differenza tra la luce Cerenkov emessa da pioni ed elettroni aumenta all'aumentare del loro momento, in questo scatterplot essi sono maggiormente separati rispetto al caso all'intervallo di momenti ( $0 < p < 140$  MeV/c) (fig.6.9c)

( $\Delta E1$  vs  $\Delta E2$ ) Come conseguenza della sovrapposizione di pioni ed elettroni negli scatterplots ( $\Delta E1$  vs *momento*) e ( $\Delta E2$  vs *momento*) , in questo scatterplot non è più possibile operare una discriminazione tra le due particelle. Si veda a questo proposito la fig.6.11 in cui viene mostrato come la sovrapposizione tra pioni ed elettroni aumenta all'aumentare del loro momento.

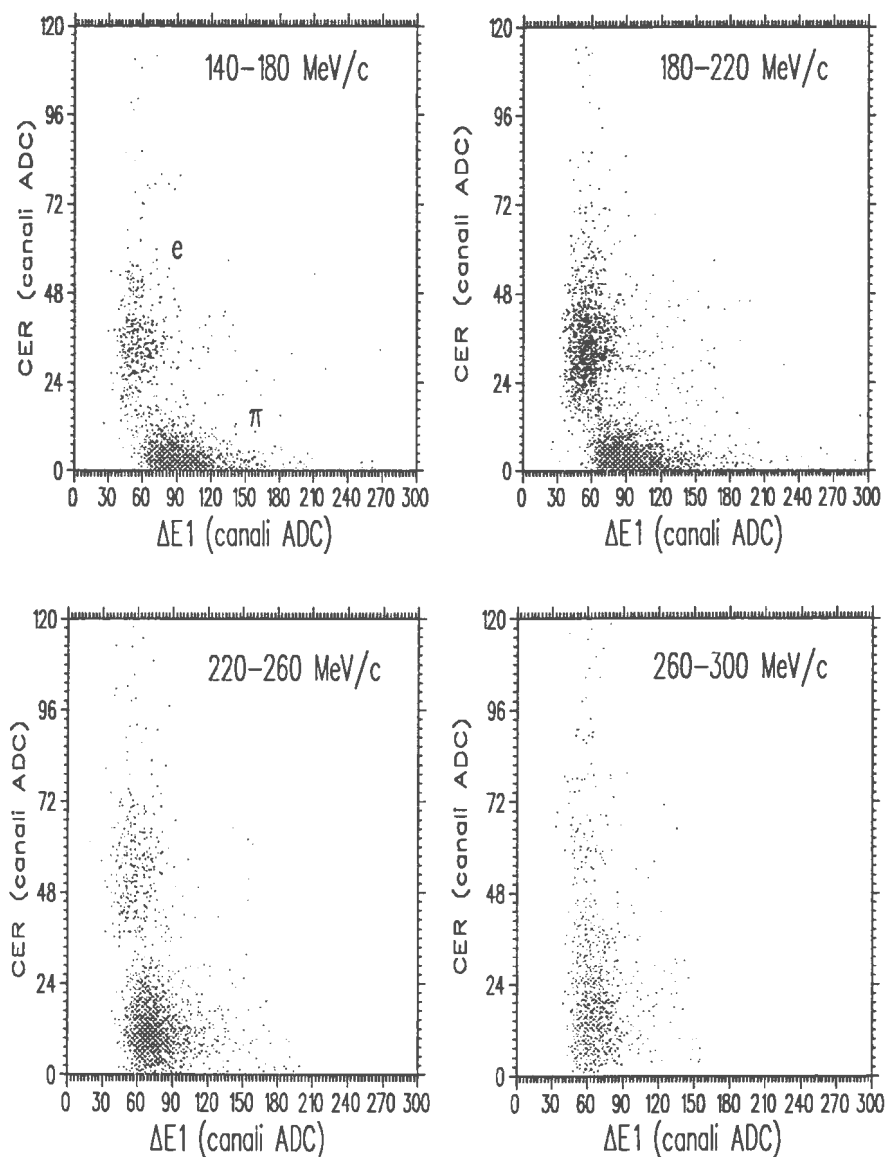


Figura 6.10: Distribuzioni di pioni (in verde) ed elettroni (in rosso) nello scatterplot ( $\check{C}ER$  vs  $\Delta E1$ ) in corrispondenza a quattro diversi intervalli di momento. Sono visibili le diverse posizioni delle due distribuzioni in funzione del momento.

( $\check{C}ER$  vs  $\Delta E1$ ) Dalla fig.6.12e) si vede come in questo scatterplot, per momenti superiori di 140 MeV/c le due distribuzioni risultano ottimamente separate.

( $\check{C}ER$  vs  $\Delta E2$ ) La situazione è analoga al caso precedente, e viene mostrata in fig.6.12f).

Sulla base di queste considerazioni, i tre scatterplots usati per la discriminazione in massa di pioni ed elettroni nell'intervallo di momenti ( $140 < p < 250$ ) MeV/c sono : ( $CER$  vs *momento*) , ( $\check{C}ER$  vs  $\Delta E1$ ) e ( $\check{C}ER$  vs  $\Delta E2$ ) , sui quali si sono definiti i contorni di identificazione di fig.6.12. L'assegnazione dei numeri PIN e PID avviene in maniera analoga al caso precedente:

$A\pi_4 \wedge A\pi_5 \wedge A\pi_6$  : pione, PID=1

$A\pi_4 \wedge A\pi_5 \wedge \bar{A}\pi_6$  : pione, PID =2

$A\pi_5 \wedge A\pi_6 \wedge \bar{A}\pi_4$  : pione, PID =2

$A\pi_4 \wedge A\pi_6 \wedge \bar{A}\pi_5$  : pione, PID =2

$A\pi_4 \wedge (\bar{A}\pi_5 \wedge \bar{A}e_5) \wedge (\bar{A}\pi_6 \wedge \bar{A}e_6)$  : pione, PID =3

$A\pi_5 \wedge (\bar{A}\pi_4 \wedge \bar{A}e_4) \wedge (\bar{A}\pi_6 \wedge \bar{A}e_6)$  : pione, PID =3

$A\pi_6 \wedge (\bar{A}\pi_4 \wedge \bar{A}e_4) \wedge (\bar{A}\pi_5 \wedge \bar{A}e_5)$  : pione, PID =3

$Ae_4 \wedge Ae_5 \wedge Ae_6$  : elettrone, PID=1

$Ae_4 \wedge Ae_5 \wedge \bar{A}e_6$  : elettrone, PID =2

$Ae_5 \wedge Ae_6 \wedge \bar{A}e_4$  : elettrone, PID =2

$Ae_4 \wedge Ae_6 \wedge \bar{A}e_5$  : elettrone, PID =2

$Ae_4 \wedge (\bar{A}\pi_5 \wedge \bar{A}e_5) \wedge (\bar{A}\pi_6 \wedge \bar{A}e_6)$  : elettrone, PID =3

$Ae_5 \wedge (\bar{A}\pi_4 \wedge \bar{A}e_4) \wedge (\bar{A}\pi_6 \wedge \bar{A}e_6)$  : elettrone, PID =3

$Ae_6 \wedge (\bar{A}\pi_4 \wedge \bar{A}e_4) \wedge (\bar{A}\pi_5 \wedge \bar{A}e_5)$  : elettrone, PID =3

**p < 250 MeV/c** Per questi valori del momento, l'identificazione avviene sugli stessi scatterplots usati nel caso precedente, dove però sono stati cambiate le forme dei contorni di identificazione, come mostrato in fig.6.13. Con riferimento a queste figure, l'assegnazione dei numeri PIN e PID avviene nel seguente modo:

$A\pi_7 \wedge A\pi_8 \wedge A\pi_9$  : pione, PID=1

$A\pi_7 \wedge A\pi_8 \wedge \bar{A}\pi_9$  : pione, PID =2

$A\pi_8 \wedge A\pi_9 \wedge \bar{A}\pi_7$  : pione, PID =2

$A\pi_7 \wedge A\pi_9 \wedge \bar{A}\pi_8$  : pione, PID =2

$A\pi_7 \wedge (\bar{A}\pi_8 \wedge \bar{A}e_8) \wedge (\bar{A}\pi_9 \wedge \bar{A}e_9)$  : pione, PID =3

$A\pi_8 \wedge (\bar{A}\pi_7 \wedge \bar{A}e_7) \wedge (\bar{A}\pi_9 \wedge \bar{A}e_9)$  : pione, PID =3

$A\pi_9 \wedge (\bar{A}\pi_7 \wedge \bar{A}e_7) \wedge (\bar{A}\pi_8 \wedge \bar{A}e_8)$  : pione, PID =3

$Ae_7 \wedge Ae_8 \wedge Ae_9$  : elettrone, PID=1

$Ae_7 \wedge Ae_8 \wedge \bar{A}e_9$  : elettrone, PID =2

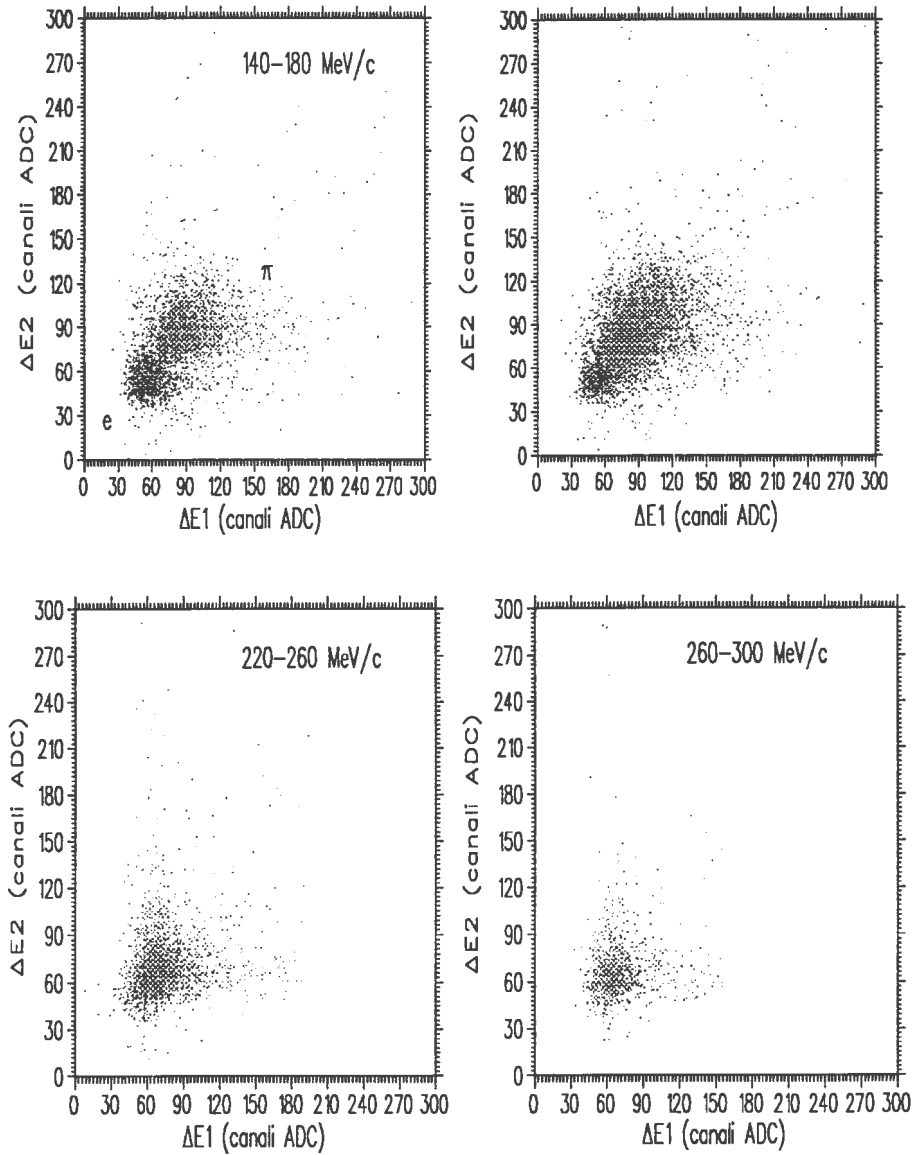


Figura 6.11: Distribuzioni di pioni (in verde) ed elettroni (in rosso) nello scatterplot ( $\Delta E1$  vs  $\Delta E2$ ) in corrispondenza a quattro diversi intervalli di momento. Si noti come il grado di separazione diminuisce all'aumentare del momento.

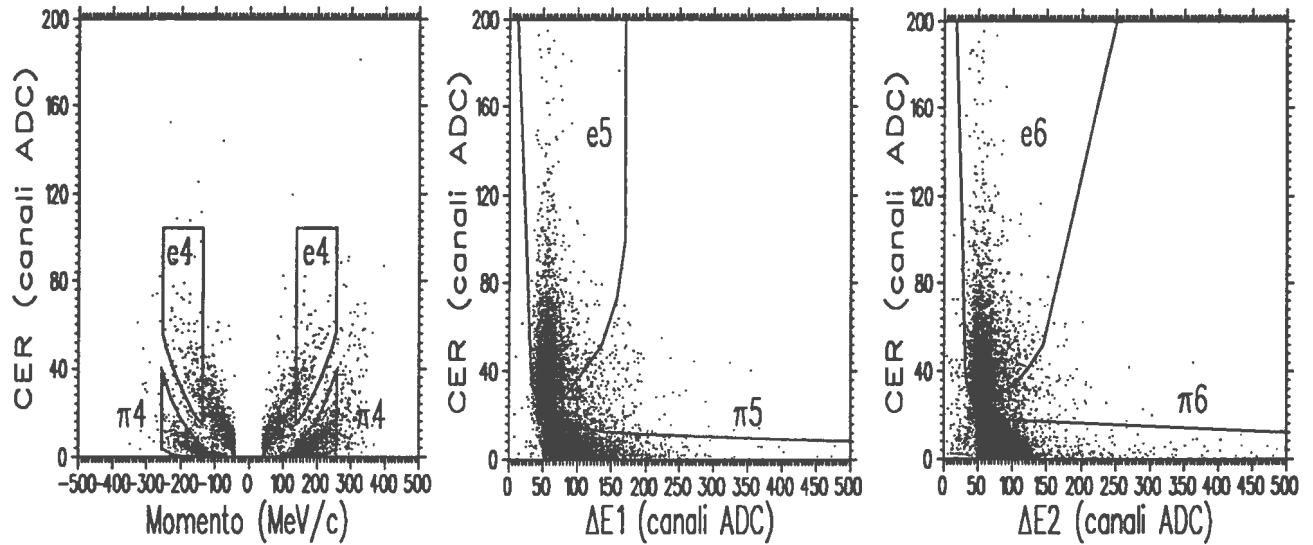


Figura 6.12: Scatterplots usati per la discriminazione tra pioni ed elettroni nell'intervallo di momenti 140-250 MeV/c. Su ogni scatterplot sono mostrati i contorni di identificazione delle particelle.

$Ae_8 \wedge Ae_9 \wedge \bar{A}e_7$  : elettrone, PID =2

$Ae_7 \wedge Ae_9 \wedge \bar{A}e_8$  : elettrone, PID =2

$Ae_7 \wedge (\bar{A}\pi_8 \wedge \bar{A}e_8) \wedge (\bar{A}\pi_9 \wedge \bar{A}e_9)$  : elettrone, PID =3

$Ae_8 \wedge (\bar{A}\pi_7 \wedge \bar{A}e_7) \wedge (\bar{A}\pi_9 \wedge \bar{A}e_9)$  : elettrone, PID =3

$Ae_9 \wedge (\bar{A}\pi_7 \wedge \bar{A}e_7) \wedge (\bar{A}\pi_8 \wedge \bar{A}e_8)$  : elettrone, PID =3

Le particelle con momento superiore a 250 MeV/c che non sono state identificate, vengono analizzate con gli algoritmi descritti nel paragrafo § 5.5.2.

Nelle tabelle di pag.118 sono riportati i risultati dell'identificazione delle particelle rivelate dallo spettrometro, per ognuno dei 4 nuclei studiati, e nelle figure 6.14a e segg. sono riportate con colori diversi le distribuzioni delle particelle in tutti gli scatterplots definibili con le quattro informazioni momento,  $\Delta E1$ ,  $\Delta E2$ ,  $\dot{C}ER$  e momento dopo la procedura di identificazione.

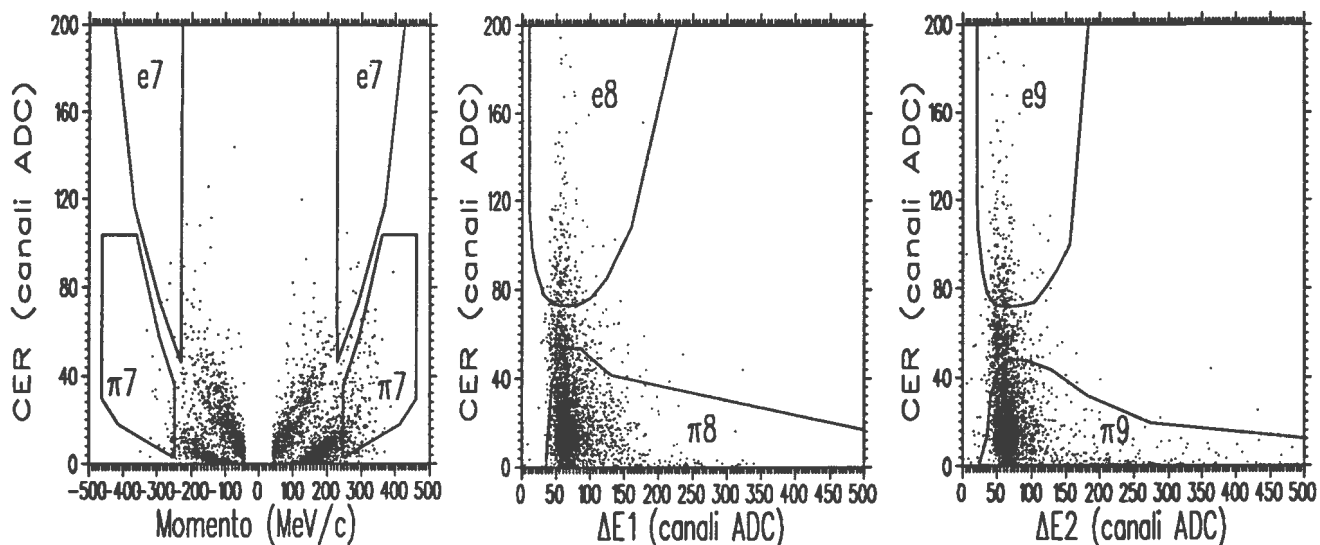


Figura 6.13: Scatterplots usati per la discriminazione tra pioni ed elettroni per momenti superiori a 250 MeV/c. Su ogni scatterplot sono mostrati i contorni di identificazione delle particelle

### 6.5 Classificazione delle reazioni

Nel diagramma di flusso del programma di analisi (fig.6.2) la routine successiva a quella di identificazione delle particelle, è REACTION-TYPE: essa opera una classificazione degli eventi in base al numero e tipo delle particelle rivelate dallo spettrometro. Per ogni evento, essa calcola due numeri:

- 1) EV-TYPE1. È un numero decimale a 6 cifre: la prima partendo da destra indica il tipo di particella associata alla prima traccia ricostruita, la seconda cifra indica il tipo di particella associata alla seconda traccia ricostruita, e via di seguito, secondo la convenzione:

traccia non identificata	= 0
$e^+$	= 1
$e^-$	= 2
$\pi^+$	= 3
$\pi^-$	= 4
$p$	= 5
$d$	= 6
traccia non ricostruita correttamente	= 9

L'ultima indica il numero delle tracce dell'evento. Se il numero di tracce è inferiore a 5, le cifre corrispondenti alle tracce non esistenti vengono poste uguali ad 8. Così, ad esempio, se di un'evento sono state ricostruite 3 tracce, di cui la prima traccia è un  $\pi^-$ , la seconda un protone e la terza un  $\pi^+$  (evento di produzione pionica):

$$EV-TYPE1 = 388354$$

- 2) EV-TYPE2 Il numero delle sue cifre è uguale al numero delle tracce rivelate (tre, nel caso dell'esempio precedente) e corrispondono ai numeri di identificazione delle particelle scritti in ordine decrescente verso destra. In questo modo, due eventi con le stesse particelle negli stati finali, ma con un ordine di ricostruzione delle tracce diverso, hanno due diversi valori di EV-TYPE1, ma uguale valore di EV-TYPE2. Nel caso dell'esempio precedente:



1

Particella	PID=1	PID=2	PID=3	totale
$e$	0.9	0.7	0.3	1.9
$\pi$	25.7	4.8	4.5	35
$p$	57	0.3	-	57.3
$d$	1	0.1	-	1.1
non ident.				4.7

Tabella 0.1: Percentuali delle particelle riconosciute nelle analisi delle reazioni di produzione pionica indotta da pioni a  $T_{\pi^+} = 280$  MeV su nucleo di  ${}^2H$ .

Particella	PID=1	PID=2	PID=3	totale
$e$	0.7	0.5	0.1	1.3
$\pi$	19.2	2	2.3	23.5
$p$	67.5	0.1	-	67.9
$d$	1	0.3	-	1.3
non ident.				3

Tabella 0.2: Percentuali delle particelle riconosciute nelle analisi delle reazioni di produzione pionica indotta da pioni a  $T_{\pi^+} = 280$  MeV su nucleo di  ${}^{12}C$ .

Particella	PID=1	PID=2	PID=3	totale
$e$	1	0.7	0.3	2.1
$\pi$	15	2	2.3	19.3
$p$	69	0.1	-	69.1
$d$	1.2	0.1	-	1.6
non ident.				3.7

Tabella 0.3: Percentuali delle particelle riconosciute nelle analisi delle reazioni di produzione pionica indotta da pioni a  $T_{\pi^+} = 280$  MeV su nucleo di  ${}^{20}Ca$ .

Particella	PID=1	PID=2	PID=3	totale
$e$	1.5	3.1	1	8.6
$\pi$	12	1	1.8	14.9
$p$	66.6	0.2	-	66.8
$d$	5.1	0.1	-	5.8
non ident.				3

Tabella 0.4: Percentuali delle particelle riconosciute nelle analisi delle reazioni di produzione pionica indotta da pioni a  $T_{\pi^+} = 280$  MeV su nucleo di  ${}^{208}Pb$ .

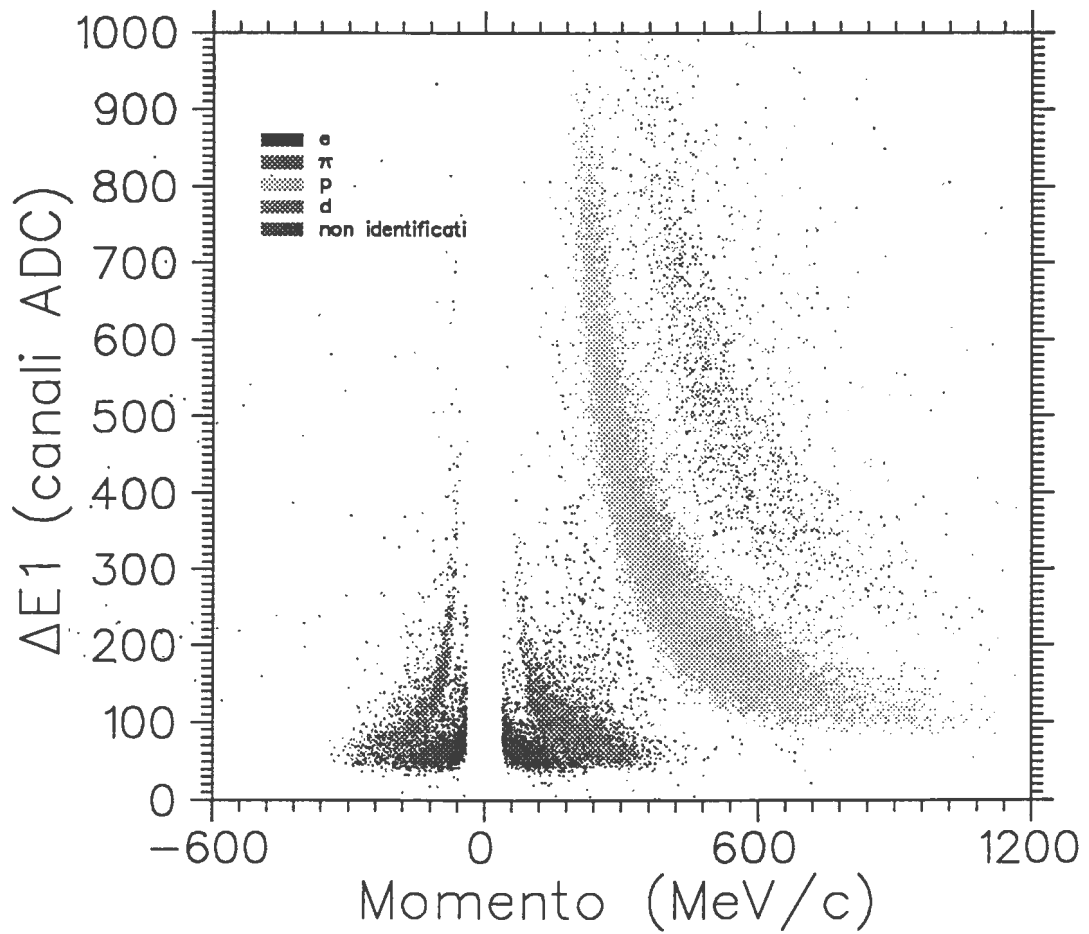


Figura 6.14: Distribuzione dei punti rappresentativi sullo scatterplot ( $\Delta E1$  vs *momento*) delle particelle cariche rivelate dallo spettrometro CHAOS, ottenuta dopo la procedura di identificazione. Nel grafico sono mostrate le particelle con tutti i gradi di identificazione (PID).

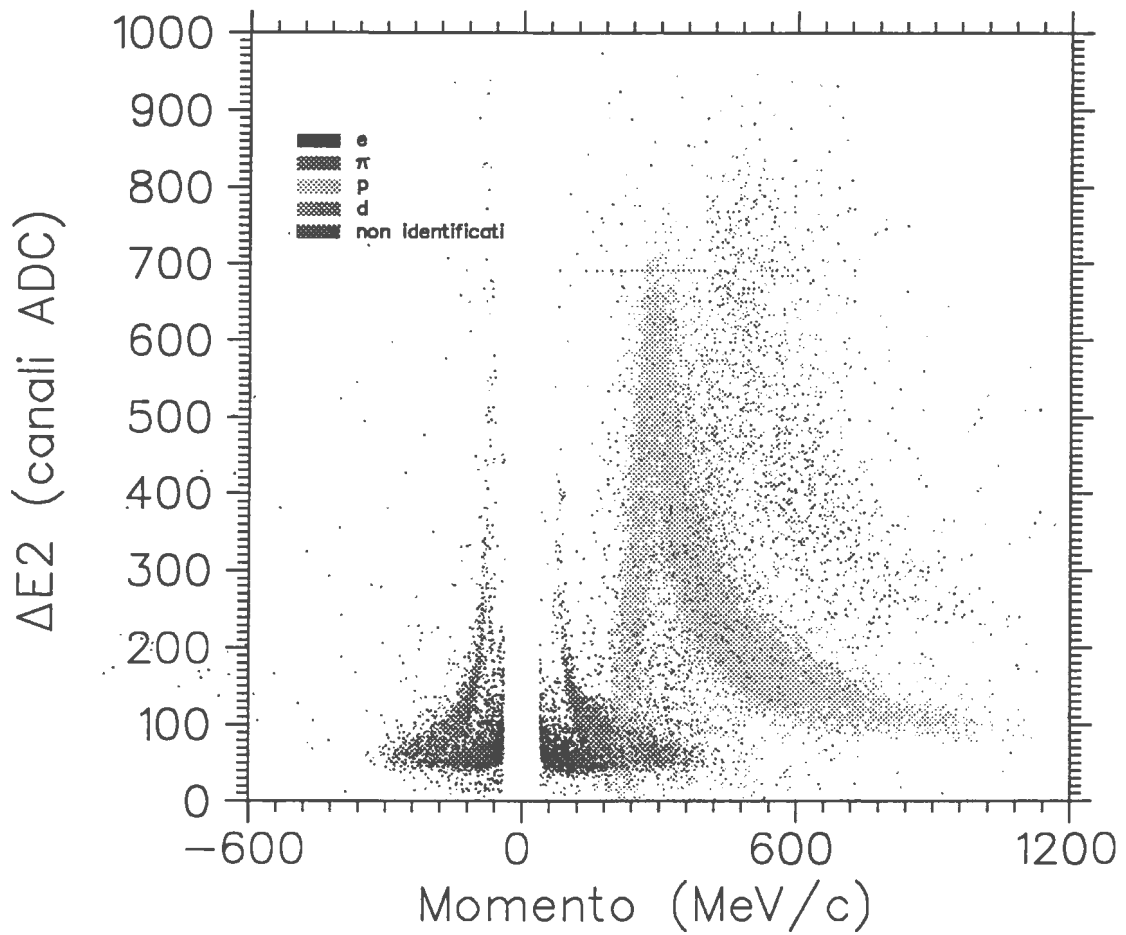


Figura 6.15: Distribuzione dei punti rappresentativi sullo scatterplot ( $\Delta E2$  vs *momento*) delle particelle cariche rivelate dallo spettrometro CHAOS, ottenuta dopo la procedura di identificazione. Nel grafico sono mostrate le particelle con tutti i gradi di identificazione (PID).

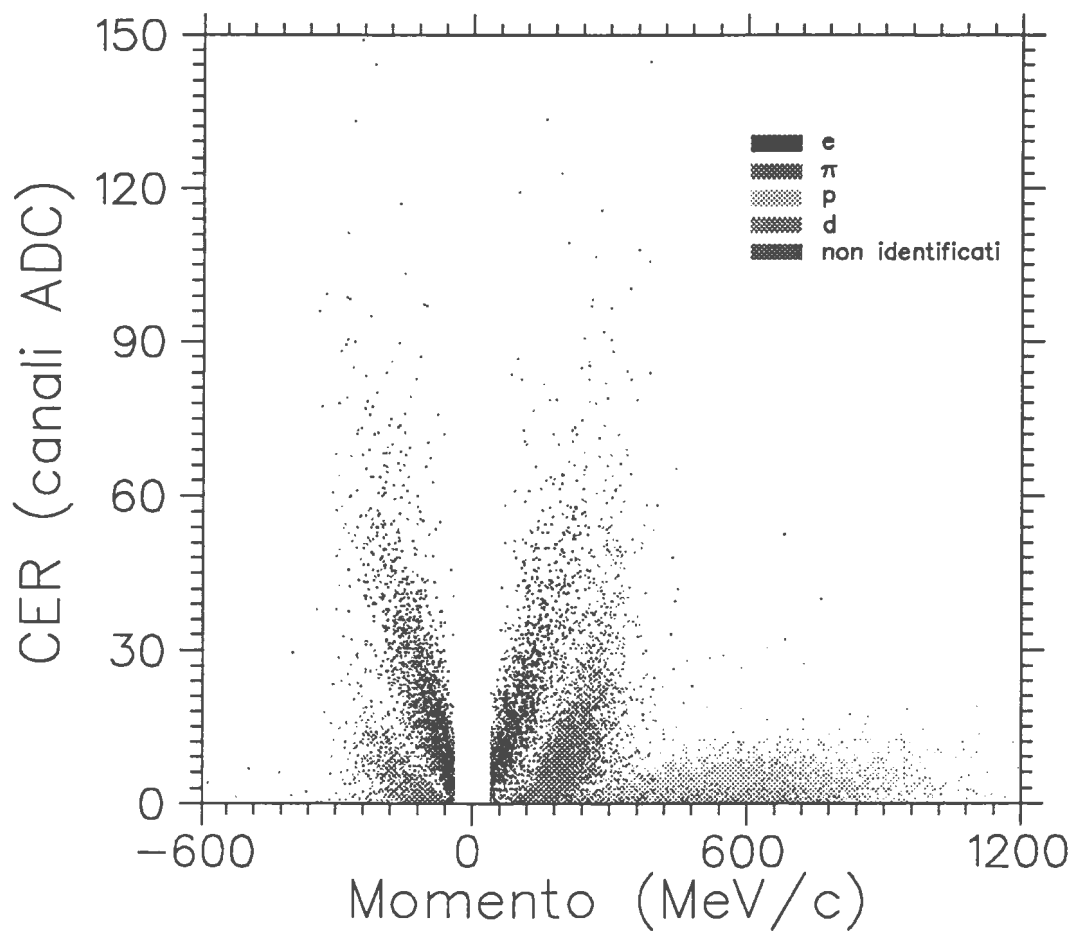


Figura 6.16: Distribuzione dei punti rappresentativi sullo scatterplot (*CER vs momento*) delle particelle cariche rivelate dallo spettrometro CHAOS, ottenuta dopo la procedura di identificazione. Nel grafico sono mostrate le particelle con tutti i gradi di identificazione (PID).

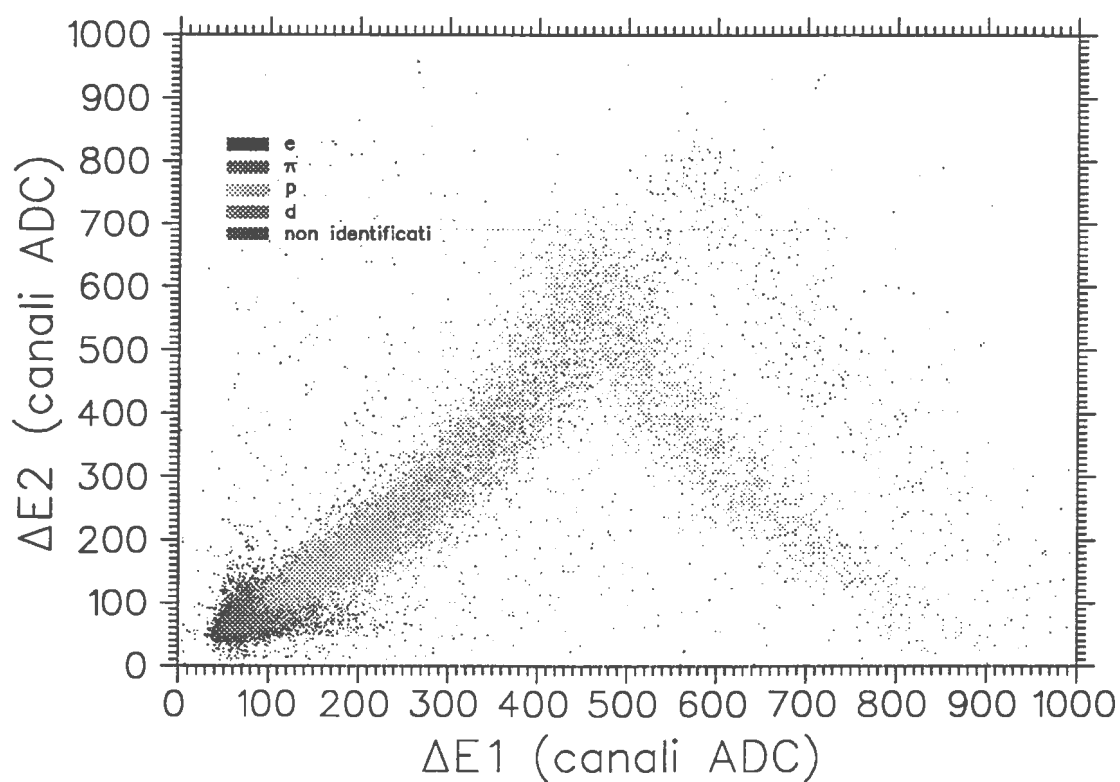


Figura 6.17: Distribuzione dei punti rappresentativi sullo scatterplot ( $\Delta E1$  vs  $\Delta E2$ ) delle particelle cariche rivelate dallo spettrometro CHAOS, ottenuta dopo la procedura di identificazione. Nel grafico sono mostrate le particelle con tutti i gradi di identificazione (PID).

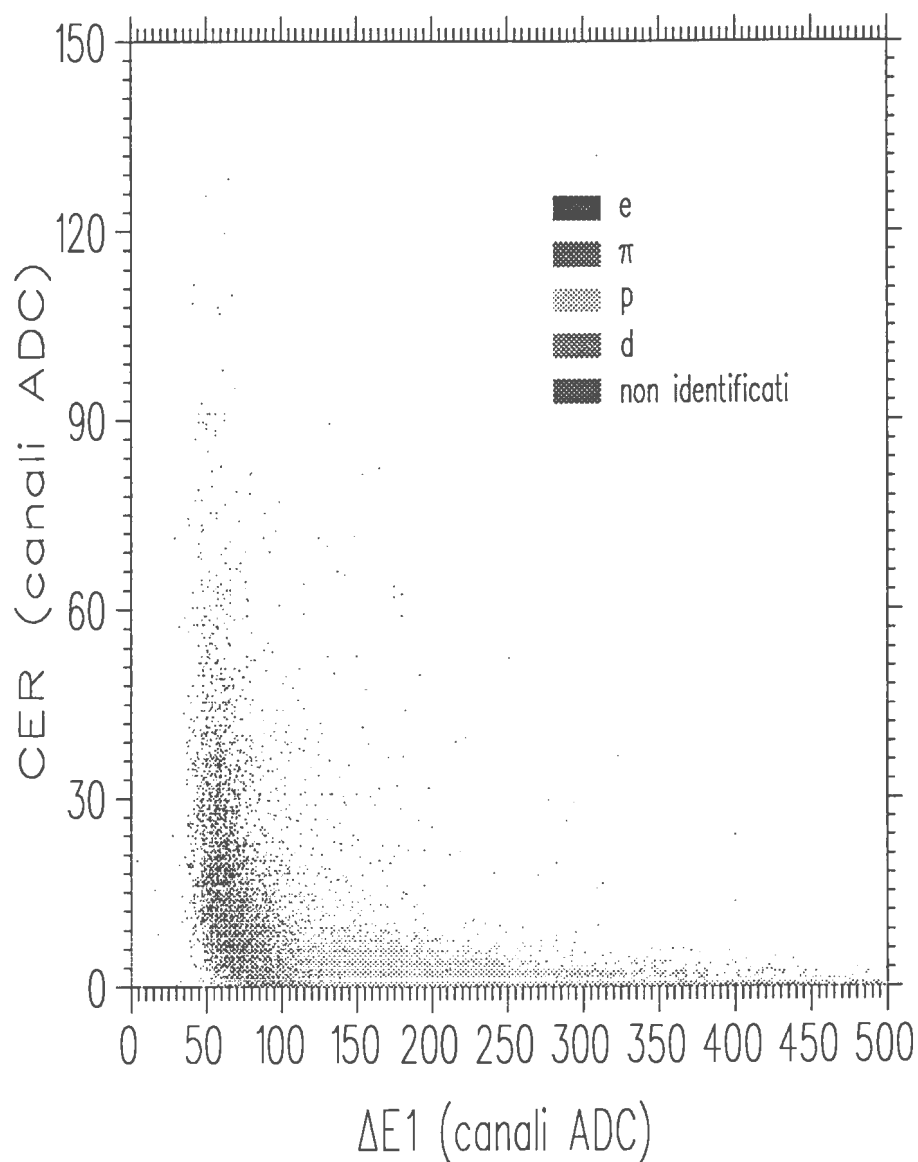


Figura 6.18: Distribuzione dei punti rappresentativi sullo scatterplot ( $CER$  vs  $\Delta E1$ ) delle particelle cariche rivelate dallo spettrometro CHAOS, ottenuta dopo la procedura di identificazione. Nel grafico sono mostrate le particelle con tutti i gradi di identificazione (PID).

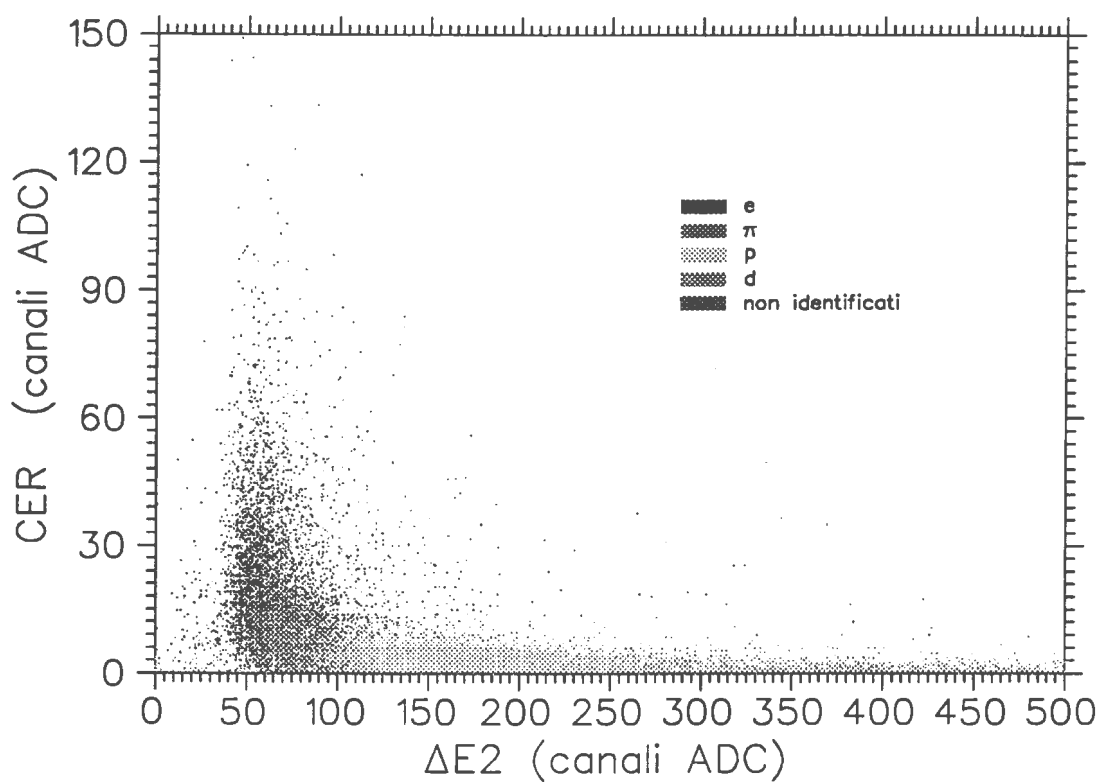


Figura 6.19: Distribuzione dei punti rappresentativi sullo scatterplot ( $CER$  vs  $\Delta E2$ ) delle particelle cariche rivelate dallo spettrometro CHAOS, ottenuta dopo la procedura di identificazione. Nel grafico sono mostrate le particelle con tutti i gradi di identificazione (PID).

## EV-TYPE2 = 543

Il primo numero viene usato dalle routine che usano l'informazione dell'ordine temporale della ricostruzione delle tracce (ad esempio la routine REJECT (§ 5.4) che provvede all'identificazione e rigetto dei muoni che non sono stati identificati dal secondo livello di trigger). Il secondo numero viene usato per il conteggio dei tipi di stati finali delle reazioni. Nella tabella 6.1 sono riportate le intensità dei canali definiti dai valori di EV-TYPE2 ottenute su campioni di 100.000 eventi per ciascun nucleo (i risultati si riferiscono a misure non ancora sottoposte a *skimming*).



Particelle rivelate	$^2H$	$^{12}C$	$^{40}Ca$	$^{208}Pb$
$e^+,e^+$	2	0	1	5
$e^-,e^+$	330	202	292	1430
$p,e^+$	505	124	134	249
$d,e^+$	26	4	4	12
$e^-,e^-$	3	0	1	21
$p,e^-$	151	91	126	508
$d,e^-$	2	4	5	30
$\pi^+,e^-$	50	21	50	144
$\pi^+,e^+$	5	2	3	3
$\pi^-, \pi^+$	150	43	66	52
$\pi^+, \pi^+$	102	11	28	8
$\pi^-, e^+$	41	12	16	97
$\pi^-, e^-$	0	0	0	2
$p, \pi^+$	50755	11453	10620	6087
$p, \pi^-$	202	797	830	1480
$d, \pi^-$	3	29	32	85
$\pi^-, \pi^-$	0	0	0	0
$p, p$	9892	10355	11970	12374
$e^-, e^-, e^+$	0	0	0	3
$\pi^+, e^-, e^+$	1	0	0	1
$\pi^-, e^-, e^+$	0	0	0	0
$p, e^-, e^+$	89	30	32	100
$d, e^-, e^+$	1	1	1	4
$p, e^-, e^-$	0	0	0	1
$\pi^+, \pi^+, e^-$	0	0	2	0
$p, \pi^+, e^-$	12	3	4	12
$d, \pi^+, e^-$	0	0	1	0
$\pi^-, \pi^+, e^+$	1	0	0	0
$p, \pi^+, e^+$	0	0	2	0
$p, \pi^+, \pi^+$	6	5	6	2
$p, \pi^-, \pi^+$	19	3	4	2
$p, p, \pi^+$	14	182	142	105
$p, p, \pi^-$	1	40	32	43
$d, \pi^+, \pi^+$	0	0	0	1
$d, d, \pi^+$	0	4	2	1
$p, \pi^-, e^+$	11	2	2	6
$d, \pi^-, e^+$	0	0	1	1
$d, p, \pi^-$	0	4	1	4

Tabella 6.1: Per ognuno dei 4 nuclei vengono riportate le intensità del numero degli eventi nei canali definiti da EV-TYPE2, per un totale di 100000 eventi analizzati per ogni nucleo.

## Capitolo 7

# Analisi dei dati e risultati

In questo capitolo vengono presentati i risultati ottenuti dalle analisi delle reazioni di produzione pionica indotte da pioni su nuclei. Si tratta di risultati preliminari e non completi, dato che attualmente sono in corso i calcoli delle correzioni per l'accettazione dell'apparato e per il programma di analisi. Al termine di questi calcoli sarà possibile determinare le sezioni d'urto differenziali ed integrali delle reazioni di produzioni pionica e quindi operare un confronto in unità assolute con le previsioni dei modelli descritti nei §3.4.1, §3.4.2 e §3.5.

Tuttavia si può già fare una serie di considerazioni sui risultati preliminari, e trarre alcune conclusioni significative. Queste saranno discusse nei prossimi paragrafi e riguardano:

- a) le distribuzioni energetiche dei pioni emessi nelle reazioni, il loro confronto con lo spazio delle fasi, e l'interazione coulombiana dei due pioni uscenti con il nucleo residuo;
- b) l'analisi comparata delle distribuzioni della massa invariante dei due pioni emessi nei due canali  $(\pi^+, \pi^-)$  ( $I_z=0$ ), e  $(\pi^+, \pi^+)$  ( $I_z=2$ ), ed il loro confronto con le previsioni teoriche del modello [61];
- c) l'analisi in onde parziali del sistema  $(\pi^+, \pi^-)$ ;
- d) il ruolo di "spettatore" che il protone non rivelato ha nel meccanismo di produzione pionica su nuclei.

Nel primo paragrafo verrà brevemente descritta la procedura di filtraggio (*skimming*) dei dati su supporto magnetico, al termine della quale i dati vengono analizzati per la determinazione delle sezioni d'urto.

### 7.1 *Skimming* dei dati

Prima di procedere all'analisi dei dati riguardanti la reazione di produzione pionica, è necessario operare un filtro dei dati sul nastro magnetico per eliminare il maggior numero possibile di eventi delle reazioni antagoniste (operazione di *skimming*). Gli eventi che superano lo *skimming* vengono scritti in files su disco magnetico che rispetto ai nastri hanno tempi di accesso molto minori, ma che soprattutto permettono di ripetere l'analisi più volte, se necessario.

La maggior parte degli eventi che vengono eliminati dalla procedura di *skimming* sono eventi con tracce mal ricostruite o che non provengono dalla zona del bersaglio. Un'altra parte consistente è costituita dalle reazioni di diffusione quasi-elastica (EV-TYPE2=53, con un protone ed un  $\pi^+$  rivelati) e dalla reazione di assorbimento del pione (con due protoni rivelati). In totale, lo *skimming* riduce di più del  $\sim 90\%$  i dati presenti su nastro.

Gli eventi di tipo EV-TYPE2=53 provenienti dalla diffusione quasi-elastica sono riconoscibili dalla correlazione esistente tra gli angoli di emissione del  $p$  e del  $\pi^+$  (fig.7.1).

Qui si seguito, riassumiamo brevemente la procedura di *skimming*:

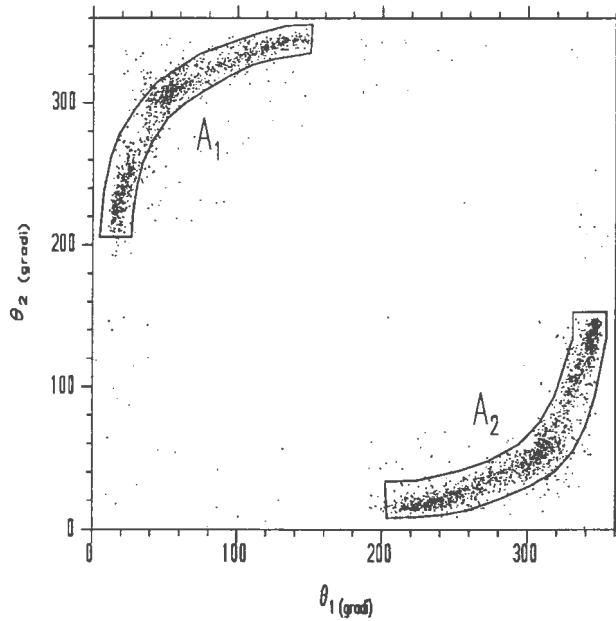


Figura 7.1: Scatterplot tra gli angoli di diffusione del  $\pi^+$  e del  $p$  emessi nelle reazioni con EV-TYPE2=53. Gli eventi corrispondenti a diffusione quasi-elastica, vengono riconosciuti dalla correlazione angolare attraverso i due contorni di selezione.

Nucleo	Eventi $A(\pi^+, \pi^+ \pi^-)$	Eventi $A(\pi^+, \pi^+ \pi^+)$
$^2H$	8665	1150
$^{12}C$	2168	434
$^{40}Ca$	1735	638
$^{208}Pb$	2634	365

Tabella 7.1: Numero di eventi di produzione pionica analizzati per ciascuno dei 4 nuclei.

- si eliminano gli eventi con EV-TYPE2 = 53 i cui punti rappresentativi nello scatterplot ( $\theta_{\pi^+}$  vs  $\theta_p$ ) sono contenuti nei due contorni  $A_1, A_2$  di fig.7.1.
- si eliminano gli eventi con particelle non identificate (PIN=0);
- si richiede che il numero di tracce correttamente ricostruite (con un taglio sul valore del  $\chi^2$ ) sia maggiore o uguale a 2, e che esse provengano dal bersaglio (nelle fig.7.2 per ognuno dei 4 nuclei, sono riportate le distribuzioni dei vertici di interazione proiettati sul piano parallelo ai bersagli, ed i contorni che delimitano le zone attive dei bersagli);
- si eliminano gli eventi con EV-TYPE2 = 55, 65 e 66 (rispettivamente  $(p,p)$ ,  $(d,p)$  e  $(d,p)$ ). Dato che l'efficienza di riconoscimento dei protoni e deutoni è  $\sim 99\%$ , la probabilità dell'errata identificazione di tali eventi come una coppia ( $\pi^+ \pi^-$ ) è dell'un per mille (L'ulteriore taglio operato in fase di analisi sulla cinematica (somma dei momenti) rende trascurabile questa contaminazione.

Terminata la procedura di skimming, è iniziata l'analisi vera e propria dei dati, la cui situazione attuale è riassunta nella tab.7.1, dove sono riportati i numeri di eventi di produzione pionica analizzati per ciascun nucleo.

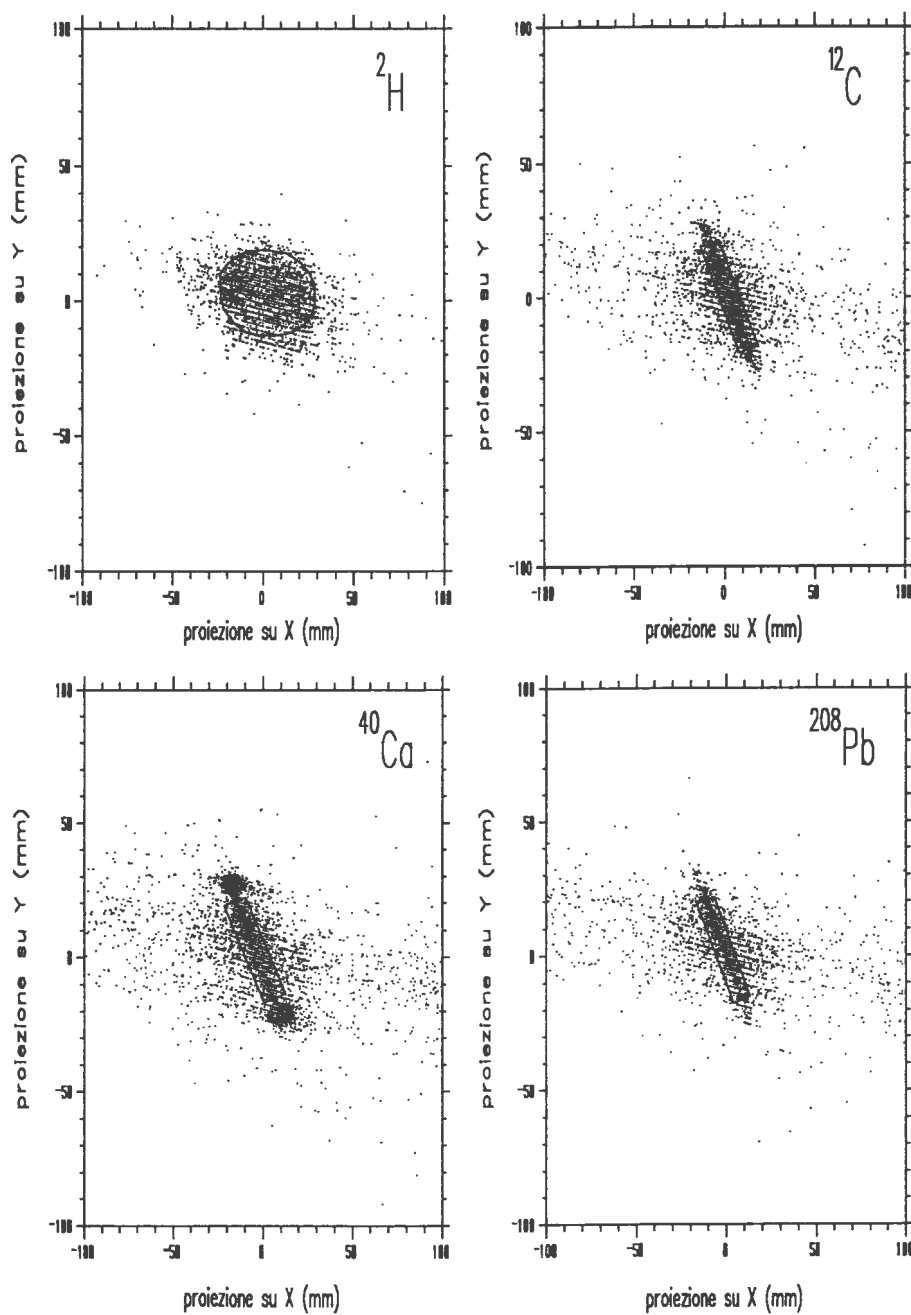


Figura 7.2: Distribuzioni delle proiezioni dei vertici di interazione sui piani dei bersagli e contorni per la selezione dei punti. Nel caso del deuterio, il contenitore del bersaglio è di forma cilindrica, e la proiezione è fatta su un piano perpendicolare al suo asse.

## 7.2 Simulazioni montecarlo GEANT per le correzioni sull'accettanza dell'apparato

I dati ottenuti dalle misure devono essere corretti per tener conto dell'accettanza dell'apparato e del processo di ricostruzione degli eventi operato dal programma di analisi.

L'accettanza dell'apparato è la risultante delle limitazioni geometriche e strumentali dello spettrometro, tra le quali le più rilevanti sono:

- 1) accettanza angolare  $\Delta\theta = (360^\circ - 40^\circ) = 320^\circ$  nel piano orizzontale, dove i  $40^\circ$  sottratti sono dovute alle finestre angolari di ingresso ed uscita del fascio incidente, in prossimità delle quali sono stati tolti due telescopi CFT;
- 2) accettanza angolare  $\Delta\phi = \pm 7^\circ$  nel piano verticale;
- 3) soglie energetiche di rivelazione delle particelle, corrispondenti ad una soglia in momento di  $40 \text{ MeV}/c$  per un campo magnetico  $B = 0.5 \text{ T}$ ;
- 4) perdita di energia e deflessioni delle traiettorie delle particelle dovuti all'interazione con gli spessori dei rivelatori di tracciamento;
- 5) mancato segnale delle traiettorie sulle zone morte delle camere a fili WC3 e WC4, e sui singoli fili spenti;
- 6) probabilità di decadimento di pioni;
- 7) probabilità che due tracce raggiungano lo stesso telescopio CFT.

La correzione che tiene conto dell'inefficienza di ricostruzione degli eventi operata dal programma di analisi, è invece determinata principalmente dall'inefficienza delle procedure di ricostruzione delle traiettorie e di quelle di identificazione in massa delle particelle.

Il calcolo delle correzioni viene fatto per ognuno dei canali di reazione studiati, dato che la risposta dello strumento dipende dal numero e dal tipo delle particelle presenti negli stati finali. La procedura di simulazione per il calcolo delle correzioni è la seguente:

- 1) dapprima viene generata una distribuzione uniforme in momento ed angolo degli eventi voluti sulla porzione della superficie sferica che contiene la proiezione della superficie cilindrica dei CFT. Detti  $p_1, p_2, (p_3)$  ed  $\theta_1, \theta_2, (\theta_3)$  rispettivamente i momenti e gli angoli di diffusione delle 2 (3) particelle rivelate per ciascun evento, al termine della generazione uniforme, essi vengono scritti all'interno di una matrice a 4 (6) dimensioni. I 4 (6) assi che definiscono l'iperspazio rappresentativo di ciascun evento, vengono divisi in intervalli, in modo da raccogliere i dati in *bin* di dimensione 4 (6);
- 2) gli eventi vengono quindi fatti analizzare dal programma montecarlo GEANT che simula il funzionamento dello spettrometro;
- 3) gli eventi in uscita da GEANT vengono processati dal programma di analisi SUSI-YBOS (lo stesso utilizzato per l'analisi). Al termine dell'analisi viene ripetuta l'operazione di raccolta dei dati in *bin* di 4 (6) dimensioni.
- 4) vengono infine calcolati i rapporti tra il contenuto di ognuno dei *bin* della matrice di partenza e quelle della matrice di arrivo, e tali valori costituiscono i coefficienti di correzione dei dati, che vengono assegnati successivamente ad ogni evento sperimentale sottoforma di peso  $w$ .

La correzione dei dati per l'accettanza dell'apparato è in corso. Essa necessita di parecchi mesi di CPU per essere statisticamente inferiore al 10 %. Tuttavia una prima correzione è stata fatta sugli spettri mostrati, utilizzando i dati di montecarlo finora disponibili, raccolti in *bins* di dimensioni maggiori.

### 7.3 Distribuzioni energetiche dei pioni emessi dalle reazioni di produzione pionica sui nuclei di ${}^2\text{H}$ , ${}^{12}\text{C}$ , ${}^{40}\text{Ca}$ , ${}^{208}\text{Pb}$ .

I primi risultati delle analisi riguardano le distribuzioni energetiche dei pioni emessi nelle reazioni di produzione pionica nei due canali  $(\pi^+, \pi^-)$  e  $(\pi^+, \pi^+)$ . Esse sono mostrate nelle figure 7.5, 7.6, 7.7, 7.8 e 7.9, 7.10, 7.11, 7.12 e si riferiscono ai dati non ancora corretti per l'accettanza dell'apparato e per il programma di ricostruzione degli eventi.

La prima considerazione che può essere fatta osservando le ultime quattro figure (quelle cioè relative al canale uscente  $\pi^+, \pi^+$ ), è che le distribuzioni energetiche dei due pioni positivi non presentano sensibili asimmetrie nella loro posizione. Tale fatto può sembrare banale visto che le due particelle rivelate sono identiche. Tuttavia, tale circostanza ci fornisce delle indicazioni sulla validità della procedura di ricostruzione delle tracce (e quindi del loro momento): infatti se gli spettri energetici della prima e della seconda traccia sono uguali, ciò significa che la ricostruzione della seconda traccia non risente in nessun modo dalla ricostruzione della prima traccia (ricordiamo che la ricostruzione avviene sempre partendo dalla cella n.0 di WC4 e ruotando in senso orario, per cui la prima traccia ad essere ricostruita è sempre la più vicina alla cella numero 0). Una seconda considerazione riguarda invece le distribuzioni energetiche nel canale  $(\pi^+, \pi^-)$ . Dalle prime quattro figure si nota una differenza dei valori centrali delle energie del  $\pi^+$  e quelle del  $\pi^-$ : tali differenze sono prevalentemente dovute al differente segno della interazione coulombiana del  $\pi^+$  e del  $\pi^-$  con i nuclei residui, e ciò è confermato dal fatto che l'entità di tali differenze, cresce con il numero atomico del nucleo. In prima approssimazione si può fare un conto classico dell'energia coulombiana dei  $\pi^+$  e del  $\pi^-$  sulla superficie del nucleo, trattando questo come una distribuzione sferica di carica  $Z$  di raggio  $R = R_0 A^{1/3}$  (con  $R_0 = 1.2 \text{ fm}$ ). Nell'ipotesi che i pioni vedano la carica del nucleo concentrata in un punto, l'energia coulombiana  $U$  dei pioni è:

$$U = k \frac{Ze^2}{R + r} \quad (7.1)$$

essendo  $k = 1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$  (vedi [65] pag.480) ed  $r = 0.65 \pm 0.01 \text{ fm}$  il raggio del pione [11]. I valori che si ottengono per le differenze tra le energie dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^-$  sono rappresentati nella tab.7.2, assieme ai valori delle differenze tra i valori medi misurati delle distribuzioni dei due pioni. Dalla tabella si vede che pur essendo i due valori dello stesso ordine di grandezza, man mano che aumenta il numero atomico del nucleo, aumenta la differenza tra il valore misurato e quello calcolato. Questo è sostanzialmente dovuto al fatto che i pioni vengono creati all'interno del nucleo, per cui non vedono quest'ultimo come una carica puntiforme. A prescindere da calcoli più complessi e precisi <sup>1</sup>, qui quello che importa è comunque che l'effetto della asimmetria delle distribuzioni energetiche dei  $\pi^+$  e del  $\pi^-$  sia ascrivibile al diverso segno dell'interazione coulombiana dei due pioni con il nucleo.

Nucleo	Calcolata	Misurata
${}^2\text{H}$	2.5 MeV	2.7 MeV
${}^{12}\text{C}$	5.5 MeV	3.5 MeV
${}^{40}\text{Ca}$	11.8 MeV	6 MeV
${}^{208}\text{Pb}$	28.4 MeV	12 MeV

Tabella 7.2: Per i nuclei studiati è riportata la differenza di energia cinetica (calcolata con la formula (7.2), e misurata) tra il  $\pi^+$  ed il  $\pi^-$  dovuta al differente segno dell'interazione coulombiana con il nucleo.

<sup>1</sup>Si veda ad esempio il tipo di calcolo fatto in [65] per la differenza di energia di un elettrone nello stato  $1s$  tra il caso in cui il nucleo venga considerato puntiforme e quello in cui venga considerato esteso.

Infine, una terza considerazione riguarda le intensità delle sezioni d'urto nei due canali  $A(\pi^+, \pi^+\pi^+)$  e  $A(\pi^+, \pi^+\pi^-)$ . Qualora si selezionino gli eventi di produzione pionica  $A(\pi^+, \pi^+\pi^+)$  (EV-TYPE1=33), si trova un numero di eventi inferiore rispetto a quelli  $A(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  secondo i rapporti mostrati in 7.1. Questi numeri, pur non essendo in unità assolute, ci danno una prima indicazione del rapporto tra le sezioni d'urto  $A(\pi^+, \pi^+\pi^-) / A(\pi^+, \pi^+\pi^+)$ . Infatti i dati sono stati raccolti contemporaneamente e l'accettanza dello spettrometro per le coppie  $(\pi^+\pi^-)$  e  $(\pi^+\pi^+)$  è circa uguale.

### 7.3.1 Confronto con lo spazio delle fasi

Una verifica fondamentale che deve essere sempre fatta sulle distribuzioni energetiche ed angolari di particelle emesse in una reazione, è il loro confronto con l'andamento dello spazio delle fasi della reazione in esame: quest'ultimo impone dei limiti cinematici che devono essere sempre rispettati, qualsiasi sia la dinamica della reazione. Ciò può essere visto dalla regola d'oro di Fermi, che calcola la probabilità  $P_{if}$  che avvenga la transizione da uno stato iniziale  $|i\rangle$  ad uno stato finale  $|f\rangle$  nell'unità di tempo:

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{if}|^2 \frac{dn_f}{dE} \quad (7.2)$$

La dinamica del processo è contenuta nell'elemento di matrice di transizione  $M_{if}$ , mentre la cinematica è contenuta nella densità nello spazio delle fasi  $dn_f/dE$ . Se quest'ultima si annulla, si annulla anche la probabilità della transizione  $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ .

Pur tenendo presente che i risultati devono essere corretti per l'accettanza dello spettrometro, è stata fatta una prima analisi delle distribuzioni energetiche ed angolari delle reazioni di produzione pionica (EV-TYPE2=43,543,643,33,533,633), e queste sono state confrontate con l'andamento dello spazio delle fasi della reazione, ottenuta con il programma FOWL. Si è trovato che per ognuno dei 4 nuclei studiati le distribuzioni sperimentali sono contenute entro i limiti imposti dallo spazio della fasi. Questo costituisce un'indicazione generale sulla validità della misura (intesa come funzionamento dell'apparato di rivelazione) e delle procedure di ricostruzione delle reazioni (calcolo del momento e identificazione in massa).

A titolo di esempio, nelle figure 7.3 e 7.4 sono mostrate le distribuzioni della somma delle energie del  $\pi^+$  e del  $\pi^-$  prodotti nelle reazioni di produzione pionica su nuclei rispettivamente di carbonio e piombo, ed esse sono confrontate con l'andamento dello spazio delle fasi (linee continue).

## 7.4 Analisi comparata delle distribuzioni di massa invariante dei due pioni nei canali $(\pi^+, \pi^-)$ ( $I_z=0$ ) e $(\pi^+, \pi^+)$ ( $I_z=2$ ) emessi nelle reazioni di produzione pionica su nuclei di ${}^2\text{H}$ , ${}^{12}\text{C}$ , ${}^{40}\text{Ca}$ , ${}^{208}\text{Pb}$ .

Perché è interessante studiare la massa invariante del sistema dei due pioni emessi nelle reazioni di produzione pionica? Come abbiamo visto nel capitolo 3, ci sono dei modelli teorici ([3],[61]) che prevedono che l'intensità dell'interazione tra due pioni nel canale  $I=J=0$  venga modificata all'interno della materia nucleare. Ora nell'ipotesi che i due pioni interagiscano per dare uno stato di tipo legato, l'intensità della loro interazione è rappresentata dalla parte immaginaria del propagatore  $ImmD_{\pi\pi}$  dei due pioni, ed è quindi possibile confrontare direttamente l'andamento di  $ImmD_{\pi\pi}$  in funzione dell'energia totale del sistema  $\pi\pi$  con la distribuzione di quest'ultima, o che è lo stesso, con la distribuzione della massa invariante  $M_I$  del sistema  $\pi\pi$ . Infatti  $M_I$  è definita come l'energia totale dei due pioni nel sistema di riferimento del loro centro di massa.

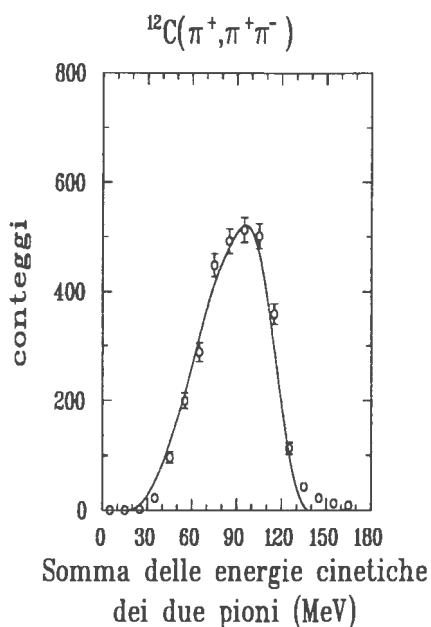


Figura 7.3: Spettro della somma delle energie cinetiche del  $\pi^+$  e del  $\pi^-$  emessi nella reazione di produzione pionica  $^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV. La curva continua è l'andamento dello spazio delle fasi.

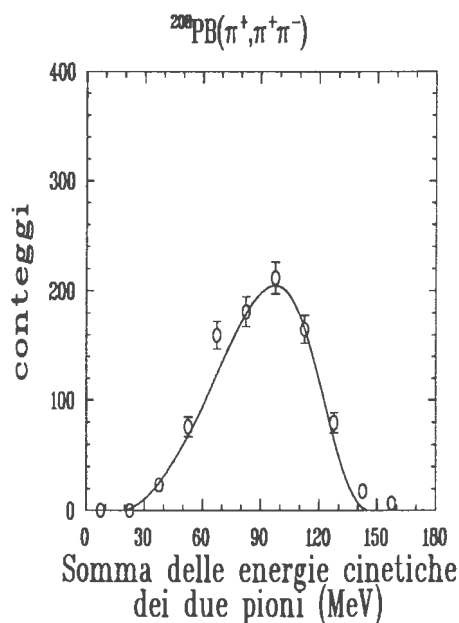


Figura 7.4: Spettro della somma delle energie cinetiche del  $\pi^+$  e del  $\pi^-$  emessi nella reazione di produzione pionica  $^{208}\text{Pb}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV. La curva continua è l'andamento dello spazio delle fasi.



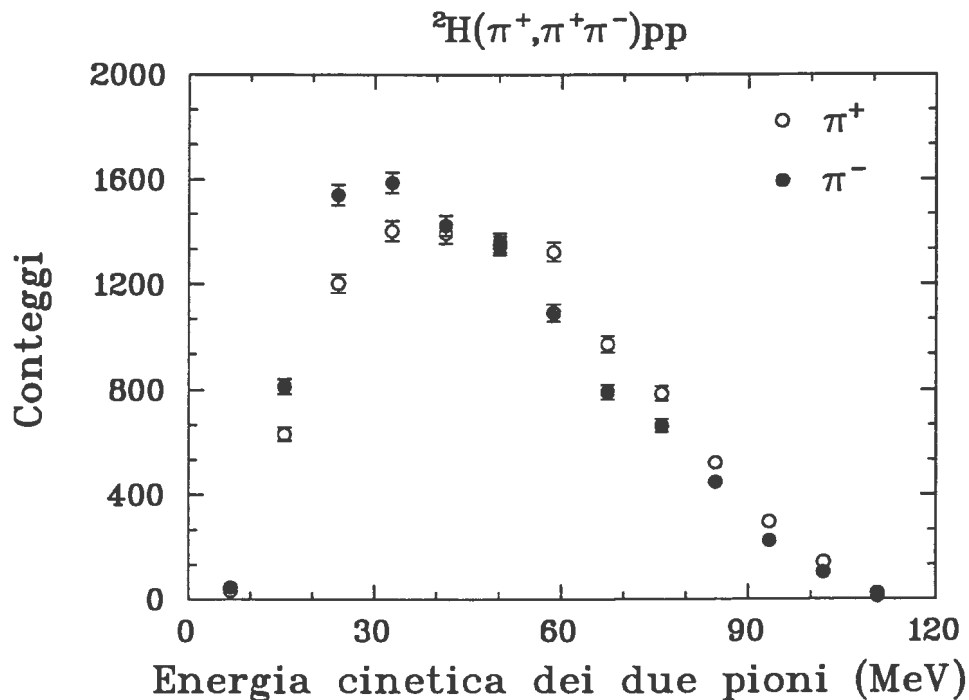


Figura 7.5: Spettri delle energie cinetiche dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^-$  emessi nelle reazioni di produzione pionica  ${}^2\text{H}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV. Le differenze tra i valori medi delle energie dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^-$  sono riportate in tab.7.2

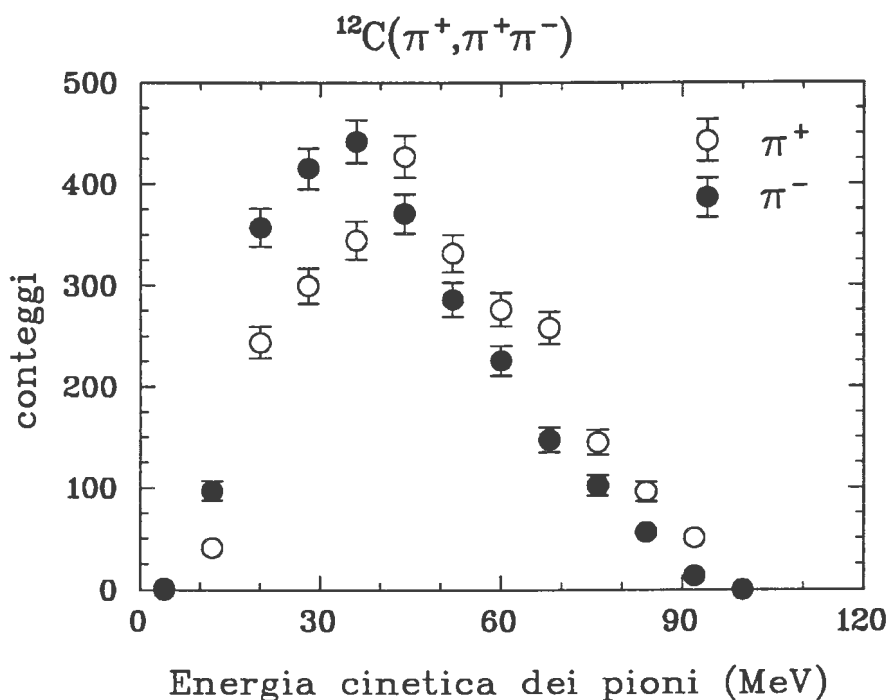


Figura 7.6: Spettri delle energie cinetiche dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^-$  emessi nelle reazioni di produzione pionica  ${}^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV. Le differenze tra i valori medi delle energie dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^-$  sono riportate in tab.7.2

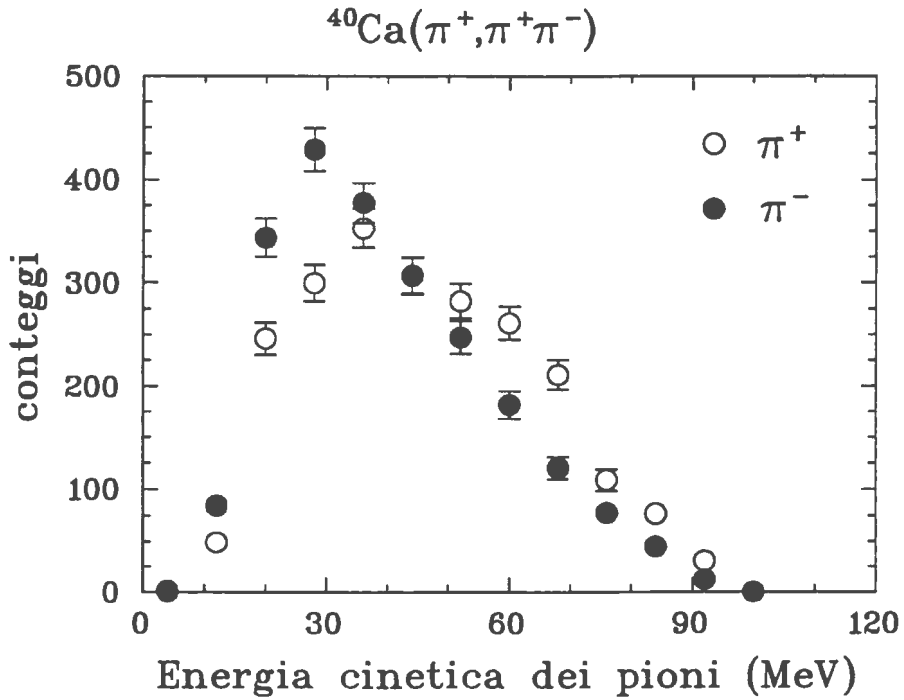


Figura 7.7: Spettri delle energie cinetiche dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^-$  emessi nelle reazioni di produzione pionica  $^{40}\text{Ca}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV. Le differenze tra i valori medi delle energie dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^-$  sono riportate in tab.7.2

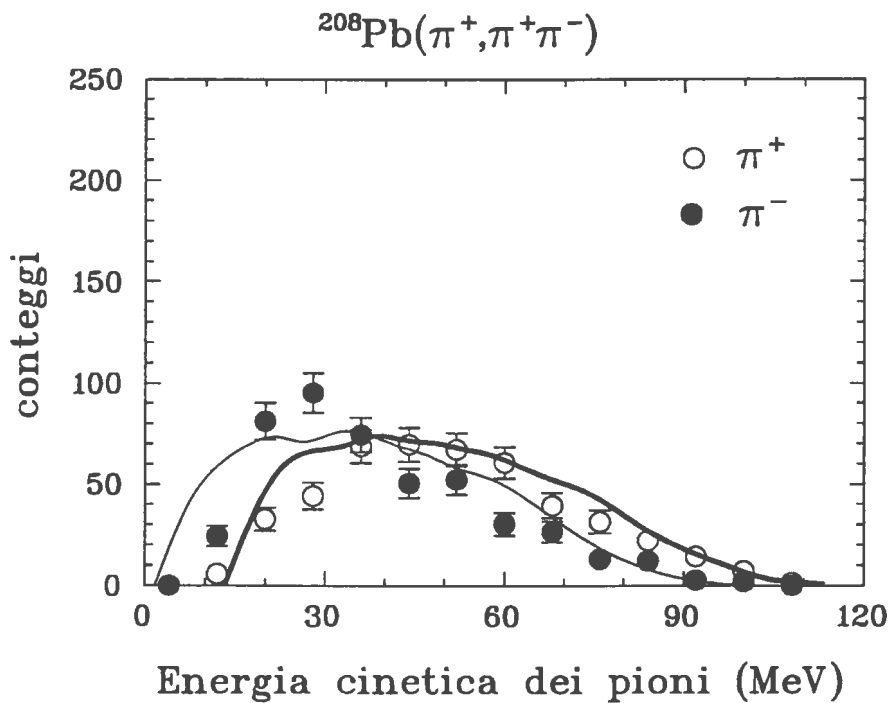


Figura 7.8: Spettri delle energie cinetiche dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^-$  emessi nelle reazioni di produzione pionica  $^{208}\text{Pb}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV. Le differenze tra i valori medi delle energie dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^-$  sono riportate in tab.7.2. Le due curve rappresentano l'andamento dello spazio delle fasi (curva semplice:  $\pi^-$ , curva doppia:  $\pi^+$ ).

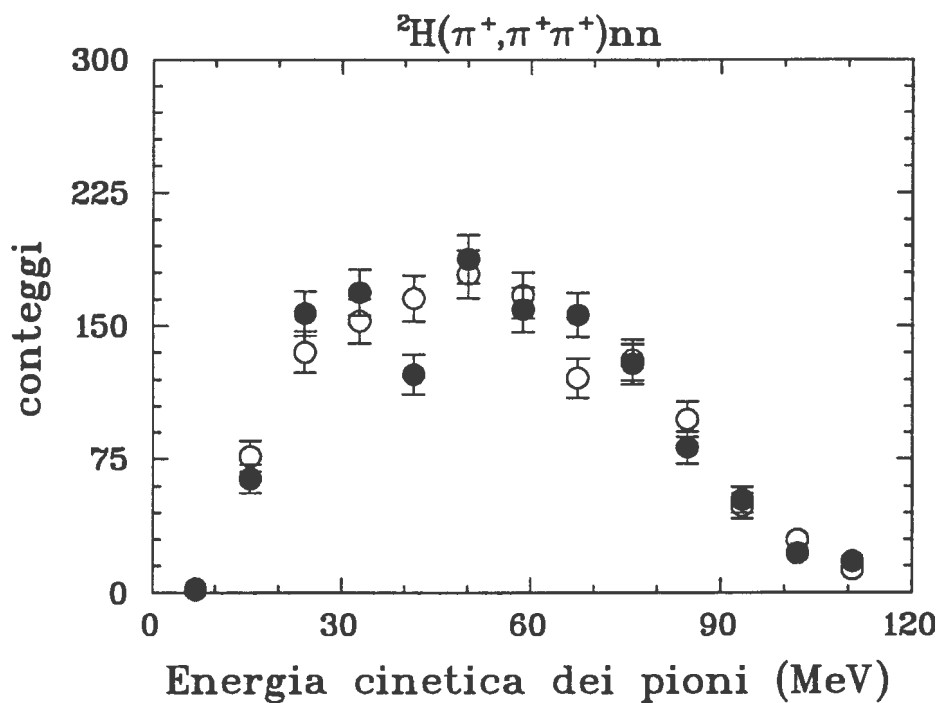


Figura 7.9: Spettri delle energie cinetiche dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^+$  emessi nelle reazioni di produzione pionica  ${}^2\text{H}(\pi^+, \pi^+\pi^+)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV.

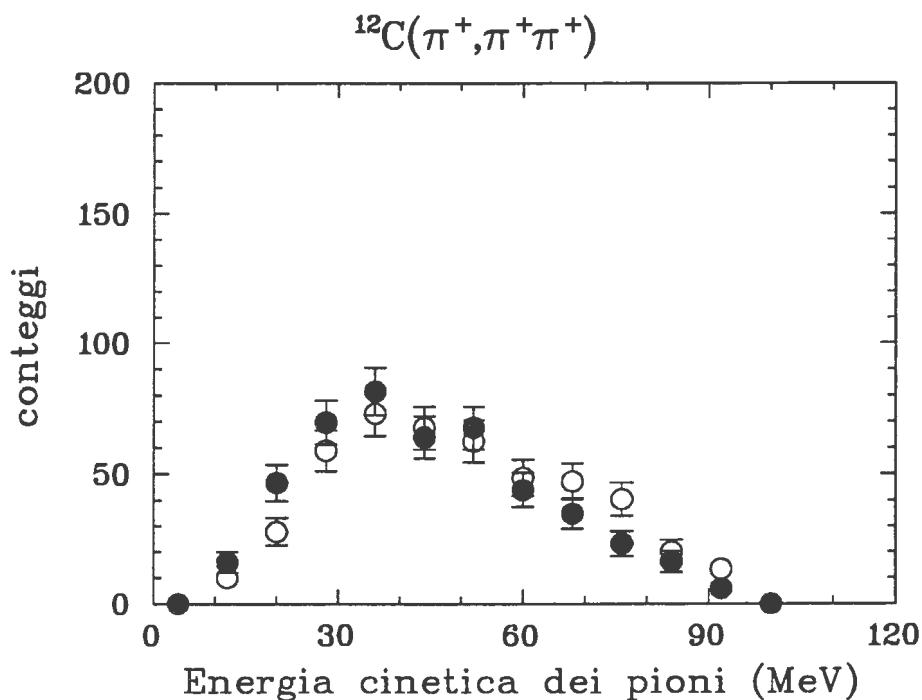


Figura 7.10: Spettri delle energie cinetiche dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^+$  emessi nelle reazioni di produzione pionica  ${}^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+\pi^+)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV.

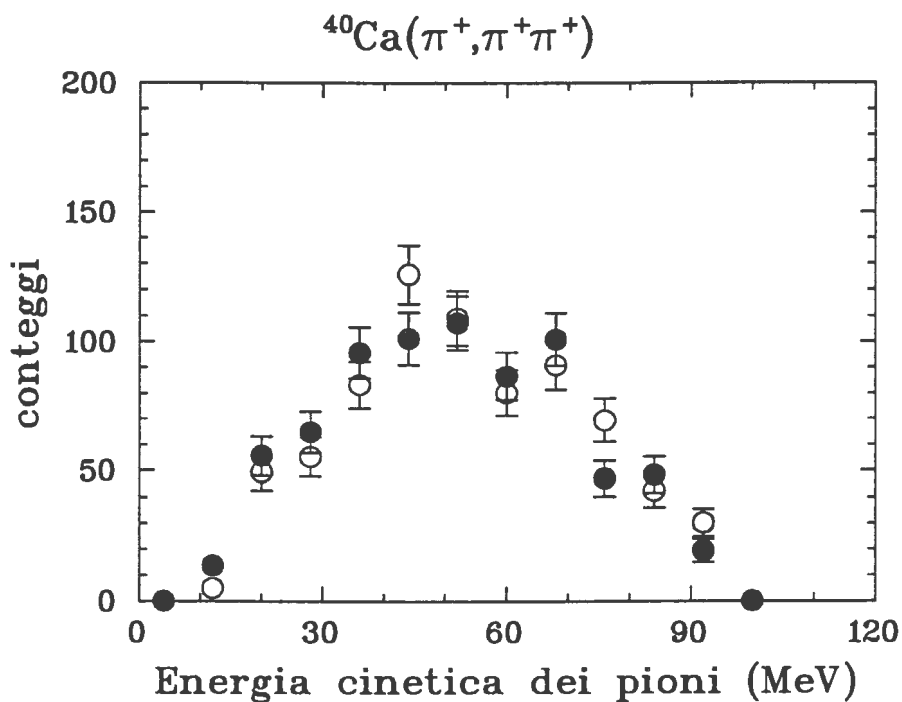


Figura 7.11: Spettri delle energie cinetiche dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^+$  emessi nelle reazioni di produzione pionica  $^{40}\text{Ca}(\pi^+, \pi^+\pi^+)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV.

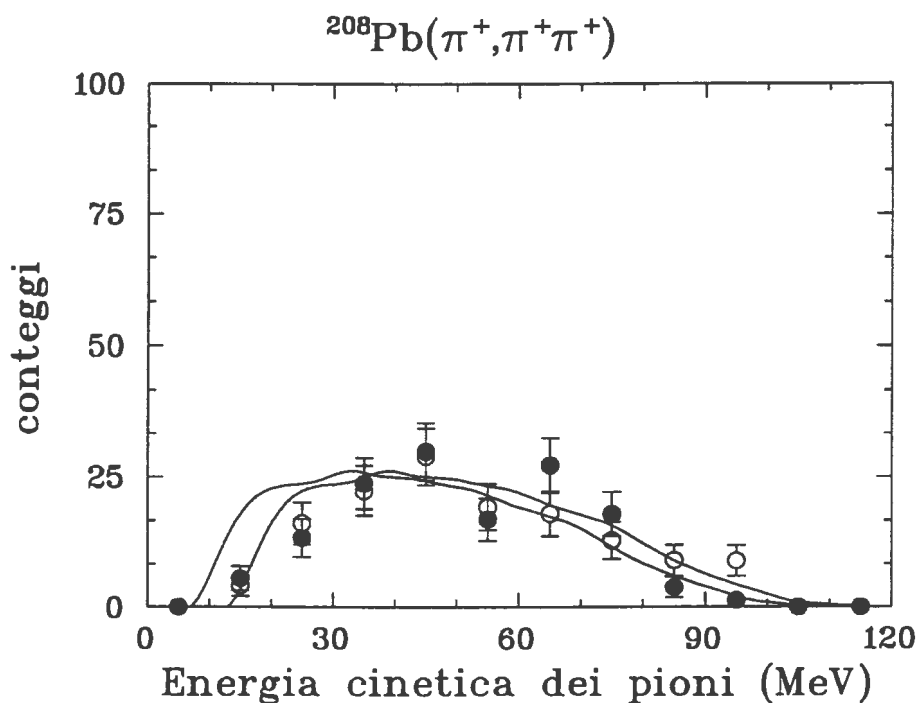


Figura 7.12: Spettri delle energie cinetiche dei  $\pi^+$  e dei  $\pi^+$  emessi nelle reazioni di produzione pionica  $^{208}\text{Pb}(\pi^+, \pi^+\pi^+)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV.

Nella formulazione quadrivettoriale della cinematica, l'energia totale è data da:

$$s = (p_1 + p_2)^2 \quad (7.3)$$

essendo  $p_1, p_2$  i quadrimomenti dei due pioni uscenti. Questa quantità è un'invariante relativistico. Detti  $E_{\pi^+}, E_{\pi^-}$  e  $p_{\pi^+}, p_{\pi^-}$  rispettivamente le energie totali ed i momenti vettori dei due pioni nel sistema di riferimento del Laboratorio, la precedente diventa:

$$M_I = \sqrt{(E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 - (\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-})^2} \quad (7.4)$$

e con qualche passaggio:

$$M_I = \sqrt{4m_\pi^2 + 2T_{\pi^+}T_{\pi^-} + 2m(T_{\pi^+} + T_{\pi^-}) - 2p_{\pi^+}p_{\pi^-}\cos\vartheta} \quad (7.5)$$

Nelle figure 7.13 sono mostrati gli spettri della massa invariante della coppia di pioni emessi nei due diversi canali  $I_z=0$  e  $I_z=2$ . Si nota subito un comportamento diverso nel caso del canale  $I_z=0$ : e cioè un'innalzamento dell'intensità della massa invariante in prossimità della soglia di  $2m_\pi$ , e tale tendenza si fa più accentuata all'aumentare della massa del nucleo: tale effetto è nullo per il deuterio, mentre è massimo per il piombo.

Come ricordato in §3.5 questo comportamento era già stato trovato nel corso dell'analisi di reazioni di produzione pionica su nuclei eseguite in precedenza presso il TRIUMF [47], ed erano stati proprio quei risultati a suggerire nuove misure con lo spettrometro CHAOS, che sono oggetto della presente tesi. Già allora era stata avanzata l'ipotesi che questo fosse dovuto ad una forte distorsione indotta dalla presenza della materia nucleare sulla dinamica dell'interazione  $\pi\pi$  a soglia nel canale  $I_z=0$ . Tale ipotesi verrà qui di nuovo vagliata, ma prima è necessario effettuare una serie di controlli sugli spettri sperimentali.

**Correzioni degli spettri.** La prima operazione è quella di correggere gli spettri per l'accettanza dello spettrometro, dato che quest'ultima potrebbe modificare la forma delle distribuzioni sperimentali, e quindi essere la causa degli innalzamenti degli spettri in prossimità di  $M_I = 2m_\pi$ . Infatti per come è fatto lo spettrometro, l'accettanza angolare è maggiore per gli eventi ( $\pi^+\pi^-$ ) che vengono emessi con un piccolo angolo tra le loro direzioni di diffusione, piuttosto che per quelli emessi con un grande angolo tra le loro direzioni. Tuttavia dopo aver corretto i dati, (fig. 7.14) si è visto che l'effetto di innalzamento a soglia è rimasto e che quindi esso non dipende dall'accettanza dall'apparato sperimentale.

Si tratta ora di verificare che non ci siano altre cause che determinano gli innalzamenti degli spettri per il canale  $I_z=0$ .

**Valutazione degli effetti dovuti alle interazioni negli stati finali.** L'accumulo di intensità del numero di eventi con piccola massa invariante che si osserva, potrebbe essere causato dalle interazioni anelastiche dei pioni finali con i nucleoni del nucleo. Sappiamo che ad energie fino a  $T \sim 80$  MeV, l'interazione pione-nucleone avviene in onda  $s$  e  $p$ . A parte le basse energie, dove domina l'interazione repulsiva in onda  $s$ , il potenziale ottico del nucleo è attrattivo (onda  $p$ ), e questo determina una diminuzione della loro energia, pur non venendo rimossi dal canale di uscita della reazione. A tale diminuzione verrebbe così a corrispondere un'innalzamento degli spettri energetici a basse energie. In questo caso si potrebbe pensare che siano favoriti piccoli valori di massa invariante, dato che questa a parità di angolo tra le direzioni di emissione dei due pioni, diminuisce al diminuire della loro energia. Si tratta quindi di quantificare la perdita di energia che subiscono i pioni all'interno del nucleo prima di uscirne.

Una stima di questa energia può essere fatta calcolando la massa mancante degli eventi di tipo EV-TYPE2=543, in cui cioè sono state rivelate le tre particelle  $p\pi^+\pi^-$ . Riportiamo il calcolo

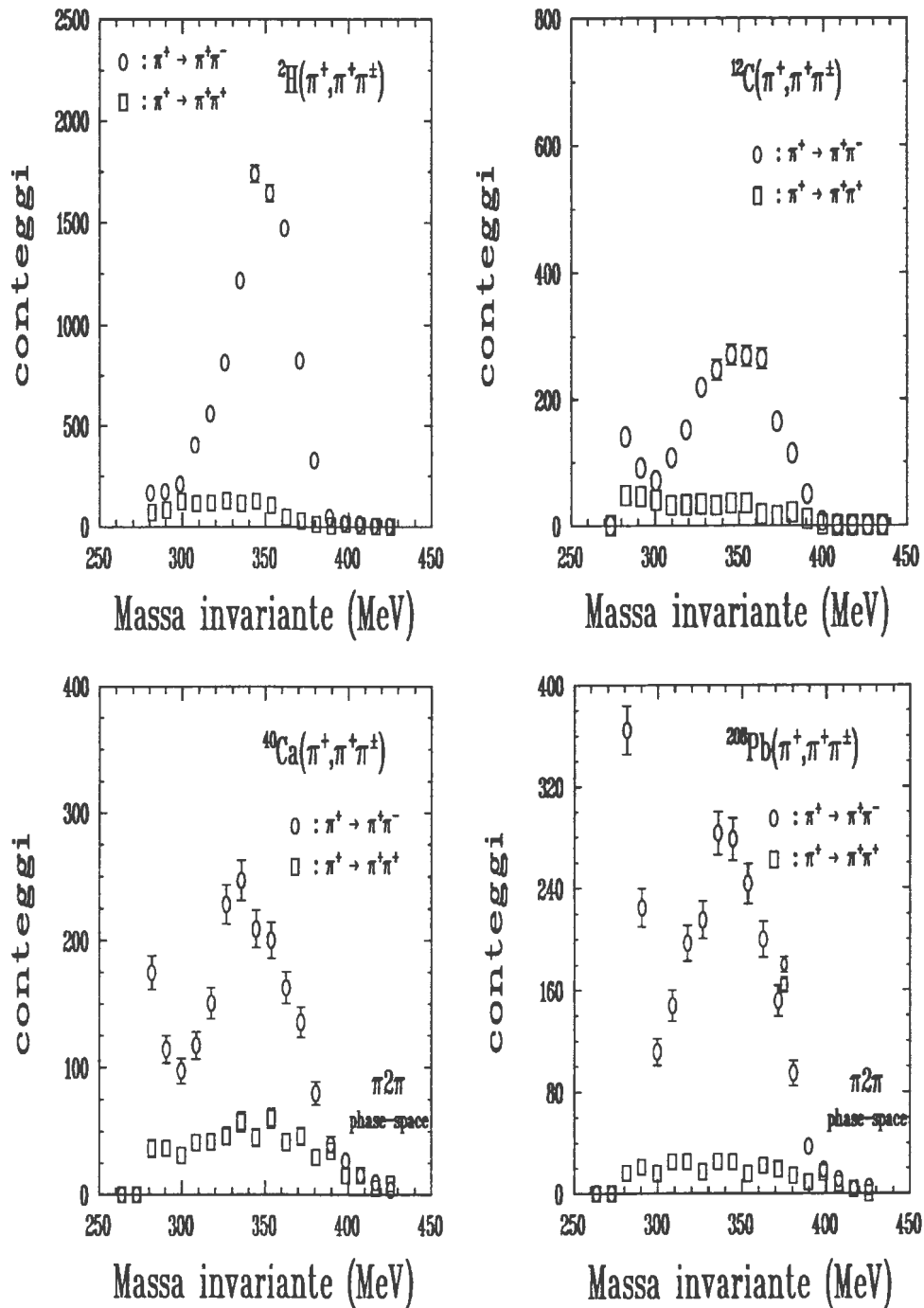


Figura 7.13: Spettri della massa invariante delle coppie  $(\pi^+, \pi^+\pi^\pm)$  senza correzioni per l'accettanza dell'apparato e per la ricostruzione del programma di analisi.

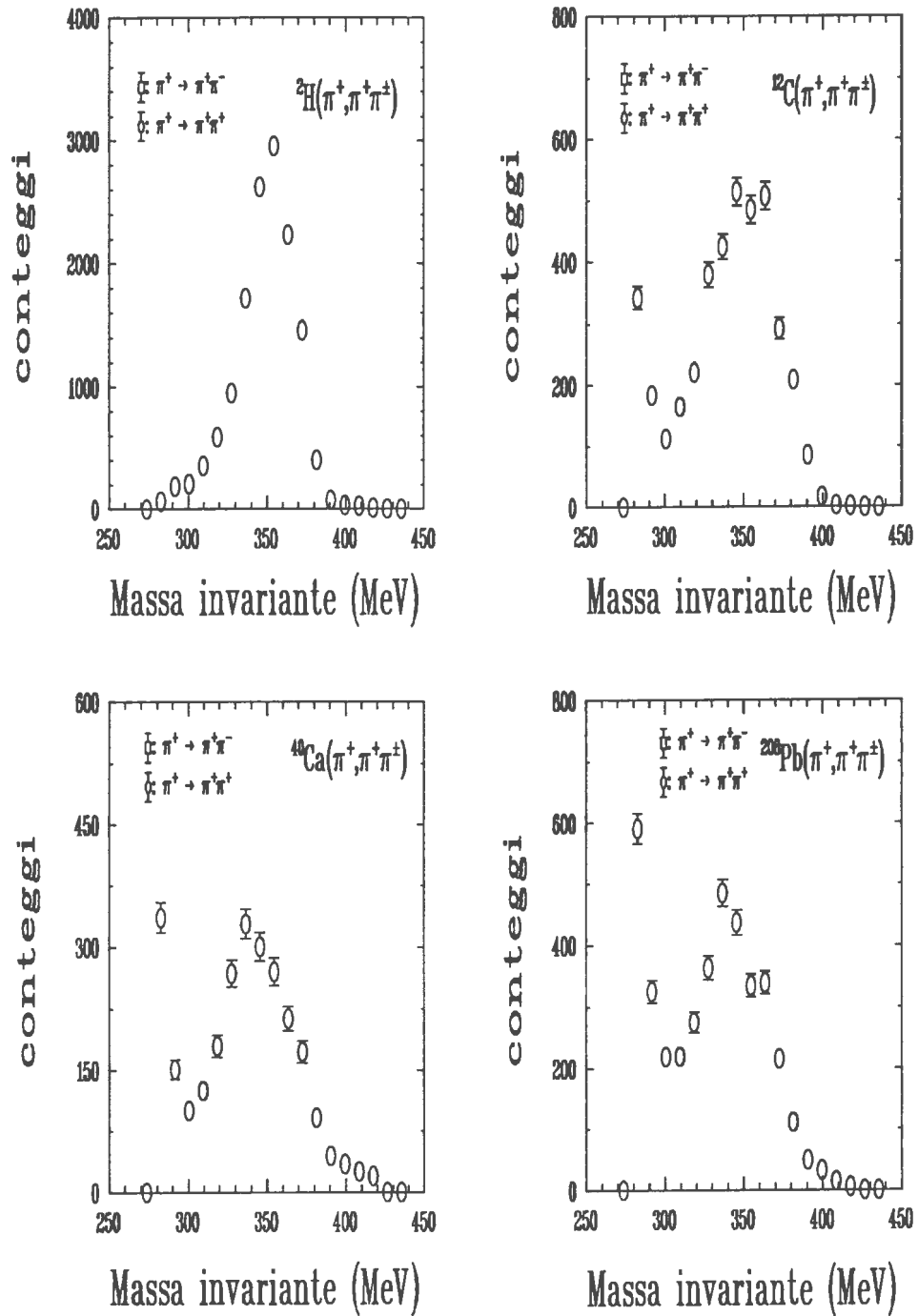


Figura 7.14: Spettri della massa invariante delle coppie  $(\pi^+, \pi^+\pi^\pm)$  con le correzioni per l'accettazione dell'apparato e per la ricostruzione del programma di analisi.

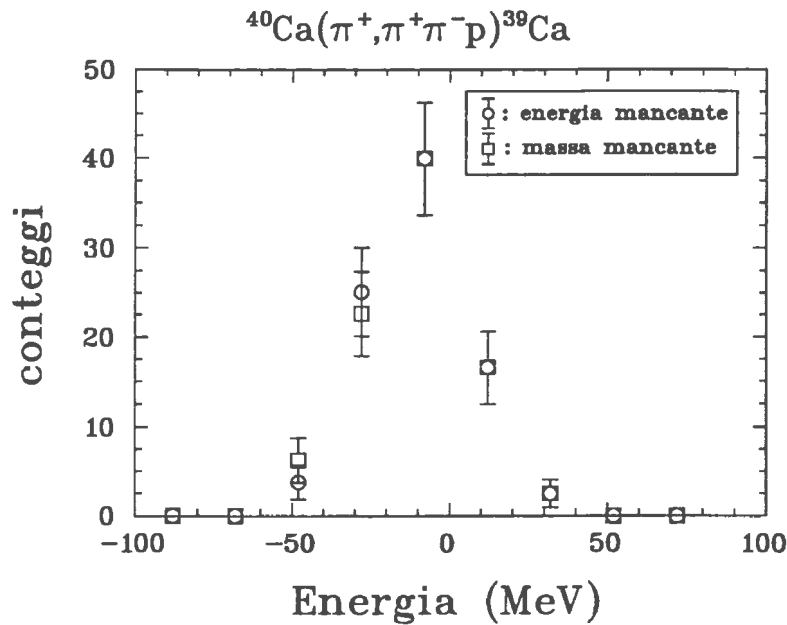


Figura 7.15: Spettri della massa mancante e dell'energia mancante calcolata in corrispondenza degli eventi  $p\pi^+\pi^-$  EV-EVTYP2=543 per in nucleo di Calcio.

fatto nel caso del calcio: la reazione è  ${}^{40}\text{Ca}(\pi^+, \pi^+\pi^-p){}^{39}\text{Ca}$  (l'ipotesi di questa reazione verrà giustificata nel 7.6). Il bilancio energetico è:

$$T_{\pi^+}^{\text{inc}} + m_{\pi} + M_{40\text{Ca}} = m_{\pi} + T_{\pi^+} + m_{\pi} + T_{\pi^-} + m_p + T_p + M_{39\text{Ca}} + T_{39\text{Ca}^*} + M_x \quad (7.6)$$

dove l'energia cinetica del nucleo residuo è stata calcolata con l'espressione classica  $T = p^2/2m$ , essendo  $p$  dato dalla legge di conservazione del momento. La massa mancante  $M_x$  è quindi:

$$M_x = T_{\text{in}} - \sum T_f + Q \quad (7.7)$$

essendo  $Q$  il  $Q$ -valore della reazione:

$$Q = (m_{\pi} + M_{40\text{Ca}}) - (m_{\pi} + m_{\pi} + m_p + M_{39\text{Ca}^*}) \quad (7.8)$$

Lo spettro di questa quantità è mostrato in fig.7.15 (cerchi). Qualora si includa nell'espressione di  $M_x$  anche l'energia cinetica  $T_{39\text{Ca}}$  del nucleo residuo, si ottiene lo spettro dell'energia mancante, riportato sulla stessa figura (7.15) con i quadrati, con un valore medio di  $-2.3 \pm 1.9$  MeV (lo stesso, entro gli errori, del valore medio della distribuzione della massa mancante). Questo valore è negativo perchè nel calcolo di  $Q$  non si è tenuto conto dell'energia di eccitazione  $E^{\text{ecc}}$  del nucleo residuo  ${}^{39}\text{Ca}^*$ , cioè si è assunto  $M_{39\text{Ca}^*} = M_{39\text{Ca}}$ , mentre in realtà è  $M_{39\text{Ca}^*} = M_{39\text{Ca}} + E^{\text{ecc}}$ . D'altra parte  $E^{\text{ecc}}$  è dell'ordine di qualche unità di MeV (per i primi livelli eccitati del nucleo  ${}^{39}\text{Ca}$  è  $E^{\text{ecc}} \geq 2\text{MeV}$ ), per cui tenendo conto di quest'energia si ottiene una massa mancante con un valore medio di qualche unità di MeV. Questo piccolo valore va ripartito nell'energia persa dalle tre particelle  $(\pi^+, \pi^+, p)$  all'interno del nucleo prima di uscirne. Si vede quindi che l'energia persa dei due pioni è troppo piccola per giustificare un'aumento della massa invariante a soglia.

Un'altra indicazione dell'ininfluenza delle interazioni negli stati finali sulle strutture degli spettri di massa invariante può essere tratta dalla figura 7.16 in cui vengono mostrate le distribuzioni dei momenti del  $\pi^-$  in corrispondenza a due diversi intervalli di valori di massa invariante (una figura analoga si ottiene per il  $\pi^+$ ). Si vede che selezionando eventi con piccole masse invarianti



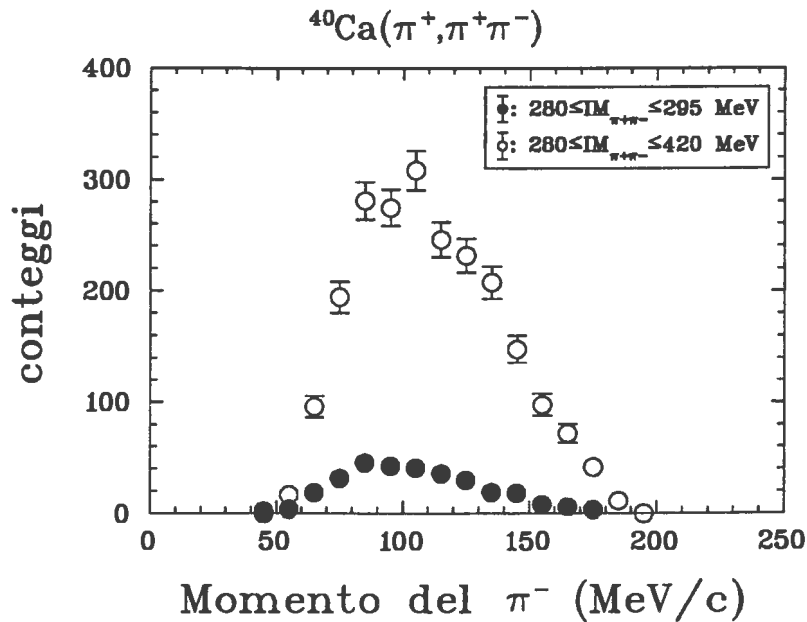


Figura 7.16: Distribuzioni dei momenti dei  $\pi^-$  senza taglio sui valori della massa invariante  $M_I$  della coppia ( $\pi^+\pi^-$ ) (cerchi vuoti) e con il taglio  $280 < M_I < 295$  MeV (cerchi pieni).

( $280 < M_I < 295$  MeV) i momenti dei due pioni sono distribuiti in maniera analoga al caso in cui vengano considerati tutti gli eventi, senza tagli sulla massa invariante. Quindi la bassa massa invariante non seleziona pioni di bassi momenti, quali dovrebbero essere quelli che hanno subito interazioni negli stati finali.

La massa invariante dipende invece fortemente dall'angolo tra le direzioni di emissioni dei due pioni, come viene mostrato nella figura 7.17: se si selezionano eventi con bassa massa invariante (punti neri), i due pioni vengono emessi con piccoli angoli di apertura, contenuti fino ad un massimo di  $\sim 60$  gradi, mentre gli eventi con grandi masse invarianti sono preferenzialmente emessi con grandi angoli di apertura. Alla luce di questo fatto, un successivo controllo riguarda possibili effetti dovuti alla sia pur piccola inefficienza della procedura di identificazione in massa delle particelle. Infatti gli elettroni sono emessi con piccoli angoli di apertura, e gli eventi di piccola massa invariante corrispondono proprio a coppie di particelle con piccoli angoli di apertura. Quindi se alcune coppie  $e^+e^-$  vengono erroneamente riconosciute come coppie  $\pi^+\pi^-$ , si ha inevitabilmente un'innalzamento della massa invariante a soglia.

**Contaminazione elettronica** Le ragioni per escludere che la contaminazione elettronica sia la causa degli innalzamenti degli spettri di massa invarianti a soglia sono le seguenti:

- 1) abbiamo visto nel paragrafo 5.5 che l'efficienza di identificazione per pioni ed elettroni è maggiore di  $\sim 95$  % lungo tutto l'intervallo in momento, e che essa aumenta a bassi momenti, fino a raggiungere un massimo di  $\sim 98$  % per momenti  $< 140$  MeV. Supponendo quindi che il 2% delle volte un singolo elettrone venga identificato come pione, la probabilità di identificare una coppia  $e^-e^+$  come coppia  $\pi^+\pi^-$  è  $4 \cdot 10^{-4}$ . Questo valore è troppo piccolo per giustificare l'intensità degli innalzamenti della massa invariante a soglia, visto il numero di coppie ( $e^+e^-$ ) (vedi tabella 6.1).
- 2) una stima analoga, può essere fatta osservando la tabella 6.1 : dato che gli elettroni provengono dal decadimento del  $\pi^0$  creato in massima parte dalla reazione di scambio carica  $A(\pi^+, \pi^0)$ , ne viene che i  $\pi^0$  non possono essere accoppiati da un  $\pi^-$ : quindi gli eventi

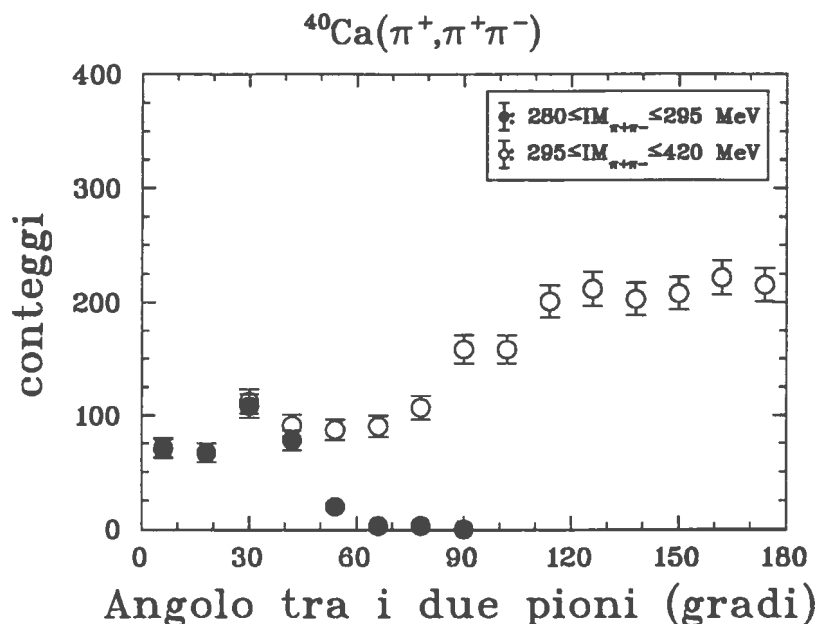


Figura 7.17: Distribuzioni degli angoli di apertura delle coppie  $(\pi^+\pi^-)$  senza taglio sui valori della massa invariante  $M_I$  (cerchi vuoti) e con il taglio  $280 < M_I < 295$  MeV (cerchi pieni).

$(\pi^-, e^+)$  sono prevalentemente eventi  $(e^+e^-)$  in cui l'elettrone negativo è stato erroneamente identificato come  $\pi^-$ . A prova di questo, si osservi la fig.7.18 in cui si vede come la distribuzione degli angoli di apertura delle coppie  $(\pi^- e^+)$  (curva tratteggiata riportata una scala amplificata di 10 volte) è uguale a quella delle coppie  $(e^+ e^-)$  (curva continua). Una piccola parte degli eventi  $(\pi^-, e^+)$  possono anche essere coppie  $(\pi^-, \pi^+)$  in cui il pione è stato erroneamente identificato come un  $e^+$ : piccola perchè le probabilità di identificare erroneamente un pione come elettrone e viceversa sono in prima approssimazione le stesse ( $P_x$ ), e ci sono poche coppie  $(\pi^+\pi^-)$  rispetto alle coppie  $e^+e^-$ .

Ora, la probabilità che una coppia  $(e^+e^-)$  venga indendificata come  $(\pi^- e^+)$  è  $P_x(1 - P_x)$ . Analogamente la probabilità che una coppia  $(\pi^+ \pi^-)$  venga identificata come coppia  $(\pi^- e^+)$  è  $P_x(1 - P_x)$ . Quindi detti  $N_{(43)}$  il numero vero di coppie  $\pi^+\pi^-$  ed  $N_{(21)}$  il numero vero di coppie  $e^+e^-$ , il numero  $N_{(41)}$  delle coppie  $\pi^-e^+$  è dato da:

$$N_{(41)} = N_{(43)} \cdot P_x(1 - P_x) + N_{(21)} \cdot P_x(1 - P_x) \quad (7.9)$$

Se la probabilità  $P_x$  è piccola, nel caso del piombo  $N_{(43)}$  è  $\sim 52$ , e  $N_{21}$  è  $\sim 1430$ : risolvendo la precedente si trova  $P_x \sim 0.07$ , che rappresenta l'ipotesi di peggior discriminazione. Quindi la probabilità che una coppia  $e^+e^-$  venga identificata erroneamente come coppia  $\pi^+\pi^-$  è  $0.07 \cdot 0.07 \sim 5 \cdot 10^{-4}$ , ossia come quella precedentemente trovata al punto 1).

Queste semplici valutazioni escludono quindi che gli innalzamenti a soglia degli spettri di massa invariante siano dovuti a contaminazione di coppie  $e^+e^-$ .

Dopo le considerazioni fatte, possiamo concludere affermando che c'è una forte evidenza che la dinamica dell'interazione  $\pi^+\pi^-$  venga modificata all'interno della materia nucleare, che come vedremo nei prossimi paragrafi, potrebbe essere spiegata con l'insorgere di uno stato legato  $\pi\pi$  nel canale  $I=J=0$  all'interno del mezzo nucleare. Prima di questo, dobbiamo però verificare in quale canale di momento angolare totale sono emessi di due pioni  $\pi^+\pi^-$ .

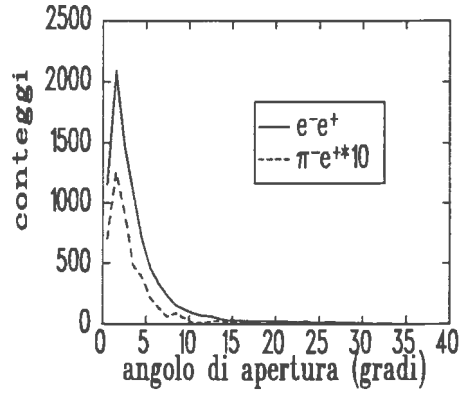


Figura 7.18: Angolo di apertura delle coppie ( $e^+ e^-$ ) (curva continua) e delle coppie ( $\pi^- e^+$ ) (curva tratteggiata). Per queste ultime la scala è stata amplificata di 10 volte.

#### 7.4.1 Analisi in onde parziali della distribuzione di massa invariante della coppia ( $\pi^+, \pi^-$ )

In generale per calcolare quante e quali sono le onde parziali coinvolte in un processo di diffusione, bisogna analizzare la sezione d'urto differenziale nel sistema del centro di massa in funzione dell'angolo di diffusione. Dalla formulazione generale della diffusione attraverso lo sviluppo in onde parziali, sappiamo infatti che la sezione d'urto differenziale elastica è data dalla sovrapposizione delle ampiezze di diffusione  $f_l$  corrispondenti alle diverse onde parziali:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \sum_{l=0}^{\infty} f_l(k, \cos\theta) \right|^2, \quad \text{con } f_l(k, \cos\theta) = \frac{1}{2ik}(2l+1)P_l(\cos\theta)(\eta_l - 1) \quad (7.10)$$

dove  $k$  è il momento dei due pioni nel sistema di riferimento del loro centro di massa,  $P_l(\cos\theta)$  sono i polinomi di Legendre e  $\theta$  l'angolo di diffusione dei due pioni nel sistema di riferimento del loro centro di massa. Nella distribuzione angolare elastica le diverse onde parziali corrispondenti ai diversi valori di  $l$  interferiscono: se è presente solamente l'onda  $s$  ( $l=0$ ) ovviamente non c'è interferenza, e la sezione d'urto differenziale elastica è:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{l=0} = \frac{1}{k^2} \text{sen}^2 \delta = C_0 \quad (7.11)$$

e quindi essa non dipende dall'angolo  $\theta$ . Se è presente anche l'onda  $p$ , avremo:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{l=0,1} = \frac{1}{k^2} \left| e^{i\delta_0} \text{sen} \delta_0 + 3 \cos\theta e^{i\delta_1} \cos \delta_1 \right|^2 = (C_0 + C_1 \cos\theta)^2 \quad (7.12)$$

(nelle due precedenti,  $\delta_0$  e  $\delta_1$  sono gli sfasamenti rispettivamente in onda  $s$  e  $p$ ). Queste formule si riferiscono ad una diffusione in cui le particelle incidenti hanno un'energia fissata, ovvero il momento  $k$  è costante. Nel nostro caso, il momento dei due pioni nel centro di massa non è uguale per ogni evento, tuttavia in prima approssimazione un'analisi in onde parziali è significativa, per evidenziare la presenza delle onde  $s$  e  $p$ . In figura 7.19 è mostrata la distribuzione angolare delle coppie ( $\pi^+, \pi^-$ ) degli eventi con massa invariante compresa nell'intervallo  $280 < M_I < 315$  MeV (per il nucleo di Calcio), in cui si ha l'innalzamento degli spettri. La curva è il risultato di un'interpolazione del tipo  $(C_0 + C_1 \cdot \cos\theta)^2$ , con  $C_0=7.8$ ,  $C_1=0.4$ . Il rapporto tra questi due valori da un'indicazione del rapporto tra il contributo in onda  $s$  e quello in onda  $p$  per gli eventi  $\pi^+, \pi^-$  appartenenti al suddetto intervallo di massa invariante.

Qualora si estenda tale intervallo a massa invarianti più grandi, la distribuzione si discosta da un'andamento costante, indicando la presenza del contributo in onda  $p$ .

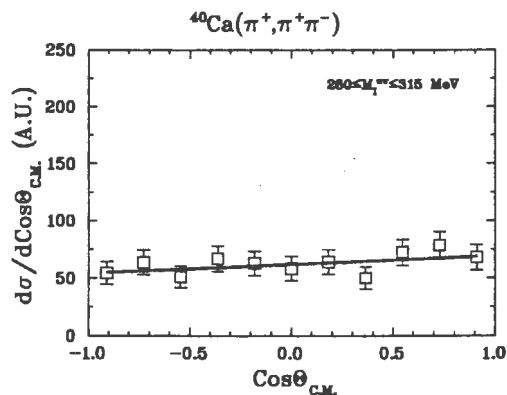


Figura 7.19: Distribuzione dell'angolo di emissione dei due pioni emessi dalla reazione  $^{40}\text{Ca}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  nel sistema di riferimento del loro centro di massa, ottenuta selezionando eventi con masse invarianti  $280 < M_I < 315$  MeV.

## 7.5 Confronto dei risultati con le previsioni dei modelli

Passiamo ora al confronto delle distribuzioni della massa invariante delle coppie  $(\pi^+\pi^-)$  emesse nelle reazioni di produzione pionica, con i due modelli che abbiamo introdotto nella prima parte di questo lavoro, cominciando con il modello di Oset e Vicente-Vacas [54] (§3.4.2).

Questo modello non è stato elaborato per descrivere l'interazione  $\pi\pi$  all'interno della materia nucleare, tuttavia esso riproduce correttamente i valori delle sezioni d'urto totali della reazione  $A(\pi, 2\pi)$  [48], [49], [30].

In fig.7.20 vediamo lo spettro sperimentale della massa invariante del sistema  $\pi^+\pi^-$  nel caso del deuterio, confrontato con i valori previsti dal modello. Si vede come per questo nucleo leggero, il modello descriva correttamente la forma della distribuzione sperimentale, mentre quando si passa al carbonio, al calcio ed al piombo, tra l'andamento dei dati e le previsioni c'è una discrepanza che aumenta con la massa del nucleo (si veda la figura 7.21 in cui è riportato a titolo di esempio il caso del nucleo di Carbonio). Questa discrepanza era già stata osservata nelle analisi delle precedenti misure di reazioni  $A(\pi, 2\pi)$ , quando si era pensato che essa fosse dovuta alla perdita di energia dei due pioni all'uscita del nucleo, di cui il modello non tiene conto. Tuttavia abbiamo già dimostrato in §7.4 come la perdita di energia dei due pioni uscenti sia trascurabile, e comunque non possa essere l'unica causa dell'innalzamento a soglia degli spettri di massa invariante.

Il fatto quindi che il modello di Oset e Vicente riproduca la forma degli spettri di massa invariante della coppia  $(\pi^+, \pi^-)$  per il nucleo di deuterio, e non riproduca quelli per i nuclei pesanti, fornisce l'indicazione che è presente un elemento aggiuntivo a quelli contemplati dal modello, e che esso è legato alla presenza della materia nucleare (la normalizzazione degli spettri di massa invariante per le determinazioni dei valori assoluti delle sezioni d'urto non modificherà la forma ma solo l'intensità delle distribuzioni). Nel capitolo 3.5 abbiamo descritto l'evoluzione di un modello di interazione  $\pi\pi$  nella materia nucleare, ([3],[61]) che prevede due comportamenti sostanzialmente differenti a seconda che si includano o no i limiti chirali. Nel primo caso esso prevede che l'interazione  $\pi\pi$  nel canale  $J=I=0$  venga fortemente modificata nella materia nucleare, secondo le curve di fig.3.18. Tali modificazioni indurrebbero l'insorgere di uno stato legato  $\pi\pi$  in prossimità della soglia di  $M_I=2m_\pi$ .

Allo stato attuale il modello [61] non è completo poichè esso non tiene ancora conto di come i due pioni vengono prodotti nei nuclei. Tuttavia dato che esso prevede comportamenti diversi a seconda dei valori della densità della materia nucleare in cui si propagano i due pioni, è significativo fare un confronto qualitativo tra le distribuzioni di massa invariante previste senza

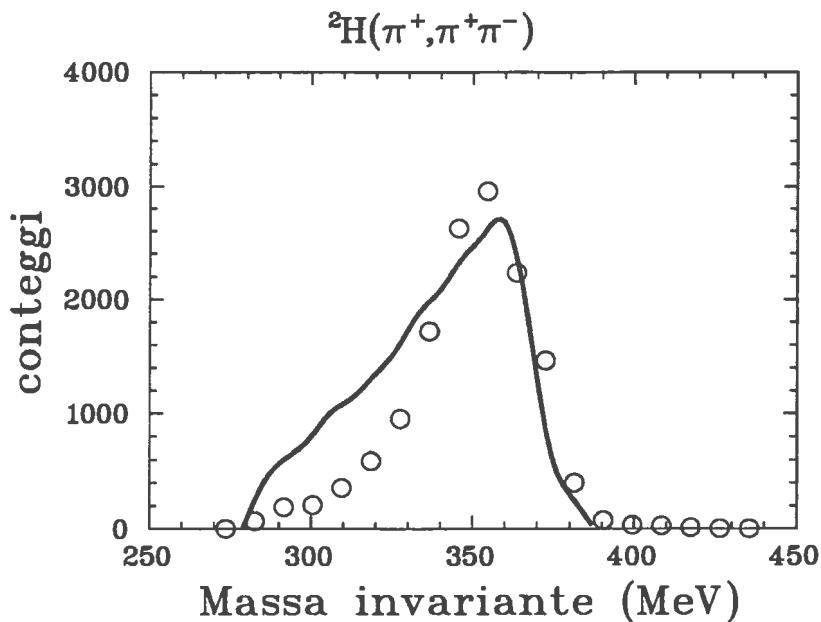


Figura 7.20: Distribuzione della massa invariante delle coppia  $\pi^+\pi^-$  emesse nelle reazioni di produzione pionica  ${}^2\text{H}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV. La curva è la distribuzione prevista dal modello [54].

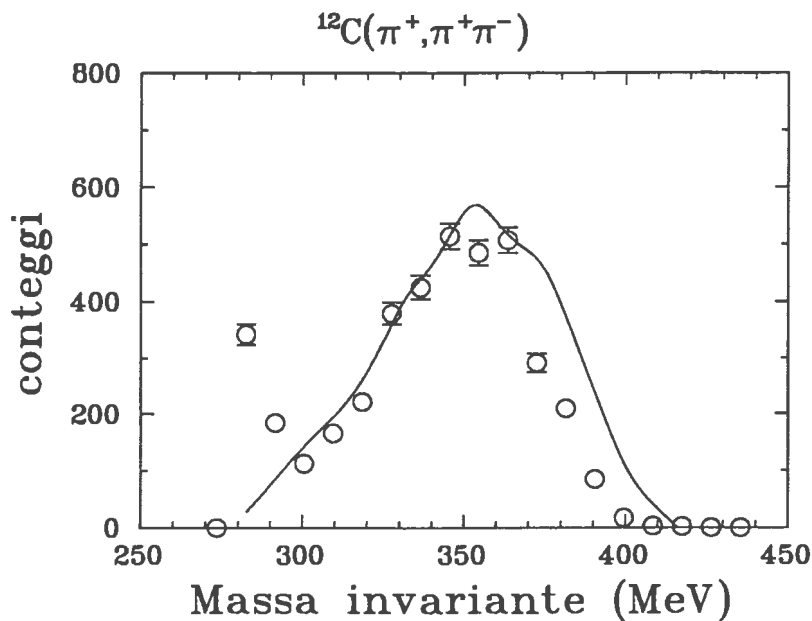


Figura 7.21: Distribuzione della massa invariante delle coppia  $\pi^+\pi^-$  emesse nelle reazioni di produzione pionica  ${}^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  a  $T_{\pi^+}=280$  MeV. La curva è la distribuzione prevista dal modello [54].

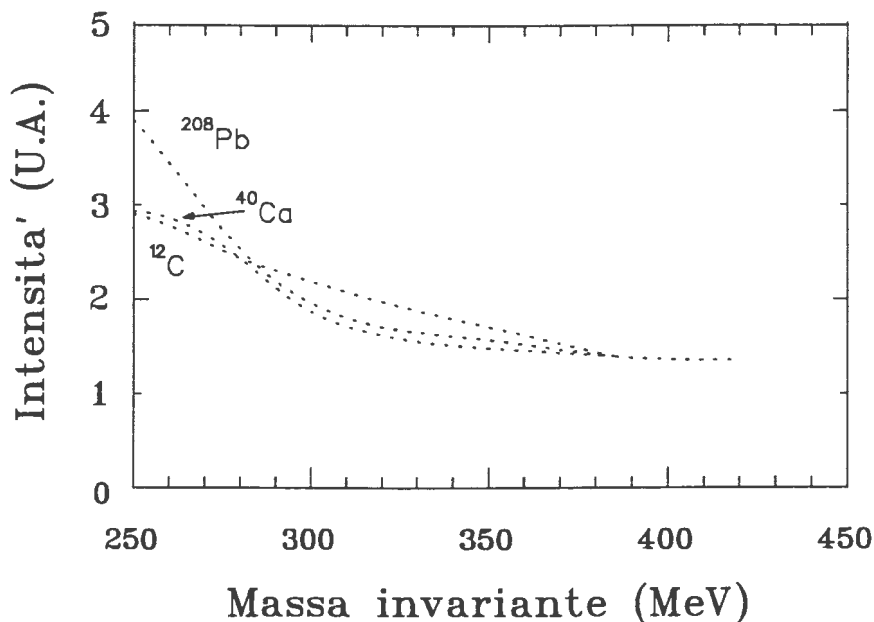


Figura 7.22: Andamento della massa invariante delle coppie ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) emesse nelle reazioni di produzione pionica su nuclei calcolata con il modello di [61] in prossimità delle densità nucleari relative ai tre nuclei  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{208}\text{Pb}$

l'inclusione dei limiti chirali (fig.7.22) e le distribuzioni sperimentali, riportate in fig.7.23 (la distribuzione relativa al deuterio non viene riportata, dato che per esso  $\rho \sim 0$ ). Le curve di fig.7.22 si riferiscono a i tre diversi valori di densità nucleare media vista dai due pioni nei nuclei di  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  calcolate con la Local Density Approximation. Dal confronto si vede come ci sia l'accordo sull'aumento dell'intensità a soglia dell'intensità degli spettri all'aumentare della densità della materia nucleare.

Come visto in 3.5, se si includono i limiti chirali, il modello [61] prevede l'annullarsi dell'accumolo di intensità a soglia. In questo caso quindi, esso non riproduce gli andamenti sperimentali ottenuti dalle misure.

Dato che il modello [61] non contiene i meccanismi elementari di produzione dei due pioni nel nucleo (gli autori stanno attualmente rielaborando il modello per l'inclusione di tali meccanismi), ci si chiede ora se questa deficienza possa compromettere la validità di un confronto con i dati sperimentali. Nel modello in questione, i due pioni sono generati con distribuzioni uniformi in momento ed angolo nel sistema di riferimento del loro centro di massa. Se il meccanismo di produzione pionica limita lo spazio delle fasi dei due pioni, non avrebbe senso confrontare i dati con le curve teoriche. Ma nel §7.4 è stato visto che selezionando gli eventi con piccola massa invariante, la distribuzione angolare dei due pioni nel loro centro di massa è uniforme. Inoltre i momenti dei due pioni sono ugualmente distribuiti se si selezionano diversi valori di massa invariante. Si prevede quindi che l'inclusione dei meccanismi di produzione pionica nel modello [61] non modificherà in maniera sostanziale gli andamenti previsti attualmente.

La conclusione che possiamo trarre è che i risultati avvallano l'ipotesi di una modificazione della dinamica dell'interazione  $\pi\pi$  indotta dalla materia nucleare, e che deve quindi essere rivisto il modo in cui vengono inseriti i limiti chirali nel potenziale di interazione  $\pi\pi$  nella materia nucleare nel modello [61]. Il modello deve essere rielaborato anche per includere i meccanismi di produzione dei due pioni, per permettere un confronto in unità assolute con i risultati.

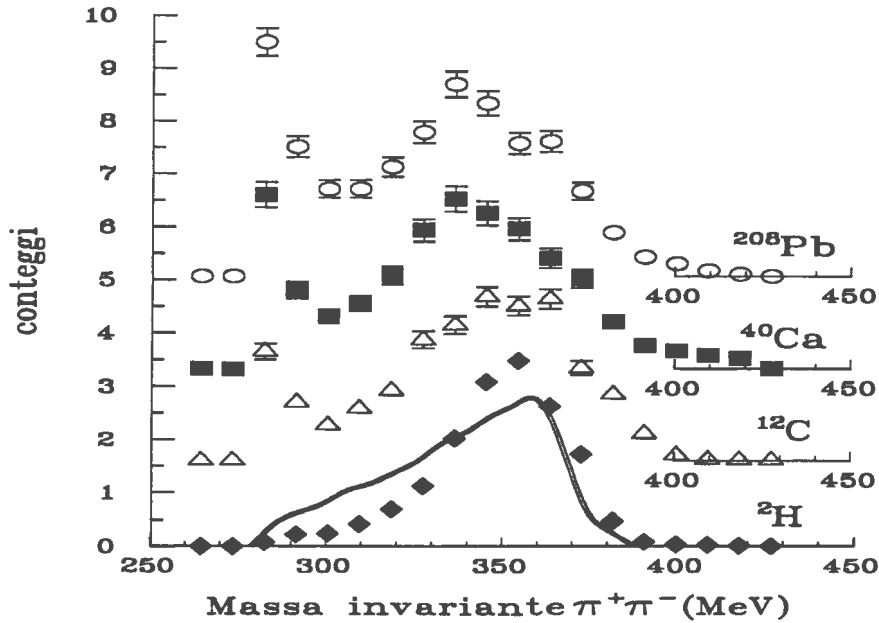
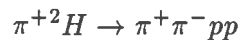


Figura 7.23: Distribuzioni della massa invariante delle coppie ( $\pi^+, \pi^-$ ) emesse nelle reazioni di produzione pionica su nuclei  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}$  a  $T_{\pi^+} = 280$  MeV.

## 7.6 Evidenza del nucleone spettatore nella reazione di produzione pionica indotta su nuclei

Facendo ancora riferimento alla fig.7.15, la simmetria delle distribuzioni dei due spettri sopra riportati, indica che l'ipotesi che la reazione avvenga nel canale  ${}^{40}\text{Ca}(\pi^+, \pi^+\pi^+p){}^{39}\text{Ca}$  (1) è corretta, e quindi che il meccanismo di produzione pionica sul nucleo non coinvolge più di un nucleone. Supponiamo infatti che questo avvenga su due nucleoni: allora la reazione potrebbe essere  ${}^{40}\text{Ca}(\pi^+, \pi^+\pi^+p)p{}^{38}\text{K}$  (2), per la quale non si è rivelato il secondo protone. Calcolando in maniera analoga a quanto fatto nel 7.4 la massa mancante della reazione, si trova uno spettro della massa mancante che non è centrato sulla massa del protone, ma che soprattutto presenta una evidente asimmetria rispetto al valore di picco. Quindi l'ipotesi (2) non è corretta (il caso in cui la particella non rivelata fosse un neutrone porta alle stesse conseguenze).

Un'altro risultato preliminare, sempre nell'ambito dello studio dei possibili meccanismi di produzione pionica a più nucleoni, è stato fatto analizzando gli eventi di produzione pionica in cui si sono rivelate le particelle  $\pi^+, \pi^-$  e  $p$  nello stato finale (EV-TYPE2=543) delle reazioni  ${}^2\text{H}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$ . La reazione è la seguente:



Detta  $T_{\pi^+}^{\text{inc}}$  l'energia del pione incidente,  $T_{\pi^+}$ ,  $T_{\pi^-}$  e  $T_{p_1}$  rispettivamente quelle dei due pioni e del protone rivelati, e  $T_{p_2}$  quella del protone non rivelato, il bilancio energetico della reazione è:

$$T_{\pi^+}^{\text{inc}} + m_{\pi} + m_{{}^2\text{H}} = m_{\pi} + T_{\pi^+} + m_{\pi} + T_{\pi^-} + m_{p_1} + T_{p_1} + m_{p_2} + T_{p_2} \quad (7.13)$$

dove  $m_{{}^2\text{H}}$ ,  $m_p$ , ed  $m_{\pi}$  sono le masse a riposo rispettivamente del deutone, del protone e del pione. L'energia  $T_{p_2}$  è fissata dalla conservazione del momento, e quindi la massa mancante è definita come:

$$m_{p_2} = (m_{{}^2\text{H}} - m_{\pi} - m_{p_1}) + [(T_{\pi^+}^{\text{inc}} - T_{\pi^+} - T_{\pi^-} - T_{p_1}) - T_{p_2}] \quad (7.14)$$

Lo spettro misurato di questa quantità è riportato in fig.7.24 con i cerchi pieni: esso è centrato sul valore di 939.5 MeV con una FWHM = 17 MeV. Il valore va confrontato con la massa del protone  $m_p = 938.3$  MeV (in unità naturali). La FWHM misurata è compatibile con l'errore  $\sigma_{m_{p_2}}$  associato alla misura di  $m_p$ :

$$\sigma_{m_{p_2}} = \sqrt{\sigma_M^2 + \sigma_{T^{inc}}^2 + 3\sigma_T^2 + \sigma_{T_{p_2}}^2} \quad (7.15)$$

essendo:

$$\sigma_M, \quad \sigma_{T^{inc}}, \quad \sigma_T \text{ e } \sigma_{T_{p_2}}$$

gli errori associati rispettivamente alle quantità:

$$M = (m_{2H} - m_\pi - m_{p_1}), \quad T_{\pi^+}^{inc}, \quad T = (-T_{\pi^+} - T_{\pi^-} - T_{p_1}) \text{ e } T_{p_2}$$

$\sigma_M$  : l'errore sulle masse è  $\sim 0$

$\sigma_{T^{inc}}$  : esso è determinato dall'apertura delle slitte meccaniche che selezionano i momenti dei pioni del fascio. Nel corso delle misure esse determinavano una risoluzione in momento di  $\Delta p/p = 1.5 \div 2.0$  %. Quindi:

$$\sigma_{T^{inc}} = \begin{cases} 5.6 \text{ MeV per } \Delta p/p = 1.5\% \\ 7.5 \text{ MeV per } \Delta p/p = 2.0\% \end{cases} \quad (7.16)$$

$\sigma_T$  : l'errore sul valore dell'energia delle particelle rivelate è determinato dalla risoluzione in momento dello spettrometro, che è  $\sim 1$  %. Nel caso di un pione o di un protone di 70 MeV, esso è di  $\sim 1$  MeV.

$\sigma_{T_{p_2}}$  : questo errore è principalmente influenzato da  $\sigma_{T^{inc}}$ , dato che  $T_{p_2}$  viene calcolata attraverso  $T^{inc}$ . Si stima  $\sigma_{T_{p_2}} \sim 1.5$  MeV

Quindi:

$$\begin{cases} 6 \text{ MeV per } \Delta p/p = 1.5\% \\ 7.7 \text{ MeV per } \Delta p/p = 2.0\% \end{cases}$$

La FWHM calcolata è allora:

$$FWHM_{m_p} = 2.354 \cdot \sigma_{m_p} = \begin{cases} 14.4 \text{ MeV per } \Delta p/p = 1.5\% \\ 18.4 \text{ MeV per } \Delta p/p = 2.0\% \end{cases}$$

da confrontare con il valore sperimentale di 17 MeV.

Qualora si determini lo spettro della quantità  $m_{p_2} - T_{p_2}$ , si ottiene la distribuzione mostrata nella stessa figura 7.24 con i cerchi vuoti: essa è centrata attorno al valore di 948.2 MeV, con una FWHM sempre di 17 MeV. La distribuzione del momento del protone non rivelato (calcolata usando la conservazione del momento) è mostrata in fig.7.25, a cui è sovrapposta la distribuzione teorica del momento del protone nel nucleo di deuterio [51]. Guardando la figura bisogna tener presente che lo spettro sperimentale non è stato ancora corretto per l'accettanza dell'apparato e per la ricostruzione degli eventi del programma di analisi, tuttavia dalla similitudine tra le due distribuzioni emerge l'indicazione che il meccanismo di produzione avviene su un singolo nucleone (ipotesi del nucleone spettatore). Infatti se entrambi i nucleoni partecipassero al processo di produzione, ci si aspetterebbe che la dinamica distorca in modo sensibile la forma della distribuzione in momento del protone non rivelato.



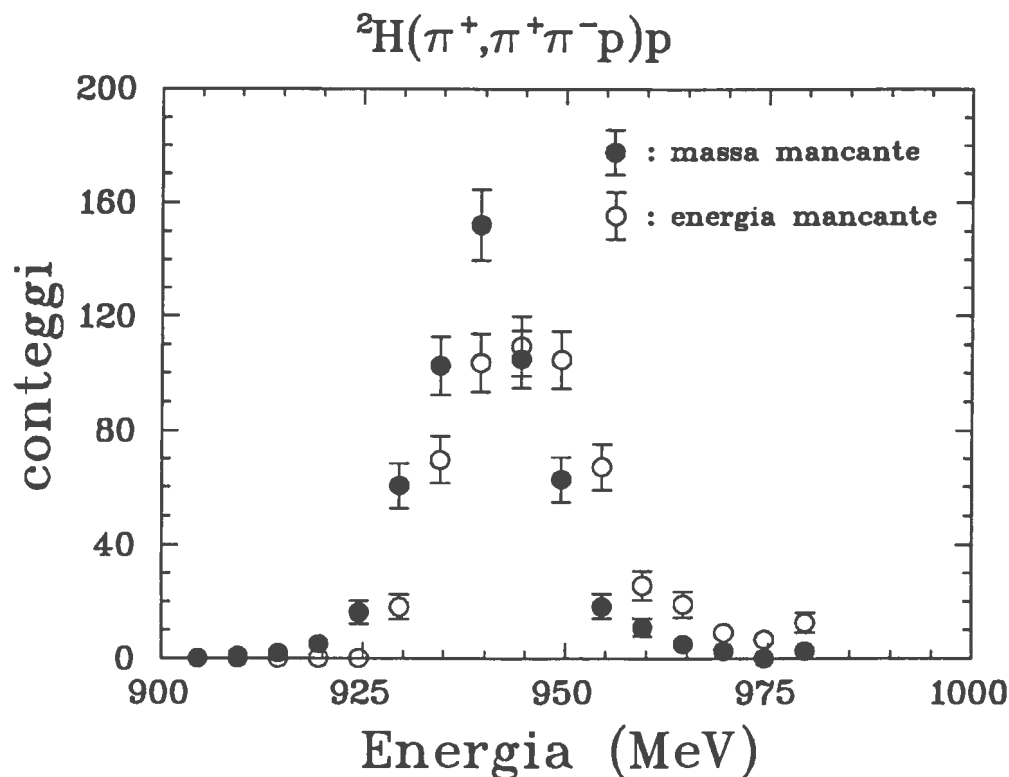


Figura 7.24: Distribuzioni della massa mancante ( $m_{p_2}$ ) e dell'energia mancante ( $m_{p_2} - T_{p_2}$ , cerchi vuoti) nella reazione  ${}^2\text{H}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$ .

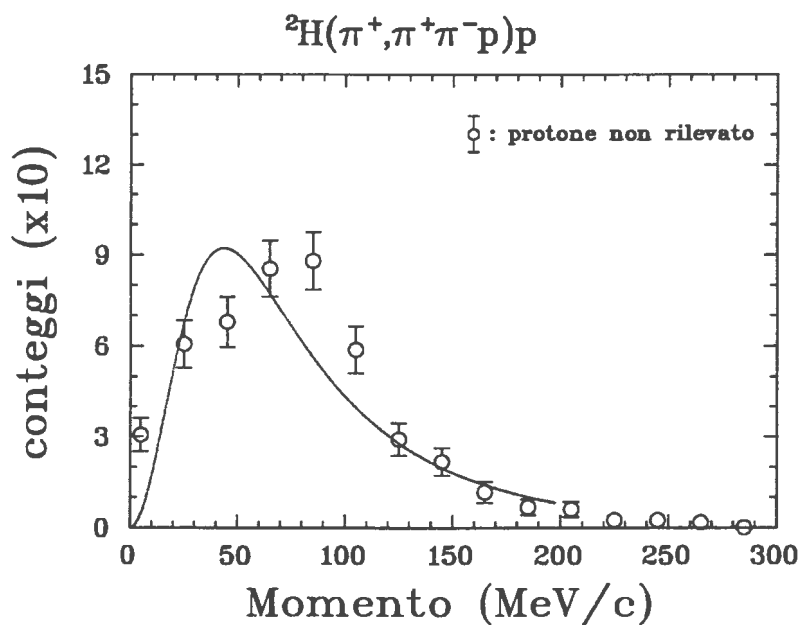


Figura 7.25: Spettro sperimentale del momento del protone non rilevato della reazione  ${}^2\text{H}(\pi^+, \pi^+\pi^-p)p$ . La curva continua è la distribuzione teorica del momento di Fermi del protone nel nucleo di deuterio, calcolata trascurando gli effetti nucleari distorsivi indotti dal pione incidente [51].

## Capitolo 8

# Conclusioni

In questa tesi sono stati presentati il lavoro ed i risultati ottenuti durante l'attività di ricerca che ho svolto nel corso del dottorato di ricerca in Fisica presso il Dipartimento di Fisica dell'Università degli studi di Trieste. Gli esperimenti ai quali ho partecipato riguardano lo studio della reazione di produzione pionica indotta da pioni di energia incidente  $T_\pi=280$  MeV sui nuclei  $H, {}^{12}C, {}^{40}Ca, {}^{208}Pb$  con lo spettrometro CHAOS [1], operante presso i laboratori del TRIUMF in Canada.

Nella prima parte del corso di dottorato mi sono recato presso i laboratori del TRIUMF per le misure di calibrazione dei telescopi CFT che costituiscono il trigger di primo livello dello spettrometro [30], per la messa in opera del sistema di monitoraggio dei guadagni dei fototubi [31] dei CFT, per l'allestimento finale dello spettrometro e per l'inizio delle misure. Tornato nella sede di Trieste, ho iniziato l'analisi dei dati raccolti durante le misure di calibrazione, mettendo a punto una procedura di identificazione in massa delle particelle leggere (pioni ed elettroni) rivelate dallo spettrometro. Successivamente, ho rianalizzato i dati di calibrazione applicando un metodo alternativo di identificazione, quello delle reti neurali (§5.5.3), allo scopo di confrontare le efficienze di identificazione: questo confronto ha mostrato l'equivalenza delle due procedure (§5.5.2).

Nello stesso anno ho iniziato la calibrazione dei rivelatori dei 18 telescopi CFT (scintillatori e radiatori di luce Čerenkov), usando per questo i dati delle misure delle reazioni di diffusione quasi-elastica  $\pi^+ + {}^{12}C \rightarrow \pi^+ + p + {}^{11}B$  raccolti durante le misure di produzione pionica (§5.1, §5.2 e §5.3).

Terminato tale lavoro, ho iniziato la scrittura dei programmi di analisi dei dati relativi alle reazioni di produzione pionica. In questo ambito, mi sono occupato delle procedure di identificazione in massa delle particelle, (§6.4), delle procedure di classificazione delle reazioni (§6.5), e ho scritto una libreria di routine per la calibrazione dei rivelatori dei CFT con il metodo dei tagli *autocalibrati*, (§5.5.1). Ho studiato il problema del rigetto dei muoni, particolarmente importante nello studio delle reazioni di produzione pionica, dato che essi possono simulare una coppia  $\pi^+ \pi^-$  all'interno dello spettrometro. Per questo ho messo a punto degli algoritmi che provvedono alla loro identificazione e al loro rigetto (§5.4).

A partire dalla fine del secondo anno ho iniziato l'analisi dei dati delle reazioni di produzione pionica, analizzando in successione le misure sui nuclei di  ${}^{40}Ca, {}^2H, {}^{208}Pb$  e  ${}^{12}C$ . Una prima fase dell'analisi è stata quella di filtrare i dati (*skimming*) per eliminare gli eventi corrispondenti alle reazioni antagoniste a quelle di produzione pionica, riconoscibili attraverso le procedure descritte in §7.1.

Terminato lo *skimming*, ho prodotto i primi files che contengono per ciascuna delle particelle rivelate, il momento, l'angolo di diffusione, la massa, il grado di identificazione (§6.4), ed il tipo di canale di reazione al quale appartengono (§6.5). Con queste grandezze è possibile determinare le sezioni d'urto delle reazioni, ed in particolare determinare le distribuzioni della massa invariante dei due pioni emessi.

Le distribuzioni devono essere corrette per l'accettazione dell'apparato sperimentale e per la ricostruzione degli eventi operata dal programma di analisi. Ho quindi proceduto alla determinazione dei coefficienti correttivi degli eventi, utilizzando il codice montecarlo GEANT (§7.2). Allo stato attuale, dopo due mesi di analisi ininterrotta su due macchine DEC Alpha, ho trovato i coefficienti correttivi per gli eventi  $\pi^+, \pi^-$ : questo ha permesso una prima produzione degli spettri energetici ed angolari dei pioni  $\pi^+, \pi^-$ . I dati corretti sono appena stati prodotti, e l'interpretazione degli stessi è appena cominciata, tuttavia una prima serie di osservazioni interessanti è già stata fatta.

- 1) È stato fatto un primo confronto dei risultati sperimentali con le previsioni del modello di reazione di produzione pionica  $A(\pi^+, \pi^+, \pi^-)$  [54]. E' stato trovato che nel caso del deuterio, questo modello riproduce la forma delle distribuzioni della massa invariante dei due pioni ( $\pi^+, \pi^-$ ), mentre nel caso dei nuclei più pesanti questo non succede (§7.5). Le differenze sono dovute ad un'innalzamento degli spettri sperimentali in prossimità della soglia di  $2m_\pi$ . Questo suggerisce che nel modello devono essere inclusi altri effetti, che, alla luce del confronto dei risultati con i modelli [3],[61] (vedi punto 2)), sembrano legati all'interazione  $\pi\pi$  all'interno del nucleo.
- 2) Uno dei motivi per cui si sono misurate le reazioni di produzione pionica indotte su nuclei, è lo studio delle modificazioni indotte dalla materia nucleare sulla dinamica di interazione  $\pi\pi$ . Ci sono dei modelli [3], [61] che prevedono l'insorgere di uno stato  $\pi\pi$  fortemente interagente nel canale  $I=J=0$  nella materia nucleare, dovuto all'accoppiamento dei pioni con gli stati di tipo particella-buca. Se queste modificazioni esistono, esse devono corrispondere ad un'innalzamento dell'intensità delle distribuzioni della massa invariante della coppia  $\pi^+ \pi^-$  in prossimità della soglia di  $2m_\pi$ . Dalle analisi è emersa una chiara evidenza dell'esistenza di simili effetti distorsivi, (§7.5), e l'entità dell'innalzamento degli spettri a soglia aumenta con la massa del nucleo in cui i due pioni si propagano, in accordo con le previsioni del modello, che predicono effetti distorsivi maggiori all'aumentare della densità della materia nucleare.  
Ho discusso i motivi per cui si può escudere che tale effetto sia imputabile a contaminazione elettronica e interazioni anelastiche degli stati finali. Ulteriori indicazioni verranno dalle correzioni degli eventi di produzione pionica con due pioni positivi (che sono attualmente in fase di determinazione con GEANT), con le quali si potrà determinare con maggior precisione l'andamento degli spettri di massa invariante dei due pioni in prossimità della soglia, per la quale non sono previste distorsioni.
- 3) Dalle analisi degli eventi della reazione di produzione pionica indotta su nuclei di Calcio e Deuterio con le tre particelle ( $\pi^+, \pi^-, p$ ) rivelate dallo spettrometro, ho studiato la possibile presenza di meccanismi di produzione pionica su più di un nucleone. I risultati, sebbene preliminari, indicano che la produzione pionica avviene su un solo nucleone (§7.6), confermando l'ipotesi del nucleone spettatore [48].

Dalle analisi della reazione di produzione pionica nei due canali  $A(\pi^+, \pi^+, \pi^\pm)$ , è stato possibile trovare un primo valore dei rapporti tra le due sezioni d'urto, secondo quanto riportato nella tabella 7.1.

Il lavoro riguardante le calibrazioni dei rivelatori, e le varie procedure di analisi degli eventi (identificazione in massa, classificazione delle reazioni, rigetto degli eventi spuri, etc.) che ho messo a punto, verranno ora utilizzati per la determinazione delle sezioni d'urto assolute delle reazioni di produzione pionica e quelle di doppio scambio carica, non appena saranno concluse le simulazioni con il codice GEANT per la determinazione delle correzioni.

# Bibliografia

- [1] Smith, G.R., *et al.*, THE CHAOS SPECTROMETER FOR PION PHYSICS AT TRIUMF, Nucl. Instr. and Meth. **A362** (1995) 349
- [2] G.Chanfray *et al.*, Z. Phys. **A330** (1988) 119.
- [3] G.Chanfray *et al.*, Phys. Lett. **B 256** (1991) 325.
- [4] H.Luetwyler, FOUNDATIONS AND SCOPE OF CHIRAL PERTURBATION THEORY, contributo al workshop 'Chiral Dynamics: Theory and Experiment', MIT (Boston) giugno 1994
- [5] Ta-Pei Cheng, *et al.*, GAUGE THEORY OF ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS, Oxford science publications, 1984
- [6] H.Luetwyler, PRINCIPLES OF CHIRAL PERTURBATION THEORY, lezioni date al workshop 'Hadrons 1994', Gramado, RS, Brasile
- [7] Dashen,R. Phys. Rev. **183** (1969) 1291
- [8] Shifman,M.A. *et al.*, Nucl. Phys. **B147** (1979) 385
- [9] Gell-Mann, M. and Levy, M. Nuovo Cimento, **16** (1960) 53.
- [10] Donoghue John F. , *et al.*, DYNAMICS OF THE STANDARD MODEL , Cambridge Monographs on Particle Physics, 1992
- [11] W.Weise, T.Ericson, PIONS AD NUCLEI, International series of monographis on physics, n.74. Oxford Science Publications
- [12] S. Weinberg Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 616
- [13] M.G. Olsson, L. Turner, Phys. Rev.**D20** (1968) 1127
- [14] R.K.Bhaduri, MODELS OF THE NUCLEON, Lecture Notes and Supplements in Physics, Addison-Wesley 1988
- [15] Cerchi: Bjork *et al.*,Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 62; quadrati aperti: Batusov *et al.*, Yad. Fiz. **1** (1965) 526 (Sov. J. Nucl. Phys. **1** (1965) 374; triangoli: Oset, Toki, Weise Phys. Rep. **83** (1982) 281; quadrati pieni: Saxon *et al.*, Phys. Rev. **D2** (1970) 1790; Jones *et al.*, Nucl. Phys **B83** (1974) 93
- [16] R.A. Arndt *et al.* Phys. Rev. **D20** (1979) 651
- [17] J.E. Brown *et al* Phys. Lett. **118B** (82) 39
- [18] Carr, J.A., *et al.* Phys. Rev. **C25** (1982) 952
- [19] Horikawa, Y. *et al.* Nucl. Phys. **A345** (1980) 386.

- [20] Wood, S.A. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 635
- [21] Gilman, R. *et al.* Phys. Rev. **C30** (1984) 962
- [22] Seth, K.K. *et al.* Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1574
- [23] Schwinger, J. *et al.*, Phys. Lett. **24B** (1967) 473
- [24] Gasser, J. and H. Leutwyler, Phys. Lett. **125B** (1983) 321
- [25] Ivanov, A.N. *et al.* Yad. Fiz. **43** (1986) 260
- [26] Bhalerao, R.S. *et al.* Phys. Rev. **C30** (1984) 224
- [27] Eisenberg, J.M. Phys. Lett. **93B** (1980) 12
- [28] Rockmore, R.M. Phys. Rev. **C11** (1975) 1953
- [29] Goldhaber, M. *et al.* Phys. Rev. **74** (1948) 1046
- [30] Bonutti, F. *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A350** (1994) 136
- [31] Camerini, P. *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A337** (1993) 165
- [32] FOWL, A GENERAL MONTECARLO PHASE SPACE PROGRAM, CERN
- [33] LeCroy, 1994 RESEARCH INSTRUMENTATION CATALOG
- [34] R. Brum *et al.*, GEANT3, Data Handling Division DD/EE/84-1,
- [35] Kermani, M. THE CHAOS DETECTOR AND COMMISSIONING RESULTS, Master of Science in the Faculty of Graduate Studies, Department of Physics, 1991 - UBC Vancouver, Canada
- [36] Gertjan, H. Master of Science in the Faculty of Graduate Studies, Department of Physics, 1991 - UBC Vancouver, Canada
- [37] Hofman, G.J. *et al.* Nucl. Instr. and Meth., **A325** (1993) 384
- [38] Veenhof, R. GARFIELD: A DRIFT CHAMBER SIMULATION PROGRAM, v.30, CERN Program Library, (1993)
- [39] Hofman, G.J. Internal CHAOS Document, (1992) TRIUMF
- [40] Barbarino, G.C. *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **179** (1981) 353
- [41] Bino, C. *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **A271** (1988) 417
- [42] Buttazzoni, S. CALIBRAZIONE DI DUE TELESCOPI DI CONTATORI PROGETTATI PER DISCRIMINARE IN MASSA  $e$ ,  $\pi$ ,  $p$ ,  $d$  NELL'INTERVALLO DI MOMENTI 1-700 MEV/c , Tesi di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Trieste, a.a. 1990-91.
- [43] McFarland, S.J., Master of Science in the Faculty of Graduate Studies, Department of Physics, 1993 - UBC Vancouver, Canada
- [44] Fragiaco, E. IL TRIGGER DI SECONDO LIVELLO DEL RIVELATORE CHAOS USATO NELLO STUDIO DELLA REAZIONE DI PRODUZIONE DEL PIONE ( $\pi$ ,  $2\pi$ ) VICINO A SOGLIA , Tesi di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Trieste, a.a. 1993-94.
- [45] Birks, J.B. THE THEORY AND PRACTICE OF SCINTILLATION COUNTING, 1967

- [46] High Intensity Nanopulse System, Model 437B, XENON Corporation
- [47] Camerini, P. *et al.*, Nucl. Phys. **A552** (1993) 451
- [48] R.Rui *et al.* Nucl. Phys. **A517** (1990) 455.
- [49] Grion, N. *et al.* Nucl. Phys. **A492** (1989) 509
- [50] Bonutti, F. *et al.*, Phys. Rev. **C47** (1993)
- [51] Burnap, C. *et al.* Phys. Lett. **33B** (1970) 337
- [52] E.Oset, *et al.* Nucl. Phys. **A446** (1985) 584
- [53] E.Oset, Y.Futami, Nucl. Phys. **A448** (1986) 597
- [54] E.Oset, *et al.* Nucl. Phys. **A454** (1986) 637
- [55] Denby, B., FERMILAB-Conf-92/121-E
- [56] Wind, H. Nucl. Instr. and Meth. **115** (1974) 431
- [57] Choen *et al.* Nucl. Phys. **A395** (1983) 584
- [58] Bonutti, F. MISURE DI COPPIE ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) EMESSE NELLA REAZIONE  $^{208}\text{Pb}(\pi^+, \pi^+\pi^-)$  A  $T_{\pi^+} = 280$  MEV, Tesi di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Trieste, a.a. 1991-92.
- [59] Weise, W. *et al.* Phys. Lett. **B60** (1975) 141
- [60] Machleidt, K. *et al.* Phys. Reports **149** (1987) 1.
- [61] Aouissat, Z. *et al.*, Nucl. Phys. **A581** (1995) 471
- [62] Johnstone, J.A. *et al.*, Phys. Rev. **C34** (1986) 243
- [63] Lohse, D. *et al.*, Phys. Lett. **B234** (1989) 235
- [64] Rahav, A. *et al.* Phys. Lett. **66** (1991) 1279
- [65] Kenneth S.Krane, INTRODUCTORY NUCLEAR PHYSICS, Wiley-Sons 1988